



T.C.
BATMAN ÜNİVERSİTESİ
LİSANSÜSTÜ EĞİTİM ENSTİTÜSÜ

**SİLİKON TABANLI PIN DİYOTLARIN ELEKTRİKSEL
BELİRTKENLERİNİN İNCELENMESİ**

ERSİN AKIN
YÜKSEK LİSANS TEZİ
Fizik Anabilim Dalı

Haziran 2022
BATMAN
Her Hakkı Saklıdır

TEZ KABUL VE ONAYI

Ersin Akın tarafından hazırlanan “SİLİKON TABANLI PIN DİYOTLARIN ELEKTRİKSEL BELİRTKENLERİNİN İNCELENMESİ” adlı tez çalışması 10/06/2022 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından oy birliği ile Batman Üniversitesi Lisansüstü Eğitim Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı’nda YÜKSEK LİSANS TEZİ olarak kabul edilmiştir.

Jüri Üyeleri

İmza

Başkan

Doç. Dr. İ. Afşin KARİPER

.....

Danışman

Prof. Dr. Osman PAKMA

.....

Üye

Doç. Dr. Şerif RÜZGAR

.....

Yukarıdaki sonucu onaylarım.

Prof. Dr. Osman PAKMA
Lisansüstü Eğitim Enstitüsü Müdür V.

TEZ BİLDİRİMİ

Bu tezdeki bütün bilgilerin etik davranış ve akademik kurallar çerçevesinde elde edildiğini ve tez yazım kurallarına uygun olarak hazırlanan bu çalışmada bana ait olmayan her türlü ifade ve bilginin kaynağına eksiksiz atıf yapıldığını bildiririm.

DECLARATION PAGE

I hereby declare that all information in this document has been obtained and presented in accordance with academic rules and ethical conduct. I also declare that, as required by these rules and conduct, I have fully cited and referenced all material and results that are not original to this work.

Ersin AKIN

10/06/2022

ÖZET

SİLİKON TABANLI PIN DİYOTLARIN ELEKTRİKSEL BELİRTKENLERİNİN İNCELENMESİ

Ersin AKIN

Batman Üniversitesi Lisansüstü Eğitim Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı

Danışman: Prof. Dr. Osman PAKMA

2022, 77 Sayfa

Bu tez çalışmasında silikon tabanlı BPW41N (PIN) fotodiyotunun elektriksel karakterizasyonu gerçekleştirilerek, elektriksel parametreler belirlenmiş ve bu parametreler aracılığı ile baskın olan akım iletim mekanizması hakkında bilgi edilmeye çalışılmıştır. 80-300K sıcaklıkları arasında akım-gerilim (I-V) ölçümlerinden PIN foto diyotumuzun uygulanan gerilim değeri ile seri direnç etkisine bağlı olarak sapma meydana geldiği görülmüştür. Baskın akım-iletim mekanizmasına göre elektriksel belirtilerler tayin edilmiştir. Ayrıca Norde ve Cheung metodundan yararlanarak aygıtımızın seri direnci belirlenmeye çalışılmıştır. Oda sıcaklığında Norde fonksiyonu ile seri direnç ve engel yüksekliği 147Ω ve 0,881 eV ve Cheung metodu ile de seri direnç 2,77 ve $2,076 \Omega$, engel yüksekliği $2,083 \Omega$, ve 0,654 eV olarak hesaplanmıştır. Bu farklılıklar akım-iletim mekanizması ve yöntemlere bağlı olarak yorumlanmıştır.

Anahtar kelimeler: Fotodiyot, PIN, Silikon, Seri Direnç

ABSTRACT
MASTER'S THESIS
INVESTIGATION OF ELECTRICAL PROPERTIES OF SILICON PIN
DIODES

Ersin AKIN

THE GRADUATE SCHOOL OF NATURAL AND APPLIED SCIENCE OF
BATMAN UNIVERSITY
THE DEGREE OF MASTER OF SCIENCE IN PHYSICS

Advisor: Prof. Dr. Osman PAKMA

2022, 77 Pages

Jury
Prof. Dr. Osman PAKMA
Asos. Dr. İ. Afşin KARİPER
Asos. Dr. Şerif RÜZGAR

In this thesis, the electrical characterization of the silicon-based BPW41N (PIN) photodiode was performed and its electrical parameters were determined and information about the dominant current conduction mechanism was tried to be obtained through these parameters. From the current-voltage (I-V) measurements between 80-300K temperatures, it was observed that there was a deviation due to the series resistance effect with the applied voltage value of our PIN photo diode. The electrical parameters were determined according to the dominant current conduction mechanism. In addition, the series resistance of our device was tried to be determined by using Norde and Cheung methods. At room temperature, the series resistance and barrier height were calculated as 147 Ω and 0.881 eV with the Norde function, and the series resistance was calculated as 2.77 and 2.076 Ω , the barrier height was 2.083 Ω , and 0.654 eV with the Cheung method. These differences have been interpreted depending on the current-conduction mechanism and methods.

Keywords: PIN, Photodiode, Series Resistance, Silicon

ÖNSÖZ

Batman Üniversitesi Lisansüstü Eğitim Enstitüsü'ne Yüksek Lisans tezi olarak sunulan bu çalışmamın çoğu yerinde yardımlarını esirgemeyen değerli danışman hocam Sayın Prof. Dr. Osman PAKMA'ya, Deneysel çalışmalar boyunca yardımlarını gördüğüm Öğr. Gör. Dr. Şadan Özden hocama teşekkürlerimi sunarım.

Ayrıca tüm çalışmamda bana desteklerini esirgemeyen eşime ve oğluma sevgilerimi sunuyorum.

Ersin AKIN
BATMAN-2022

İÇİNDEKİLER

ÖZET	iv
ABSTRACT.....	v
ÖNSÖZ	vi
İÇİNDEKİLER	vii
SİMGELER VE KISALTMALAR	ix
ŞEKİLLER	xi
1. GİRİŞ	1
2. TEORİK BİLGİ	4
2.1. Yarıiletkenler	4
2.1.1. Asal yarıiletken	7
2.1.2. Katkılı yarıiletkenler	9
2.2. PN Eklem	13
2.2.1. Kontak potansiyeli	15
2.2.2. Elektrik alanı	18
2.2.3. Tükenmiş bölge genişliği	22
2.2.4. Eklem kapasitansı	23
2.2.5. PN eklem diyot	25
2.2.6. PN eklem diyotun I-V karakteristikleri	26
2.2.7. PN eklem diyot direnci	30
2.3. PIN Eklem	30
2.4. Akım-İletim Mekanizmaları	35
2.4.1. Tünelleme	35
2.4.2. Tükenmiş bölgede yeniden birleşme – yaratılma	40
2.4.3. Difüzyon ve yayılım	40
2.4.4. Ara yüzeyler boyunca yeniden birleşme	42
3. MATERYAL VE YÖNTEM	43
3.1. Bpw41n'nin Bazı Fiziksel Özellikleri	43
3.2. Düşük Sıcaklık Sistemi	46
3.3. Elektriksel Karakterizasyon Ölçümleri	47
4. ARAŞTIRMA SONUÇLARI VE TARTIŞMA	48
4.1. Sıcaklığa Bağımlı Akım-Gerilim (I-V) Karakteristikleri	48
4.1.1. Baskın olan akım-iletim mekanizması	48
4.1.2. Seri direnç tayini	53
5. SONUÇ VE ÖNERİLER	59
KAYNAKLAR	61

ÖZGEÇMİŞ	65
İŞ DENEYİMLERİ.....	65

SİMGELER VE KISALTMALAR

Simgeler

A	:Diyotun alanı,
A*	:Etkin Richardson sabiti
Al	:Alüminyum
Ar	:Argon
As	:Arsenik
B	:Bor (Boron)
C	:MIS yapının kapasitansı
CdS	:Kadmiyum Sülfür
C_{ma}	:Yığılma bölgesinde ölçülen kapasite
Cl	:Klor
C_{ox}	:Yalıtkan Oksit tabakanın kapasitansı
C_{sc}	:Uzay yükü kapasitansı
d_{ox}	:Yalıtkan malzemenin tabaka kalınlığı
E	:Elektrik yükü
E _g	:Yasak Enerji Aralığı
E_c	:İletkenlik Bandı
E_v	:Valans Bandı
E_F	:Fermi Enerji Seviyesi
E_d	:Donör Enerji Seviyesi
E_A	:Akseptör Enerji Seviyesi
Ge	:Germanyum
G_{ma}	:Yığılma bölgesinde ölçülen iletkenlik
GaAs	:Galyum Arsenit
He	:Helyum
I	:Akım
I_0	:Doyma Akımı
In	:İndiyum
InSb	:İndiyum Antimonit
k	:Boltzman Sabiti
n	:İletkenlik Bandındaki Elektron Konsantrasyonu
n	:İdealite Faktörü
Na	:Sodyum
Ne	:Neon
N_c	:İletkenlik Bandında Enerji Düzeyleri konsantrasyonu
n_n	:N iletkenlik Bandındaki Elektron Konsantrasyonu
n_p	:P iletkenlik Bandındaki Elektron Konsantrasyonu
N_{sa}	:Metal ile dengede olan arayüzey durum yoğunluğu
N_{sb}	:Yarıiletken ile dengede olan arayüzey durum yoğunluğu
N_{ss}	:Ara yüzey durum yoğunluğu
P	:Fosfor
R_s	:Seri Direnç
Sb	:Antimon
Si	:Silisyum
T	:Kelvin Cinsinden Sıcaklık
V	:Gerilim
V_G	:Metal plakaya uygulanan gerilim
V_{ox}	:Yalıtkan Oksit Tabaka üzerine düşen gerilim

V_0	:Kontak Potansiyeli
ZnTe	:Çinko Tellür
W_d	:Tükenim Bölgesi Genişliği
ϕ_m	:Metalin iş fonksiyonu
ϕ_s	:Yarıiletkenin iş fonksiyonu
$^{\circ}\text{K}$	:Kelvin mutlak sıcaklık
δ	:Yalıtkan kalınlığı
ψ_s	:Arayüzeydeki bant gerilimi
ϵ_s	:Yarıiletkenin dielektrik sabiti
ϵ_i	:Oksit Tabakasının geçirgenliği
Ω	:Ohm
γ	:Gama
σ	:Yarı İletkendeki İletkenlik

Kısaltmalar

E_F	:Fermi Enerji Seviyesi
MHZ	:Megahertz
MIS	:Metal-Yalıtkan-Yarıiletken
MPS	:Metal-polimer-yarıiletken
MS	:Metal-Yarıiletken
N_{ss}	:Arayüzey durum yoğunluğu
RCA	:Radio Corporation of America
SEM	:Taramalı Elektron Mikroskobu
TE	:Termoionik Emisyon
TMPTA	:Trimetilolpropan Triakrilat
UV	:Ultraviyole
W_D	:Tükenim Tabakası Kalınlığı

ŞEKİLLER

Şekil 2. 1. Bazı malzemelerin elektriksel iletkenliği.	5
Şekil 2. 2. (a) ve (b) 'de gösterilen bazı metallerin elektron bandı yapısı.(c) 'de gösterilen büyük bir bant aralığı yalıtkanlarda vardır. (d) 'de gösterilen yarı iletkenlerin elektron bandı yapısında daha küçük bir bant boşluğu vardır.	6
Şekil 2. 3. Yarı iletkenlerin elektron uyarılmasından (a) önce ve (b) sonra.	7
Şekil 2. 4. Asal silikonda elektrik iletiminin elektron bağlama modeli: (a) uyardıktan önce, (b) ve (c) uyardıktan sonra (harici bir elektrik alanına yanıt olarak sonraki serbest elektron ve delik hareketleri).	8
Şekil 2. 5. Katkılı N tipi yarıiletken modeli (elektron bağı). (a) Fosfor gibi beş valans elektronuna sahip bir safsızlık atomu, bir silikon atomunun yerini alabilir. Bu, safsızlık atomuna bağlanan ve onu yörüngeye çeviren fazladan bir bağ elektronu ile sonuçlanır.....	10
Şekil 2. 6. (a) Bir donör safsızlık seviyesi için elektron enerji bandı şeması, (b) bir donörden uyarı iletim bandında serbest bir elektronun üretildiği durum.	11
Şekil 2. 7. Katkılı p-tipi yarıiletken modeli (elektron bağı). (a) Üç valans elektronuna sahip olan bor gibi bir safsızlık atomu, bir silikon atomunun yerini alabilir. Bu, bir değerlik elektronunun eksikliğine veya safsızlık atomuyla ilişkili bir deliğe neden olur. (b) Bir elektrik alanına tepki olarak bu deliğin hareketi.	12
Şekil 2. 8. (a) Bir alıcı safsızlık seviyesi için enerji bandı şeması, (b) bir elektronun alıcı seviyesine uyarılması.	13
Şekil 2. 9. (a) Bir PN bağlantısının basitleştirilmiş geometrisi; (b) ideal bir düzgün katkılı pn eklemının katkılı profili; (c) Eklem bölgesinin genişliği, elektrik alanı ve yüklü taşıyıcılara etki eden kuvvetler.	14
Şekil 2. 10. Denge durumundaki PN eklemının enerji-band diyagramı PN eklemde oluşan kontak potansiyeli	16
Şekil 2. 11. Keskin yük dağılımı yaklaşımı için yük yoğunluğunun konumla olan değişimi.	18
Şekil 2. 12. Tükenmiş bölgede elektrik alanının konum ile değişimi.	20
Şekil 2. 13. Düzgün katkılı bir PN bağlantısının uzay yük bölgesi boyunca elektrik potansiyeli.	22
Şekil 2. 14. Ters besleme altındaki bir PN eklemının diferansiyel değişiklikle uzay yükü genişliğindeki diferansiyel değişimi	24
Şekil 2. 15. (a) denge durumu, (b) ileri besleme durumu ve (c) ters besleme durumu için enerji band diyagramları.	26
Şekil 2. 16. İdeal PN eklem diyotun I-V grafiği	29
Şekil 2. 17. Ters besleme durumunda PN eklemının çıkış ve zener tipi kırılmaları.....	29
Şekil 2. 18. (a) İdeal bir PIN diyodun şematik yapısı (b) Fotodiyot boyunca net alan yükü yoğunluğu (c) Diyot boyunca yerleşik alan (d) PIN fotodiyodun çalışma prensibi.....	33
Şekil 2. 19. Bir PN heteroeklem yapısında elektronun enerji çıkıntısından(spayk tünellemesi.	36
Şekil 2. 20. n-Ge/p-GaAs heteroeklem yapısı için yeniden birleşme-tünelleme modelini.	37
Şekil 2. 21. İleri besleme durumundaki bir CdS/Cu (In,Ga)Se ₂ heteroeklem yapıda olası yeniden birleşme kanallarının enerji bant diyagramında şematik gösterimi:(A) klasik ara yüzeyde yeniden birleşme, (A') ara yüzeyde tünellemenin yükselttiği yeniden birleşme, (B') boşaltılmış bölgedeki yeniden birleşme, (B) boşaltılmış bölgede tünelleme yardımlı yeniden birleşme.	39
Şekil 2. 22. Arayüzde yeniden birleşim modelinin şematik çizimi. E _{Fn} ve E _{Fp} sıra ile N ve P tipi bölgeler için Fermi enerji düzeylerini gösterir. ET ise arayüz tuzak durumunun enerji düzeyini tanımlar.....	42
Şekil 3. 1. BPW41N PIN fotodiyot.....	43
Şekil 3. 2. (a) Ters besleme akımının aydınlıkta ortam sıcaklığına bağlı değişimi (b) farklı aydınlatma şiddetlerine ters yöndeki akımın ters besleme voltajına karşın değişimi	45
Şekil 3. 3. (c) Aydınlıkta ters besleme akımının aydınlatma şiddetine göre değişimi, (d) diyot sığasının ters besleme voltajına göre değişimi.	45
Şekil 3. 4. (e) Spektral hassaslığın dalga boyuna karşı olan değişimi, (d) Hassaslığın aydınlatma	

açısına bağlı değişimi	46
Şekil 3. 5. Sıcaklık Kontrollü Düşük Sıcaklık Sistemi	46
Şekil 3. 6. Keithley 4200 SCS yarıiletken karakterizasyon cihazı.....	47
Şekil 4. 1. Silisyum tabanlı BPW41N PIN fotodiyotunun sıcaklığa bağlı $\ln I$ -V karakteristiği	50
Şekil 4. 2. Silisyum tabanlı BPW41N PIN fotodiyotunun $A(V-1)-1000/T$ değişimi.	51
Şekil 4. 3. Silisyum tabanlı BPW41N PIN fotodiyotunun doyum akımının sıcaklığa bağlı değişimi	53
Şekil 4. 4. Silisyum tabanlı BPW41N PIN fotodiyotunun sıcaklığa bağlı Norde fonksiyonu değişimi	55
Şekil 4. 5. Silisyum tabanlı BPW41N PIN fotodiyotunun sıcaklığa bağlı (a) $dV/d(\ln I)$ -I ve (b) H-I değişimleri	57

TABLolar

Tablo 3. 1. BPW41N için oda sıcaklığında ölçülen bazı temel parametreler.	44
Tablo 4. 1. Temel akım-iletim mekanizmaları. Eg enerji band aralığı, k Boltzmann sabiti, T mutlak sıcaklık, n idealite faktörü, E_{ac} aktivasyon enerjisi ve engel yüksekliğidir.....	49
Tablo 4. 2. Silisyum tabanlı BPW41N PIN fotodiyotunun idealite faktörü ve doyum akımının sıcaklığa bağlı değerleri.	52
Tablo 4. 3. Silisyum tabanlı BPW41N PIN fotodiyotunun farklı metotlar ile hesaplanmış sıcaklığa bağlı elektriksel parametre değerleri.....	58

1. GİRİŞ

Günümüz teknolojisinin hızla ilerleme kaydetmesinin en önemli nedenlerinden birisi yirminci yüzyılda transistörün icadı ile bilgisayar ve iletişimin ileri seviyede evrim yaşaması ve yirmi birinci yüzyılın bilim ve teknoloji anlamında altın çağını yaşaması gösterilebilir. 2000’li yılların başında yaşanan teknolojik gelişmeler durmaksızın devam etmektedir. Bilimin hızla ilerlemesi ve gelişen teknoloji sayesinde yarı iletken teknolojisine bağlı olarak üretilen birçok aygıt hayatımıza girmektedir. Bugünkü teknolojik aygıtların neredeyse tamamı yarıiletkenlerden oluşmaktadır. Bu aygıtların bazıları dizüstü bilgisayar, cep telefonları, ışık yayan diyot (Led), ipod vb. gösterilebilir. Dünya üzerindeki tüm ülkelerin adeta yarış içerisinde girdiği savunma ve uzay teknolojisinde yarı iletken teknolojisi büyük paya sahiptir. Her yıl binlere bilimsel makale yarıiletken aygıtların üretimi üzerine çalışmalar yayınlamaktadır (Sze, 2006; Mönch, 2004; Streetman, 2005; Neamen, 1992; Rhoderick, 1988).

19.yüzyılda M. Faraday tarafından gümüş sülfürün direncinin ısıtıldığında direncinin düştüğünü, 1873’te Willoughby Smith selenyumdan üretilen dirençlerin üzerlerine ışık düşürüldüğünde dirençlerinin azaldığını, 1874’te Karl Ferdinand Braun metal sülfürlerin akım doğrultma ve iletkenlik özelliklerini gözlemlemesi ve 1948 de J. Bardeen ile W.H. Brattain germanyumdan transistörü üretmesi yarıiletken teknolojisinin günümüze kadar gelmesinde büyük paya sahiptir (Balkanski and Wallis, 1999).

Katıhal fiziğinin 20.yüzyıl teknolojisine getirdiği en büyük katkı yarıiletkenlerin elektronikte kullanılması olarak gösterilebilir (Tataroğlu,2006). Katıların elektriksel iletkenliği katı içindeki yük taşıyıcıların olması ve elektrik etkisi altında yük taşıyıcıların taşınımıyla mümkün hale gelebilir. Katıların elektriksel iletkenlikleri arasındaki farkın en önemli nedeni yoğunluk, ısı iletkenlik ve elastik gibi özelliklerinden kaynaklanmaktadır.

Yarıiletkenler iletkenlikleri bakımından metaller ile yalıtkanlar arasındadır. Yarıiletkenlerin iletkenlikleri elektriksel ve fiziksel etkiler ile değiştirilebilir. Elektriksel etki olarak akım ve gerilim, fiziksel etki olarak basınç, sıcaklık, ivme vb. büyüklükler gösterilebilir.

Silikon (Si); dünya üzerinde en yaygın bulunan sekizinci elementtir. Doğada saf serbest element olarak ortaya çıkar. Silikon en çok tozlarda, kumlarda, gezegenlerde, gezegenlerde silikon dioksit (silika)veya silikat formları olarak bulunur. Yerkabuğunun %90’ından fazlası silikat minerallerinden oluşur ve bu da silikonu, oksijenden sonra

Dünya'nın kabuğunda (kütlece yaklaşık% 28) en bol bulunan ikinci element haline getirir (Tarbuck and Lutgens, 2000).

Silikon yakın tarihin en önemli teknolojik malzemesidir ve bu yüzden ‘‘Silikon’’ çağı (Heywang and Zaininger, 2004) olarak adlandırılır. Çünkü silikonun uygun maliyette bulunması elektronik cihazların geliştirilmesi bakımından önemlidir.

Tipik fotodiyodların amacı ışık şiddetini en etkili ve verimli şekilde elektriksel sinyale çevirmektir. Elektriksel sinyal işleminin etkinliği kullanılan fotodiyodun karakteristiğine bağlıdır. Işığa duyarlı yüzeyine ışık düştüğünde fotodiyodlar üzerinden akım akmaya başlar normal diyoda göre fotodiyotlar ters yönde akım geçirir yani Anot ucuna eksi, katot ucuna artı besleme gerilimi uygulanması gerekir. Fotodiyotlar, elektronik endüstrisinde ortam ışığı sensörlerinden geniş bant genişliğine sahip optik telekomünikasyon sistemlerine kadar çeşitli alanlarda yaygın olarak kullanılan yarıiletken aygıtlardır. Fotodiyot elemanlar PIN yada PN eklem olarak üretilirler bu tez çalışmasında PIN fotodiyot kullanıldığı düşünülürse PIN fotodiyotlar p ve n bölgeleri arasına asal bir bölge katıldığında PIN fotodiyot olarak adlandırılır (Erol ve Balkan, 2013). Asal bölge çok az P veya N katkılı (veya katkısız) olarak üretilmektedir (Okhonin ve ark., 2015).

PIN diyotları ismi 1956 da Kleinman tarafından bir makalede (Kleinman, 1956) bahsedilmiştir. PIN diyotlarının radyasyon tespitinde kullanılması yenidir. 1977 yılında Nowotny ve Reiter (Nowotny and Reiter, 1977) düşük enerjili foton ölçümlerini bildirmiştir.1946'da Pickard tarafından temel silikon nokta temas diyotunun önerilmesinden ve radar teknolojisindeki uygulamasından bu yana (Fowler, 2005) daha hızlı cihazlara sahip olma ihtiyacı, araştırmacıları daha az kapasitans ve daha az ters akımın daha iyi özellikler sağladığı PIN diyot konseptine götürmektedir. Herhangi bir yarı iletken diyot gibi, PIN diyotları da ışığa karşı çok hassastır, bu nedenle hızlı yanıtından yararlanarak, fiber optik hatlar aracılığıyla iletişimde ışık tespiti için yaygın olarak kullanılırlar, PIN diyotları 50 MHz veya daha fazla frekanslarda kullanılır (Anonymous, 1977). Bu diyotların diğer belirgin doğal avantajları hızlı sinyal yanıtı, iyi iç algılama verimliliği, düşük voltajlı çalışma ve darbe yüksekliği spektrumları açısından daha iyi enerji çözünürlüğüdür. Yine son yıllarda, yarı iletken cihazlar araştırma reaktörlerinde, uzayda güneş panellerinde, askeri operasyonlarda lazerlerde, yüksek yoğunluklu radyasyon izleme için önemli uygulamalar ve parçacık detektörleri olarak yüksek enerji fiziğinde kullanılmıştır . En yaygın kullanılan yarı iletken cihazlar

arasında, silikon (Si) PIN diyotları, minyatürleştirmeye yatkınlıkları nedeniyle radyasyon ortamında nötron dozimetrisi için kullanılmıştır

2. TEORİK BİLGİ

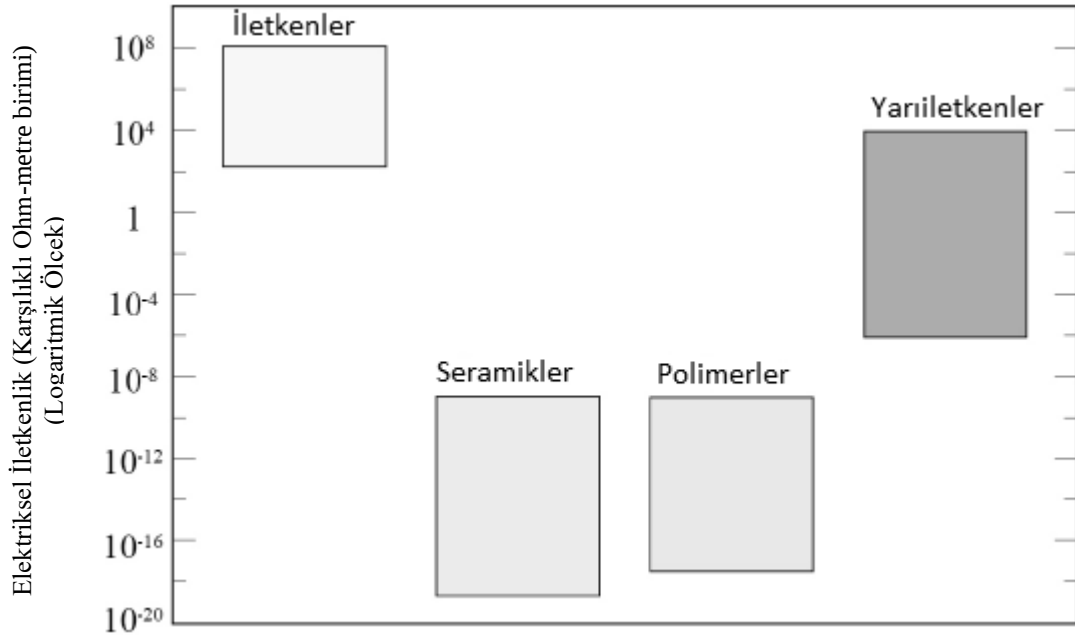
2.1. Yarıiletkenler

İtalyan fizikçi ve kimyager Alessandro Volta 1782 yılında ilk kez “yarıiletken” terimini kullanmıştır (Sandıkçı, 2013). Yarıiletken ile ilgili ilk yazılı belge ise Michael Faraday tarafından hazırlanmıştır. Faraday 1833 yılında yayınladığı makalesinde ise yarıiletkenler ile ilgili “Elektrikte Deneysel Araştırmalar” olarak bahsetmiştir (Sandıkçı, 2013). Direnci sıcaklık ile artan metaller ve elektrolitlerin aksine Faraday tersi bir araştırma sonucu tespit etmiştir (Khan, 2004). 1839 yılında Fransız fizikçi Edmond Becquerel elektrot ile yarıiletkenin birleşme yerindeki fotovoltaiik etkiyi keşfetmiştir. Fransız Fizikçi Becquerel sulu bir oksit elektrolit çözeltisi içine AgCl kaplı bir elektrot daldırarak bu elektrotlarda katodik bir ışık akım üretmiştir. 1870 ile 1885 tarihleri arasında yine yarıiletkenler üzerinde çalışmalar devam etmiş ancak herhangi bir cihazda kullanılmamıştır. Yarıiletkenlerin kullanıldığı ilk alan kablosuz iletişimdir.

1885 yılında farklı yarıiletkenlerde doğru akıma çevirme, direncin negatif sıcaklık katsayısı, ısı gerilim ve ısı iletkenlik gibi özellikleri bir makalede yayınlanmıştır. Araştırmacılar gümüş sülfid, galen ve selenyum gibi yarıiletkenlerin aynı malzeme türüne ait olduklarını daha tespit etmemişler ve bu malzemelerin genel kanunların istisnaları olarak kabul etmişlerdir (Sandıkçı, 2013).

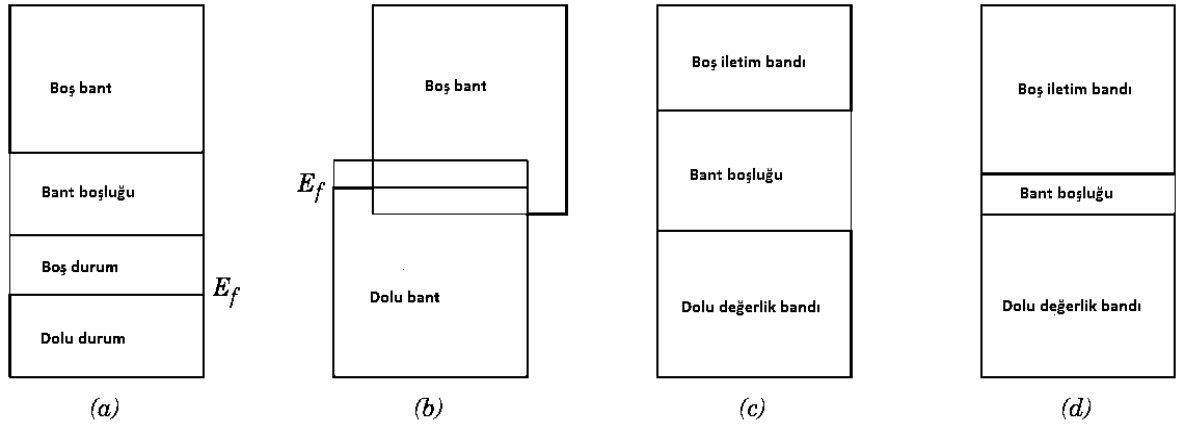
Yarıiletkenlerin tepkisinin 1930'lara kadar geliştirilemeyen kuantum mekaniğine bağlı olduğunun ortaya çıkması ve tek kristallerin bilinmemesi ile araştırmalarda kullanılan malzemelerin saflığının kriterlerin altında olması yarıiletkenlerin geliştirme sürecinin başındaki engeller olarak gösterilebilir (Sandıkçı, 2013).

Elektriksel iletkenlik açısından yarıiletkenler, iletken ve yalıtkan arasındadır. 10^7 $(\Omega.m)^{-1}$ düzeyinde iletkenliğe sahip metaller iyi iletken malzemelerdir. İletkenliği 10^{-10} ile 10^{-20} $(\Omega.m)^{-1}$ arasında olan yalıtkanlar düşük iletkenliğe sahiptir. En önemli malzeme türü olan yarıiletkenler, genellikle 10^{-6} ile 10^4 $(\Omega.m)^{-1}$ arasında iletkenliğe sahiptir. Bu durum Şekil 2.1'de verilmiştir.



Şekil 2.1. Bazı malzemelerin elektriksel iletkenliği (Callister and Rethwisch, 2010)

Yukarıdaki malzemelerin elektriksel iletkenlik farklılıklarını daha detaylı anlatmak için 0K'da dört farklı bant yapısı düşünülebilir. E_f , bu sıcaklıkta en yüksek dolu duruma karşılık gelen enerji anlamına gelen fermi enerjisidir. Bazı metallerin elektron bantı yapıları Şekil 2.2.a ve 2.2.b'de gösterilmektedir. Yalıtkanlar, doldurulmuş değerlik bandı, Şekil 2.2.c'de gösterilen genel olarak büyük bir bant aralığı (> 2 eV) ile boş iletim bandından izole edilir. Yalıtkan ile yarıiletkenlerin elektron yapısı birbirine benzemektedir. Elektron yapıları arasındaki benzerlik arasındaki en önemli fark ise bant aralığı yarı iletkenlerin daha incedir (< 2 eV), bu Şekil 2.2 d'de gösterilmiştir.



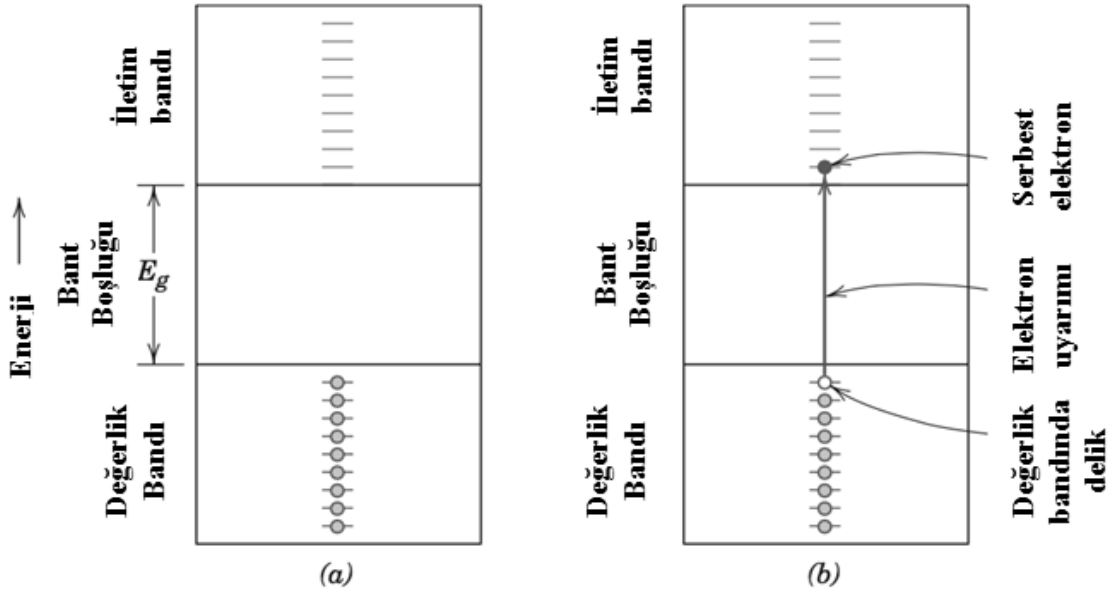
Şekil 2.2. (a) ve (b) 'de gösterilen bazı metallerin elektron bandı yapısı.(c) 'de gösterilen büyük bir bant aralığı yalıtkanlarda vardır. (d) 'de gösterilen yarı iletkenlerin elektron bandı yapısında daha küçük bir bant boşluğu vardır. (Callister and Rethwisch, 2010)

Yarıiletkenlerin iletken olabilmesi için değerlik bandındaki elektronların bant boşluğundan iletim bandına ulaşması ve bunun için elektronun, şekil 2.3'te gösterilen farklı bir enerji kaynağı ile patlama aralığı enerjisini (Örn) aşması için uyarılması gerekir.

Bazı malzemelerin bant aralığı değiştiği için birkaç elektron volt seviyesindedir. Elektronların bant boşluğundan iletim bandına ulaşması için gereken uyarma enerjisi elektriksel olmayan bir kaynaktan gelen ısı veya ışık olabilir. Serbest elektron, iletim bandındaki elektrondur kalan boşluğa ise delik denir.

Güneş pili uygulamalarındaki uyarma enerjisi E_{ph} ile gösterilen güneşten gelen fotonların enerjisidir. $E_{ph} > E_g$ olması durumunda ise, elektronlar Şekil 2.3b'de gösterildiği gibi uyarılacaktır ve potansiyel bir fark ortaya çıkacaktır.

En yaygın bilinen yarı iletkenler silikon (Si) ve germanyumdur (Ge). Yarı iletkenlik formu, bileşiklerin yapısında da görülebilir. Örneğin galyum arsenit (GaAs), indiyum antimonit (InSb), kadmiyum sülfür (CdS) ve çinko tellür (ZnTe) yarı iletken bileşiklerdir. Yarıiletkenler asal ve katkılı olmak üzere ikiye; saf element ve safsızlık atomlarının elektriksel özellikleri saf element ve safsızlık atomlarının elektronik yapısına dayanır.



Şekil 2.3. Yarı iletkenlerin elektron uyarılmasından (a) önce ve (b) sonra (Callister and Rethwisch, 2010)

Yarıiletkenlerin yangın alarm tesisatlarında kullanılmasının nedeni yarıiletkenlerin enerji açığı nedeniyle hattın sıcaklığının ve eğimin artmasına bağlıdır. Enerji açığı nedeniyle yarıiletkenler sıcaklığa karşı hassas özellik kazanır. Bu özellikten yararlanarak üretilen termistörler aracılığı ile sıcaklık farkı (10^{-4}°C) ölçülebilir.

Yarıiletkenlerin sahip olduğu elektronları harekete geçirmek için fotonların enerjisi 1.7 ile 3.5eV aralığında olması gerekir. Yarıiletkenlerin ışığa hassas bölgesine düşen ışık elektronları iletkenlik bandına yükselterek akım akmasını sağlar ve yarıiletkenlerin bu özelliği sayesinde ışık ölçüm aygıtları üretilebilir.

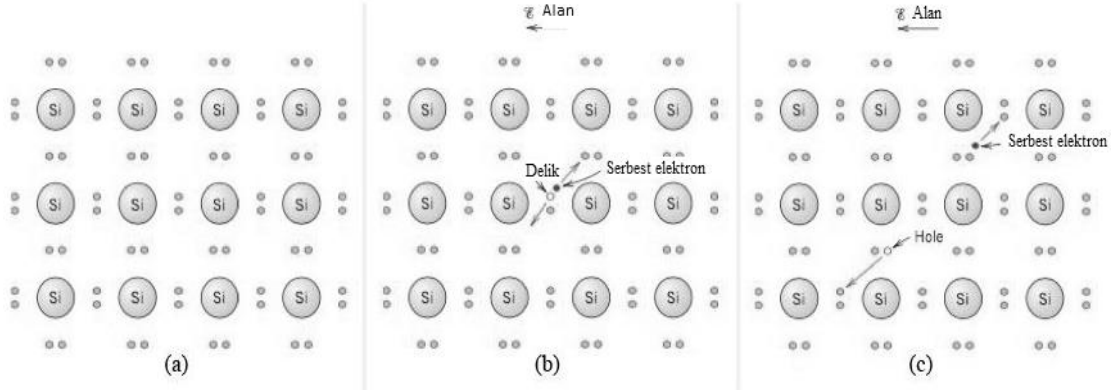
Yarıiletkenlerden basınç ölçüm cihazları üretmek için yarıiletkenlerin basınç altına alınması ile atomlar birbirine oldukça yaklaşır ve bu durumda bant yapısı etkilenir ve E_a Enerji durumu azalır ve bu sayede iletkenlik artar.

2.1.1. Asal yarıiletken

Elektriksel özellikler, saf elementin elektronik yapısına dayanmaktadır. Temel yarı iletkenler Si ve Ge'dir, her ikisi de Grup IVA elemanlarıdır ve bant boşlukları sırasıyla 1.1 eV ve 0.7 eV'dir. Asal özelliklere sahip olmak için saf element olmaya gerek yoktur. Grup IVA'nın her iki tarafındaki IIIA ve VA Gruplarındaki elementlerin bileşikleri de asal davranışa sahiptir, örneğin galyum arsenit (GaAs) ve indiyum

antimonit (InSb). Buna ek olarak, IIB ve VIA Gruplarındaki elementlerin bileşikler, örneğin kadmiyum sülfür (CdS) ve çinko tellür (ZnTe) gibi kendine özgü özellikler gösterir.

Elektrik alanı, kristale enerji aralıklarını aşacak kadar uygulanırsa (Şekil 2.4a), bir elektron uyarılır; Şekil 2.4b'de gösterilen bir serbest elektron ve bir delikten oluşur. Serbest elektron hareket ettiğinde geride bir delik kalır.



Şekil 2.4. Asıl silikonda elektrik iletiminin elektron bağlama modeli: (a) uyarımadan önce, (b) ve (c) uyarımadan sonra (harici bir elektrik alanına yanıt olarak sonraki serbest elektron ve delik hareketleri) (Callister and Rethwisch, 2010)

Asıl bir yarı iletkendeki iletkenlik, Denklem 2.1'de gösterilen iki tip yük taşıyıcısının (serbest elektronlar ve delikler) toplamına eşittir.

$$\sigma = \sigma_n + \sigma_p \quad (2.1)$$

burada σ_n ve σ_p sırasıyla negatif ve pozitif yük taşıyıcılarının iletkenliğidir. Denklem aşağıdaki gibi yeniden yazılabilir;

$$\sigma = n|e|\mu_e + p|e|\mu_h \quad (2.2)$$

N ve P sırasıyla birim hacim (metreküp) başına serbest elektron ve delik sayısıdır. $|e|$, bir elektron üzerindeki elektrik yükünün belirli bir ölçüsüdür (1.6×10^{-19} C). μ_e ve μ_h sırasıyla elektronların ve deliklerin hareketliliğidir. Heyecanlanan ve aktive olan her elektron arkasında bir delik bırakır. Bu nedenle, pozitif ve negatif yük taşıyıcıları eşittir.

$$n = p = n_i \quad (2.3)$$

n_i , iç taşıyıcı konsantrasyonu olarak bilinir. Sonuç olarak, asal yarıiletkenler için iletkenlik aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$\sigma = n|e|(\mu_e + \mu_h) = p|e|(\mu_e + \mu_h) = n.(e)(\mu_e + \mu_h) \quad (2.4)$$

2.1.2. Katkılı yarıiletkenler

Değerlik ve iletim bantlarında yük taşıyıcıların bulunması, bilerek yada bilmeyerek bir yarıiletkenin kristal yapısına katılan yabancı atomların varlığı ile önemli ölçüde etkilenir. Yarıiletken özellikli cihaz ve malzeme üretmek için bilerek bazı safsızlıklar eklenir. Bu durumdaki malzeme “katkılı” olarak isimlendirilir ve safsızlıkların kafes içine yerleştirme işlemine “katkılama” denir. Yani katkı maddeleri bir elektron bağışlamış veya kabul etmişlerdir. Katkı maddelerinin iyonizasyonu, termal enerjiye ve bir yarı iletkenin enerji boşluğundaki safsızlık seviyesinin konumuna bağlıdır (Yacobi, 2003).

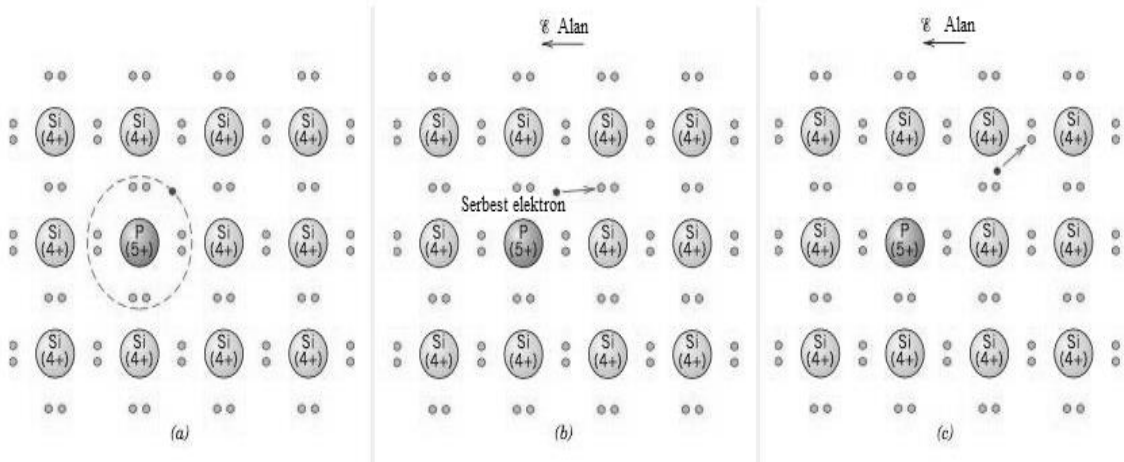
İletim bandına elektron katkıda bulunan safsızlıklara “verici” (donör) denir ve değerlik bandına delikler sağlayanlar alıcılardır. Kristallerdeki safsızlık atomlarının, malzemenin veya cihazın kullanımında zararlı olmaları durumunda nokta kusurları olarak kabul edildikleri, ancak iletkenliği kontrol etmek için kasıtlı olarak malzemeye dahil edilmişlerse, “verici” (donör) veya “alıcı” (akseptör) olarak tekrar tekrar belirtilmelidir (Yacobi, 2003).

Katkılı olanı asal bir yarı iletken yapmanın amacı, bunlara verici veya alıcı durumu ekleyerek bant aralığını daraltmak ve böylece elektronların daha düşük uyarma enerjisiyle iletim bandına geçmesini sağlamaktır. Bu şekilde güneş pili uygulamalarında ve diğer uygulamalarda güneş enerjisi ile indüklenen yarı iletken ile elektrik enerjisi elde edilir. Katkılı yarı iletkenler, N tipi yarı iletkenler ve P tipi yarı iletkenler olarak ikiye ayrılır.

2.1.2.1. N tipi yarıiletken

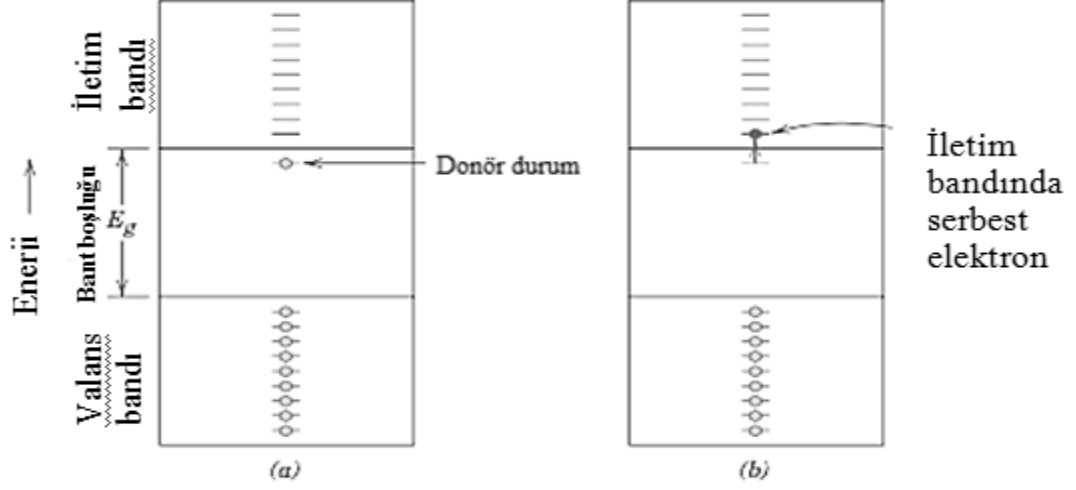
Son yörüngesinde dört valans elektronlu silikon yapısına yine son yörüngesinde beş valans elektronuna sahip bir safsızlık atomu eklendiğinde, bu safsızlık mevcut silikonun yerini alacaktır; Beş elektrondan dördü diğer silikon atomlarını bağlayacak, beş elektrondan biri bağlayıcı olmayan elektron olacak ve elektrostatik çekimle atomun safsızlıklarına karşı durabilecektir.

Boşta duran bu elektronun bağlanma enerjisi yaklaşık 0.01eV seviyelerindedir; safsızlık atomundan kolayca çıkarak elektriksel iletkenliğin başlamasına neden olur. Bu durum Şekil 2.5'te gösterilmektedir. Periyodik cetvelde Grup IV A elementlerinden biri olan silikon, safsızlık atomları olarak Grup VA elementleri ile katkılı yarı iletken olabilir. Fosfor, harici silikon yarı iletkenler için ticari olarak en yaygın kullanılanıdır.



Şekil 2.5. Katkılı n-tipi yarıiletken modeli (elektron bağı). (a) Fosfor gibi beş valans elektronuna sahip bir safsızlık atomu, bir silikon atomunun yerini alabilir. Bu, safsızlık atomuna bağlanan ve onu yörüngeye çeviren fazladan bir bağ elektronu ile sonuçlanır (Callister and Rethwisch, 2010)

Kirlilik atomunun fazla elektronu, iletim bandının hemen hemen altında bulunur ve bu, Şekil 2.6'da gösterilen verici durumu olarak kabul edilebilir. Uyarma enerjisi, verici durumdan iletim bandına bir elektronu uyarır ve arkasında yaratılmış bir delik yoktur. Bazı asal değerlik-iletkenlik bandı geçişlerinin ihmal edilebilir bir seviyesi olsa bile, iletim bandındaki elektronların miktarı, değerlik bandındaki deliklerin miktarını ($N \gg P$) çok aşar ve elektronların iletimden sorumlu olduğu söylenebilir. Denklem 2.5'te gösterilmiştir.



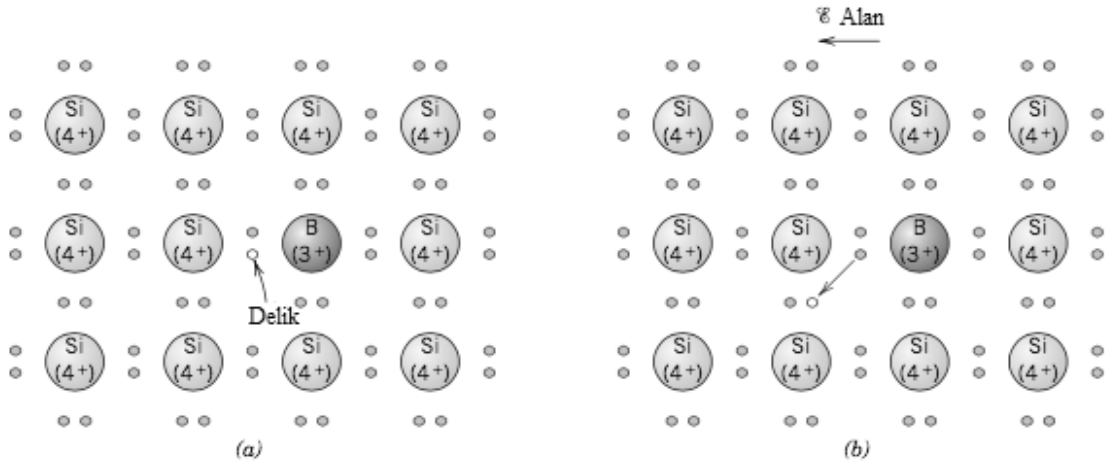
Şekil 2.6. (a) Bir donör safsızlık seviyesi için elektron enerji bandı şeması, (b) bir donörden uyarı iletim bandında serbest bir elektronun üretildiği durum (Callister and Rethwisch, 2010)

$$\sigma = n|e|\mu_e \quad (2.5)$$

Bu tip malzemeye N tipi katkılı yarı iletken denir ve bu tipte; elektronlar çoğunluk yük taşıyıcıları iken, delikler azınlık yük taşıyıcılarıdır. Fermi Enerji Seviyesi, bant aralığında yukarı, verici durumuna doğru hareket ettirilir.

2.1.2.2. P tipi yarıiletken

Üç valans elektronuna sahip bir safsızlık atomu silikona eklendiğinde ters etki görülebilir, bu safsızlık mevcut silikon atomunun yerini alacaktır; üç elektronun tümü diğer silikon atomlarını bağlayacak, bir delik gerçekleştirecektir. Yapı bir enerji tarafından uyarıldığında, bu delik Şekil 2.7'de gösterildiği gibi elektron hareketinin başlatıcısı olarak işlev görür. Grup IVA elementlerinden biri olan silikon, safsızlık atomları olarak Grup IIIA elementleri ile katkılı yarı iletken olabilir. Bor, güneş pili uygulamalarında ve diğer uygulamalarda harici silikon yarı iletkenler için ticari olarak en yaygın kullanılanıdır.

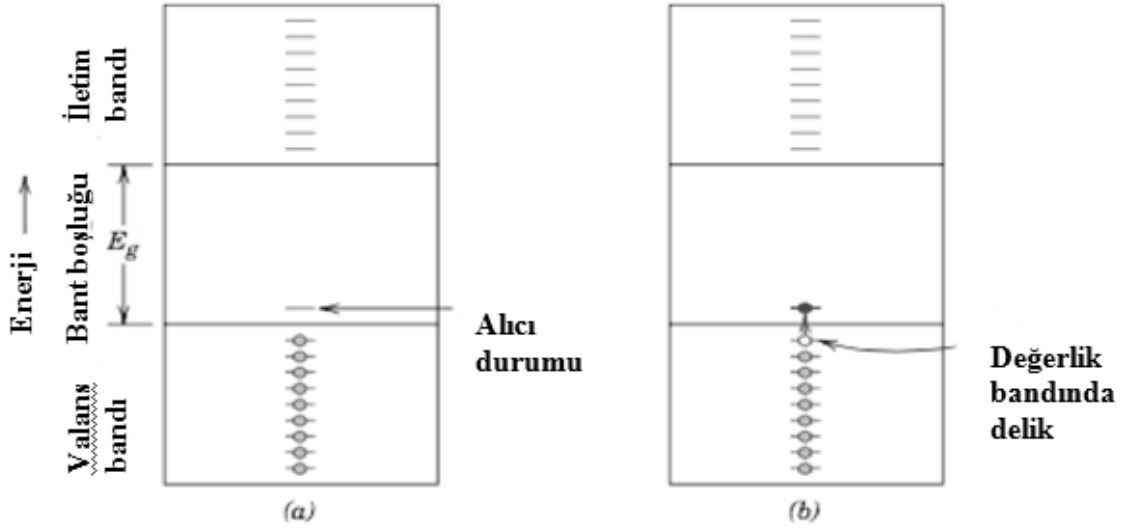


Şekil 2.7. Katkılı p-tipi yarıiletken modeli (elektron bağı). (a) Üç valans elektronuna sahip olan bor gibi bir safsızlık atomu, bir silikon atomunun yerini alabilir. Bu, bir değerlik elektronunun eksikliğine veya safsızlık atomuyla ilişkili bir deliğe neden olur. (b) Bir elektrik alanına tepki olarak bu deliğin hareketi

Safsızlık atomunun deliği hemen hemen valans bandının üzerinde yer alır ve bu, Şekil 2.8'de gösterilen alıcı durum olarak kabul edilebilir. Uyarma enerjisi, değerlik bandından alıcı duruma bir elektronla uyarılır ve değerlik bandında yeni bir delik oluşmuştur ancak değerlik bandında veya iletim bandında oluşturulan elektron yoktur. N tipi yarıiletken ile ters bir durum söz konusudur ve burada delik konsantrasyonu elektronlardan ($P \gg N$) çok daha yüksektir, dolayısıyla Denklem 2.6'da gösterildiği gibi iletimden deliklerin sorumlu olduğu söylenebilir.

$$\sigma \cong p|e|\mu h \quad (2.6)$$

Bu tip malzemeye P tipi katkılı yarı iletken denir ve bu tipte; delikler çoğunluk yük taşıyıcıları iken elektronlar azınlık yük taşıyıcılarıdır. Fermi Enerji Seviyesi, bant aralığında aşağıya, alıcı durumuna doğru hareket ettirilir.



Şekil 2.8. (a) Bir alıcı safsızlık seviyesi için enerji bandı şeması, (b) bir elektronun alıcı seviyesine uyarılması (Callister and Rethwisch, 2010)

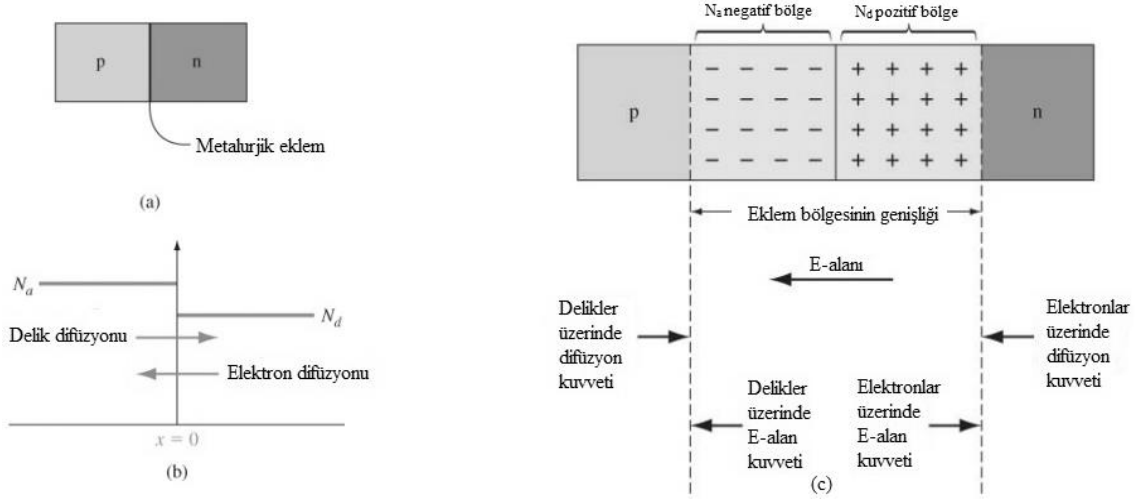
2.2. PN Eklem

PN eklem, ışığın üretilmesi ve algılanması için kullanılan cihazlarda yani optoelektronik cihazlarda ve çeşitli elektronik cihazlarda örneğin diyot, güneş pili transistör vb. (malzemedeki taşıyıcıların taşıma özelliklerini kullanan cihazlarda) yarıiletkenlerin temel hizmetlerinden birisidir. Bu nedenden dolayı PN eklem yarıiletken cihazların fiziğinin temelini oluşturur.

PN eklem ilk defa Amerikalı mühendis Russel Ohl tarafından 1940 yılında keşfedilmiştir. Ters besleme durumunda N tipi bölgede diyot üzerinden küçük akım geçerken, ileri besleme durumunda P tipi bölgede diyot üzerinden yüksek akım geçtiğini bulmuştur Russel Ohl. Bell laboratuvarlarında N tipi verici safsızlıkları ile P tipi alıcı safsızlıkları arasındaki bağlantıyı bulmuşlardır (Yacobi, 2003).

Bu keşif Shockley'in 1949 yılında akım gerilim özelliklerinin temel teorisini oluşturmasına ve aynı yıl PN eklem diyot denklemini bulmasına ilham kaynağı olmuştur (Mutlu, 2010). Bu teori daha sonra Moll, Shockley, Noyce ve Sah tarafından genişletildi (Sze and Kwok, 2007).

Yarıiletkenin, P bölgesini oluşturmak için bir bölgenin alıcı safsızlık atomları ile ve bitişik bölgenin n bölgesini oluşturmak için verici atomlarla katkılандığı tek kristalli bir malzeme olduğunun anlaşılması önemlidir. N ve P bölgelerini ayıran bölge, metalürjik bağlantı olarak adlandırılır.



Şekil 2.9. (a) Bir PN bağlantısının basitleştirilmiş geometrisi; (b) ideal bir düzgün katkılı PN eklemının katkılı profili; (c) Eklem bölgesinin genişliği, elektrik alanı ve yüklü taşıyıcılara etki eden kuvvetler

P ve N bölgelerindeki safsızlık katkı konsantrasyonları Şekil 2.9'b gösterilmektedir. Basit olması için, doping konsantrasyonunun her bölgede tekdüze olduğu ve bağlantı noktasında ani bir doping değişikliğinin olduğu bir basamaklı birleşme noktası ele alacağız. Başlangıçta, metalurjik bağlantı noktasında, hem elektron hem de delik konsantrasyonlarında çok büyük bir yoğunluk gradyanı vardır. N bölgesindeki çoğunluk taşıyıcı elektronlar P bölgesine yayılmaya başlayacak ve P bölgesindeki çoğunluk delikleri N bölgesine yayılmaya başlayacaktır. Yarı iletken harici bir bağlantı olmadığını varsayarsak, bu difüzyon süreci sonsuza kadar devam edemez. Elektronlar N bölgesinden yayılırken, pozitif yüklü verici atomlar geride kalır. Benzer şekilde, delikler P bölgesinden yayıldıkça, negatif yüklü alıcı atomları ortaya çıkarırlar. N ve P bölgelerindeki net pozitif ve negatif yükler, metalurjik bağlantının yakınındaki bölgede, pozitif yükten negatif yüke veya N'den P bölgesine doğru bir elektrik alanını indükler.

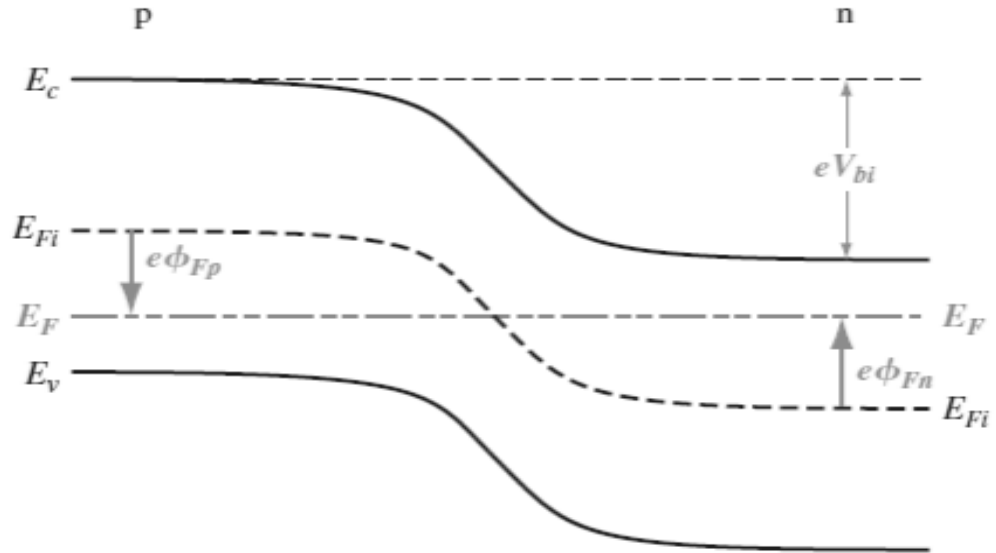
Net pozitif ve negatif yüklü bölgeler Şekil 2.9'da gösterilmektedir. Bu iki bölgeye uzay yükü bölgesi denir. Esasen tüm elektronlar ve delikler, elektrik alanı tarafından uzay yükü bölgesinden dışarı atılır. Uzay yükü bölgesi herhangi bir yükten yoksun olduğu için, bu bölge aynı zamanda boşaltma bölgesi olarak da adlandırılır: bu iki terim birbirinin yerine kullanılacaktır. Uzay yükü bölgesinin her bir kenarındaki çoğunluk carrier konsantrasyonlarında yoğunluk gradyanları hala mevcuttur. Yoğunluk gradyanını, çoğunluk taşıyıcılarına etki eden bir "difüzyon kuvveti" üreten olarak düşünülebilir. Uzay yükü bölgesinin kenarlarındaki elektronlara ve deliklere etki eden bu difüzyon kuvvetleri şekilde gösterilmiştir. Yük bölgesindeki elektrik alanı,

elektronlar ve delikler üzerinde, her bir parçacık türü için difüzyon kuvvetinin tersi yönünde başka bir kuvvet üretir. Termal dengede, difüzyon kuvveti ve Elektrik alanı kuvveti birbirini tam olarak dengeler.

2.2.1. Kontak potansiyeli

PN eklemine voltaj uygulanmadığı zamanlarda eklem termal dengede ve fermi enerjisi eşit durumda olur. Şekil 2.10' da denge durumundaki PN eklem enerjisi-bant diyagramı PN eklemde oluşan kontak potansiyeli görülmektedir. İletim ve değerlik bandı enerjileri, uzay yükü bölgesinden geçerken bükülmelidir, çünkü iletim ve değerlik bantlarının fermi enerjisine göre göreceli konumu P ve N bölgeleri arasında değişir.

N bölgesinin iletim bandındaki elektronlar, P bölgesinin iletim bandına geçmeye çalışırken potansiyel bir engel görürler. Bu potansiyel engele, “kontak potansiyel” ya da “dahili potansiyel” denir ve V_{bi} ile gösterilir. Kontak potansiyeli bölgedeki çoğunluk taşıyıcı elektronlar ile P bölgesindeki azınlık taşıyıcı elektronlar arasında ve ayrıca P bölgesindeki çoğunluk taşıyıcı delikler ile o bölgedeki azınlık taşıyıcı delikler arasında dengeyi korur. Bağlantı noktasındaki bu potansiyel fark bir voltmetre ile ölçülemez çünkü prob lar ile yarı iletken arasında V_{bi} 'yi iptal edecek yeni potansiyel engeller oluşacaktır.



Şekil 2.10. Denge durumundaki PN eklemnin enerji-band diyagramı PN eklemde oluşan kontak potansiyeli

P tipi veya N tipi katkılanan yarıiletkendeki fermi enerji seviyesi değerlik ve iletkenlik band kıyılarından eşit uzaklıkta olacak şekilde yasak enerji aralığı içinde yer alır. Bu durumda ϕ_{Fn} ve ϕ_{Fp} Şekil 2.10’da gösterildiği gibi, sırayla P tipi ve N tipi bölgelerin saf ve katkılı durumu fermi enerji seviyeleri arasındaki fark olarak belirlendiğinde, engel potansiyeli;

$$V_{bi} = |\Phi_{Fn}| + |\Phi_{Fp}| \quad (2.7)$$

olur. İletim bandındaki elektronun N tipi bölgedeki yoğunluğu;

$$n_0 = N_c \exp \left[\frac{-(E_c - E_F)}{kT} \right] \quad (2.8)$$

olarak verilir, denklemdeki n_0 ifadesi 0 V’daki yük yoğunluğunu gösterir. Denklem, saf yarıiletken serbest yük yoğunluğu n_i ve saf fermi düzeyi E_{Fi} cinsinden aşağıdaki formda da yazılabilir;

$$n_0 = n_i \exp \left[\frac{E_F - E_{Fi}}{kT} \right] \quad (2.9)$$

N tipi bölgedeki potansiyel;

$$e\Phi_{Fn} = E_{Fi} - E_F \quad (2.10)$$

Denklem (2.10) denklem (2.9)'a yerleştirildiğinde;

$$n_o = n_i \exp \left[\frac{-(e\Phi_{Fn})}{kT} \right] \quad (2.11)$$

olarak bulunur. Denklem (2.11)'in her iki tarafının doğal logaritmasını alınarak, $n_o = N_d$ için;

$$\Phi_{Fn} = \frac{-kT}{E} \ln \left(\frac{N_d}{n_i} \right) \quad (2.12)$$

bulunur. Benzer şekilde, P bölgesinde, delik konsantrasyonu şu şekilde verilir;

$$\rho_0 = N_a = n_i = \exp \left[\frac{E_{Fi} - E_F}{kT} \right] \quad (2.13)$$

N_a , alıcı konsantrasyonudur. P bölgesindeki potansiyel Φ_{Fp} olarak tanımlandığında,

$$e\Phi_{Fp} = E_{Fi} - E_F \quad (2.14)$$

Denklem (2.14) kullanılarak;

$$\Phi_{Fp} = + \frac{kT}{E} \ln \left(\frac{N_a}{n_i} \right) \quad (2.15)$$

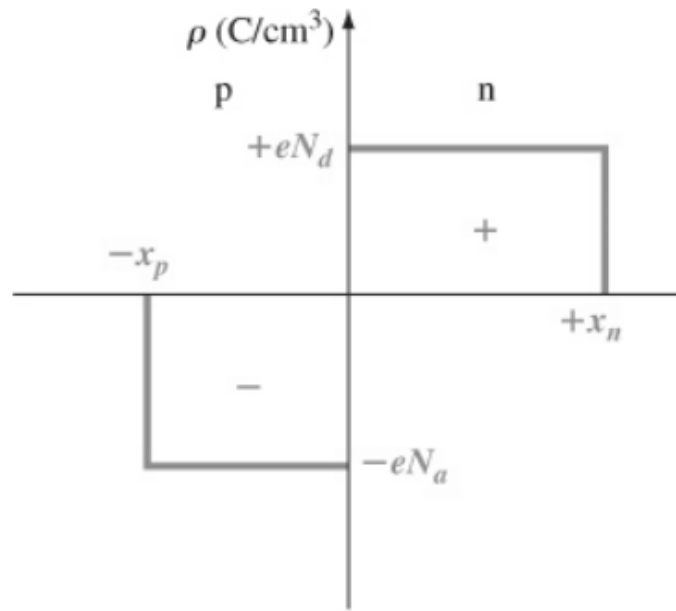
Son olarak, Φ_{Fp} ve Φ_{Fn} denklem (2.7)'de kullanılarak eklem engel yüksekliği;

$$V_{bi} = \frac{kT}{e} \ln \left(\frac{N_a N_d}{n_i^2} \right) \quad (2.16)$$

Yukarıdaki formülde $V_t = \frac{kT}{e}$ termal gerilim olarak tanımlanır. Ayrıca N_d ve N_a , sırasıyla ayrı ayrı P ve N bölgelerindeki net verici ve alıcı konsantrasyonlarıdır.

2.2.2. Elektrik alanı

Negatif ve pozitif uzay yük yoğunluklarının ayrılmasıyla elektrik alan tükenme bölgesinde ortaya çıkar. Keskin (abrupt) yük dağılımına sahip tipik bir PN eklemi için çizilen yük yoğunluğunun konum ile olan değişimi Şekil 2.11’de gösterilmiştir.



Şekil 2.11. Keskin yük dağılımı yaklaşımı için yük yoğunluğunun konumla olan değişimi

Bu yaklaşımda, yük yoğunlukları, $x \geq +x_n$ ve $x \leq -x_n$ için aniden sıfır olmakta ve $x = 0$ ’da pozitif ve negatif değerler arasında keskin bir şekilde değişmektedir. Elektrik alanın tükenmiş bölge içindeki değişimi Poisson denkleminin çözümü ile belirlenebilir.

$$\frac{d^2\Phi(x)}{dx^2} = -\frac{\rho(x)}{\epsilon} = -\frac{dE(x)}{dx} \quad (2.17)$$

Burada $\phi(x)$; elektriksel potansiyel, $E(x)$; elektrik alan, $\rho(x)$; hacimsel yük yoğunluğu ve $\epsilon = \epsilon_s \epsilon_0$ yarıiletkenin dielektrik sabitidir. ϵ_s yarı-iletken malzemenin ϵ_0 ise vakumdaki dielektrik geçirgenliğidir. Yük yoğunlukları;

$$\begin{aligned}\rho(x) &= -e(N_a) & -x_p < x < 0 \\ \rho(x) &= eN_a & 0 < x < (x_n)\end{aligned}\tag{2.18}$$

Denklem 2.17'nin integrali alındığında P tipi bölgedeki elektrik alan aşağıdaki gibi bulunur.

$$E = \int \frac{\rho(x)}{\epsilon_s} dx = -\int \frac{eN_a}{\epsilon_s} dx = \frac{-eN_a}{\epsilon_s} x + C_1\tag{2.19}$$

burada C_1 , integral sabitidir. $x < -x_p$ için nötr P bölgesinde elektrik alanın sıfır olduğu varsayılır, çünkü termal dengede akımlar sıfırdır. İntegral sabiti, $x = -x_p$ 'de $E = 0$ ayarlanarak belirlenir.

$$E = \frac{-N_a}{\epsilon_s} (x + x_p) \quad -x_p \leq x \leq 0\tag{2.20}$$

N bölgesinde, elektrik alanı aşağıdaki formülle belirlenir;

$$E = \int \frac{(eN_d)}{\epsilon_s} dx = \frac{eN_d}{\epsilon_s} x + C_2\tag{2.21}$$

Buradaki C_2 integral sabiti, denklem (2.21) de $x = +x_n$ için $E = 0$ alınarak bulunur. N bölgesi için elektrik alan;

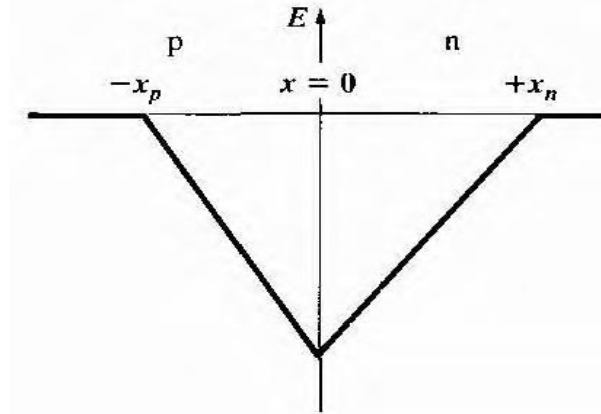
$$E = \frac{-eN_d}{\epsilon_s} (x_n - x) \quad 0 \leq x \leq x_n\tag{2.22}$$

olur. Eklem ara yüzde bölgesinde yani $x=0$ 'da elektrik alanı sürekli olduğundan denklem 2.22 ve 2.20 birbirine eşitlendiğinde;

$$N_a X_p = N_d X_n \quad (2.23)$$

bulunur. Yukarıdaki denklem N bölgesindeki birim alandaki pozitif yük sayısının, P bölgesindeki birim alandaki negatif yük sayısına eşit olduğunu vurgulamaktadır. Şekil 2.12'de tükenmiş bölgede konumla elektrik alanın doğrusal değişimini göstermektedir.

Elektrik alan yönü N'den P bölgesine veya bu geometri için negatif x yönündedir. Tekdüze katkılı PN bağlantısı için, Elektrik alanı, bağlantı boyunca mesafenin doğrusal bir fonksiyonudur ve maksimum (büyüklük) elektrik alanı, metalurjik bağlantı noktasında meydana gelir. P ve N bölgeleri arasında voltaj uygulanmadığında bile tükenme bölgesinde bir elektrik alanı mevcuttur.



Şekil 2. 12. Tükenmiş bölgede elektrik alanının konum ile değişimi

Fonksiyon yardımı ile elektrik alanın potansiyel fonksiyonu bulunabilir. P tipi bölgedeki potansiyel;

$$\Phi(x) = -\int E(x)dx = \int \frac{eN_a}{\epsilon_s} (x + x_p) dx \quad (2.24)$$

veya

$$\Phi(x) = \frac{eN_a}{\epsilon_s} \left(\frac{x^2}{2} + x_p \cdot x \right) + c_1' \quad (2.25)$$

şeklinde bulunur. c'_1 , yukarıdaki formülde integral sabitidir. $x = -x_p$ için potansiyel sabit bir değerdedir; Bu değer sıfır olarak kabul edildiğinde, c'_1 değeri aşağıdaki gibi bulunabilir.

$$c'_1 = \frac{eNa}{2\epsilon_s} (x_p^2) \quad (2.26)$$

C'_1 sabiti denklem 2.22'de yerine konulursa;

$$\phi(x) = \frac{eNa}{2\epsilon_s} (x + x_p)^2 \quad -x_p \leq x \leq 0 \quad (2.27)$$

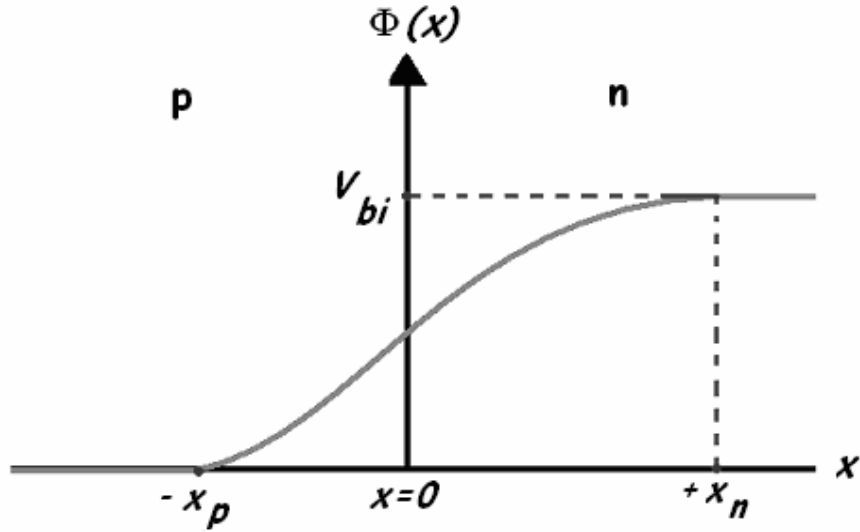
P bölgesi için potansiyel fonksiyonu bulunur. N bölgesindeki potansiyel fonksiyon;

$$\Phi(x) = \frac{eNa}{2\epsilon_s} (x_n - x)^2 \quad 0 \leq x \leq x_n \quad (2.28)$$

şeklinde dir. Bir PN eklemnin elektriksel potansiyelinin konuma bağımlı değişimi Şekil 2.13'de görülmektedir. Şekilde görüldüğü gibi $x = x_n$ için eklem engel yüksekliği;

$$V_{bi} = |\Phi(x = x_n)| = \frac{e}{2\epsilon_s} (N_d x_n^2 + n_a x_p^2) \quad (2.29)$$

olarak ifade edilir.



Şekil 2.13. Düzgün katkılı bir PN bağlantısının uzay yük bölgesi boyunca elektrik potansiyeli

Bir elektronun potansiyel enerjisi $E = -e\Phi$ ile verilir, bu da elektron potansiyel enerjisinin uzay yükü bölgesi boyunca uzaklığın ikinci dereceden bir fonksiyonu olarak değiştiği anlamına gelir.

2.2.3. Tükenmiş bölge genişliği

Uzay yükü bölgesinin metalurjik bağlantı noktasından P ve N bölgelerine uzandığı mesafeyi belirleyebiliriz. Bu mesafe, uzay yükü genişliği olarak da bilinir. Denklem 2.23 den ;

$$X_p = \frac{N_d X_n}{N_a} \quad (2.30)$$

elde edilir. X_n için Denklem (2.30) yerine denklem (2.29) koyup aşağıdaki formül elde edilir.

$$X_n = \left\{ \frac{2\epsilon_s V_{bi}}{e} \left[\frac{N_a}{N_d} \right] \left[\frac{1}{N_a N_d} \right] \right\}^{1/2} \quad (2.31)$$

Denklem (2.31), sıfır uygulanan voltaj durumunda, X_n N tipi bölgeye uzanan boşluk yükü genişliğini veya tükenme bölgesinin genişliğini verir.

Benzer şekilde, Denklem (2.23) 'den x_n için çözer ve Denklem (2.29) yerine koyarsak, buluyoruz

$$X_p = \left\{ \frac{2\epsilon_s V_{bi}}{e} \left[\frac{N_a}{N_d} \right] \left[\frac{1}{N_a N_d} \right] \right\}^{1/2} \quad (2.32)$$

burada X_p , sıfır uygulanan voltaj durumunda P bölgesine uzanan tükenme bölgesinin genişliğidir. Toplam tükenme veya boşluk yükü genişliği W , iki bileşenin toplamıdır veya;

$$W = X_p + X_n \quad (2.33)$$

Denklemleri (2.31) ve (2.32) kullanarak elde ederiz.

$$= \left\{ \frac{2\epsilon_s V_{bi}}{e} \left[\frac{N_a N_d}{N_d N_a} \right] \right\}^{1/2} \quad (2.34)$$

Yerleşik potansiyel bariyeri Denklem (2.16) 'dan belirlenebilir ve ardından toplam uzay yükü bölge genişliği Denklem (2.34) kullanılarak elde edilir.

2.2.4. Eklem kapasitansı

Pozitif ve negatif yüklerin tükenmiş bölge içinde ayrışması nedeniyle, PN eklemi bir kapasiteyle ilişkilendirilir. Şekil 2.14, V_R ve $V_R + dV_R$ 'nin ters besleme altında tükenmiş bölgedeki yük dağılımlarını göstermektedir. Ters besleme gerilimindeki artış dV_R bölgedeki ek pozitif yükleri ve P bölgesindeki ek negatif yükleri ortaya çıkaracaktır. Bu durumda eklem kapasitansı;

$$C' = \frac{dQ'}{dV_R} \quad (2.35)$$

Burada

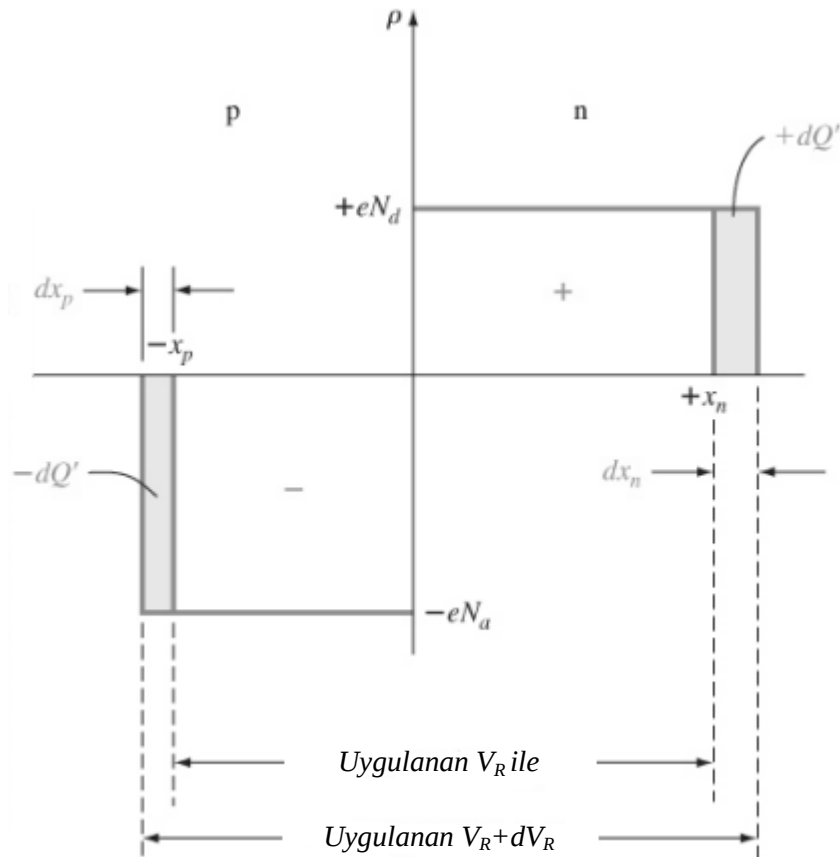
$$dQ' = eN_d dx = eN_a dx_p \quad (2.36)$$

Yukarıdaki formülde dQ' diferansiyel yükü ve C/cm^2 birimindedir. Böylece kapasitans C' , santimetre kare başına farad birimi (F/cm^2) veya birim alan başına kapasitans cinsindendir. Toplam potansiyel engel için Denklem (2.31) şu şekilde yazılabilir;

$$X_n = \left\{ \frac{2\epsilon_s (V_{bi} + V_R)}{e} \left[\frac{N_a}{N_a} \right] \left[\frac{1}{N_a + N_d} \right] \right\}^{1/2} \quad (2.37)$$

Eklem kapasitansı şu şekilde yazılabilir;

$$C' = \frac{dQ'}{dV_R} = eN_d \frac{dX_n}{dV_R} \quad (2.38)$$



Şekil 2.14. Ters besleme altındaki bir PN eklemine diferansiyel değişiklikle uzay yükü genişliğindeki diferansiyel değişimi

Böylece;

$$C' = \left\{ \frac{e\epsilon_s N_a N_d}{2(V_{bi} + V_R)(N_a + N_d)} \right\}^{1/2} \quad (2.39)$$

Tam olarak aynı kapasitans ifadesi, P bölgesi x_p 'ye uzanan uzay yük bölgesi dikkate alınarak elde edilir. Eklem kapasitansı aynı zamanda tükenme katmanı kapasitansı olarak da adlandırılır. A kesitli bir kondansatörün toplam kapasitansı ise;

$$C = C' A \quad (2.40)$$

Eklem kapasitansı tükenmiş bölge genişliği cinsinden;

$$C' = \frac{\epsilon_s}{W} = \epsilon_s \left\{ \frac{e N_a N_d}{2\epsilon_s (V_{bi} + V_R)(N_a + N_d)} \right\}^{1/2} \quad (2.41)$$

şeklinde yazılabilir.

Şekil 2.14'ü göz önüne aldığımızda, uzay yükü genişliğinin ters besleme geriliminin bir fonksiyonu olduğunu, böylece eklem kapasitansının aynı zamanda PN eklemine uygulanan ters besleme geriliminin bir fonksiyonu olduğu unutulmamalıdır.

2.2.5. PN eklem diyot

P tipi ve N tipi iki yarıiletken atomik anlamda birleştirildiğinde PN eklemi oluşur. P tipi bölge ve N tipi bölge aynı yarıiletken malzemeden yapılıysa yani iki malzemede silikon yada germanyum ise bu eklem homoeckem adını alır. Eğer PN eklemdeki malzemeler farklı ise (örneğin silikon-germanyum) oluşan yapı heteroeckem adını alır (Colinge and Colinge, 2005). Diyot PN ekleminden oluşur. Diyot nonlinear akım-gerilim karakteristiğine bağlıdır ve doğrultucu eleman olarak kullanılır.

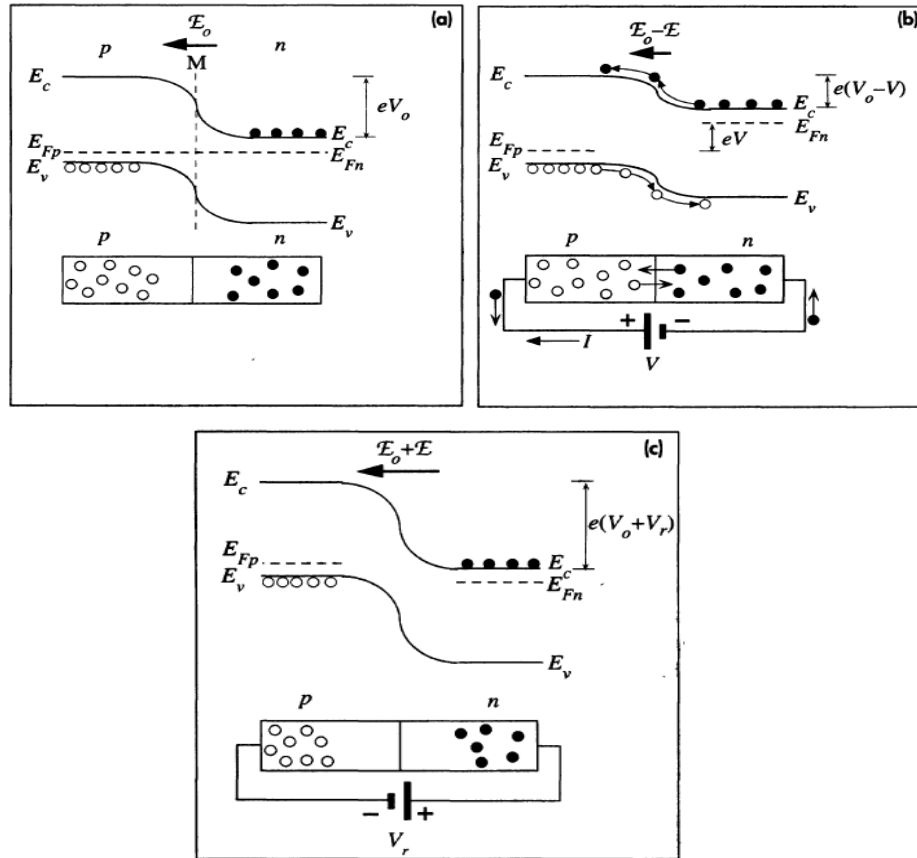
PN diyot entegre devre teknolojisinde, proses karakterizasyonu ve bağlantı kalitesi için bir izleme aracıdır. PN eklem, sağlam ve doğru diyot denklem çözümü

yalnızca cihaz karakterizasyonu ve uygulamaları için değil, aynı zamanda üretim süreci karakterizasyonu ve kalibrasyonu için de gereklidir (He ve ark., 2006).

2.2.6. PN eklem diyotun I-V karakteristikleri

Diyot uçlarına uygulanan gerilim ile diyodun üzerinden geçen akım bize diyodun akım-gerilim karakteristiğini verir. Bir PN eklemine akım-gerilim karakteristiği, dört varsayım temelinde elde edilir.

1. Ani tükenme katmanı yaklaşımı geçerlidir. Uzunluğu bölge boyutlarından çok büyüktür ve yarı iletken, tükenme bölgesinin dışında nötrdür.
2. Maxwell-Boltzmann yaklaşımı taşıyıcı istatistikleri için geçerlidir.
3. Düşük enjeksiyon kavramı geçerlidir.
- 4a. Toplam akım, tüm PN yapısı boyunca sabittir.
- 4b. Bireysel elektron ve delik akımları, PN yapısı boyunca sürekli fonksiyonlardır.
- 4c. Bireysel elektron ve delik akımları tükenme bölgesi boyunca sabittir. (Neamen and Pevzner, 1992)



Şekil 2.15. (a) denge durumu, (b) ileri besleme durumu ve (c) ters besleme durumu için enerji band diyagramları (Kasap, 2006)

Açık devre koşulları altında yani dışarıdan bir gerilim uygulanmadan önce PN eklemının enerji band diyagramı şekil 2.15(a)'da gösterilmektedir. Bu eklem yapısında net akım yoktur, Bu nedenle N'den P'ye difüzyon akımı, yerleşik E_0 alanı tarafından tahrik edilen P'den N'ye elektron sürüklenme akımı ile dengelenir. Benzer argümanlar delikler içinde geçerlidir. Bir elektronun N tarafındaki E_c 'den P tarafındaki E_c 'ye yayılma olasılığı, difüzyon akımı yoğunluğu $J_{difüzyon}$ 'i belirler. Potansiyel enerji bariyerinin üstesinden gelme olasılığı $\exp(-eV_0/kT)$ ile orantılıdır. Bu nedenle gerilim uygulanmadan önce;

$$J_{difüzyon}(0) = B \exp\left(\frac{-V_0}{kT}\right) \quad (2.42)$$

$$J_{net}(0) = J_{difüzyon}(0) + J_{sürüklenme}(0) = 0 \quad (2.43)$$

Yukarıdaki B formülde orantılılık sabitidir ve $J_{sürüklenme}(0)$, elektronların E_0 sürüklenmesinden kaynaklanan akımdır. Özetlemek gerekirse $J_{sürüklenme} = -J_{difüzyon}$ yani, sürüklenme difüzyona göre ters yönde gerçekleşir.

PN eklemine ileri besleme durumunda uygulanan voltajın çoğunluğu tükenme bölgesine düşer bu nedenle uygulanan voltaj yerleşik potansiyel V_0 'a karşısıdır.

Şekil 2.15 (b)'de potansiyel enerji bariyerini eV_0 'dan $e(V_0 - V)$ 'ye düşüren ileri besleme durumunu göstermektedir. N tarafındaki E_c 'deki elektronlar potansiyel enerji bariyerini kolayca aşabilir ve P tarafına geçebilir. N tarafındaki difüzyon elektronları, bu tarafa bağlı pilin negatif terminali ile kolayca doldurulabilir. Pilin pozitif terminali P tarafından uzaklaşan delikleri doldurabilir. Bu nedenle eklem yapısı boyunca ve devrenin etrafında bir akım akışı vardır. N tarafındaki bir elektronun E_c 'deki potansiyel enerji bariyerinin aşması ve P tarafındaki E_c 'ye yayılma olasılığı $\exp[-e(V_0 - V)/kT]$ ile orantılıdır. N tarafından P tarafına yayılan elektronlara bağlı yeni difüzyon akımı;

$$J_{difüzyon}(V) = B \exp\left[-\frac{e(V_0 - V)}{kT}\right] \quad (2.44)$$

Uzay yükü katmanındaki E_0 -E tarafından sürüklenen elektronlar nedeniyle hala bir sürüklenme akımı vardır. Sürüklenme akımı artık $J_{\text{sürüklenme}}(V)$ değerine sahiptir. Oluşan akım ileri besleme altındaki diyot akımıdır.

$$J = J_{\text{difüzyon}}(V) + J_{\text{sürüklenme}}(V) \quad (2.45)$$

$J_{\text{sürüklenme}}(V)$ 'yi değerlendirmek zordur. İlk değerlendirme olarak E_0 'ın E_0 -E'ye düşmesine rağmen, difüzyon nedeniyle uzay yükü katmanındaki elektron konsantrasyonunda bir artış olduğunu düşünülebilir. Böylece $J_{\text{sürüklenme}}(V)$ 'yi $J_{\text{sürüklenme}}(0)$ ile aynı kalması için yaklaşık olarak alabiliriz. Böylelikle;

$$J \approx J_{\text{difüzyon}}(V) + J_{\text{sürüklenme}} = B \exp\left[-\frac{e(V_0 - V)}{kT}\right] - B \exp\left(\frac{eV_0}{kT}\right) \quad (2.46)$$

$$J \approx B \exp\left(-\frac{eV_0}{kT}\right) \left[\exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (2.47)$$

Farklı bir sabit B ile benzer forma sahip olan delik katkısını da eklemeliyiz. Diyot akım-gerilim ilişkisi daha sonra J_0 'ın bir sıcaklık-değer sabiti olduğu bilinen diyot denklemi haline gelir.

$$J = J_0 \left[\exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (2.48)$$

PN eklemine ters besleme, $V = -V_D$ uygulandığında, voltaj tekrar SCL boyunca düşer. Bu durumda, V_r yerleşik potansiyel V_0 'a eklenir, böylece PE bariyeri şekil 2.15 (c)'deki gibi $e(V_0 + V_r)$ olur (Kasap, 2006).

2.2.7. PN eklem diyot direnci

Elektriksel olarak diyot uçlarına uygulanan gerilimin oranı ile diyot üzerinden geçen akımın oranı PN eklemine uygulanan direnci yani denklem (2.49)'u verir.

$$R = \frac{V}{I} \quad (2.49)$$

ΔI akım aralığındaki ΔV değişimine bağlı olarak R büyüklüğü V ve I 'ya bağlı olarak çok fazla değiştiğinden,

$$R = \frac{\Delta V}{\Delta I} \quad (2.50)$$

şeklinde tanımlanması gerekmektedir.

2.3. PIN Eklem

PIN fotodiyot 1950 yılında J. Nishizawa ve japonyadaki araştırma grubu tarafından icat edildi (Kasap, 2006). PIN Si diyot, üç farklı katmana sahip bir yapıya sahip bir aygıttır: Şekil 2.18.a'da gösterildiği gibi, yüksek katkılı ince bir P tipi katman, nispeten kalın bir iç (i-Si) katman ve yüksek katkılı ince N tipi katmadan oluşur. İ tabakasının gerçekten az katkılı olduğunu veya en azından P ve N tabakalarına kıyasla neredeyse hafif katkılı olduğunu düşünebiliriz. İ tabakası yani iç katman, özel uygulamaya bağlı olarak tipik olarak 5-50 μm , p^+ ve n^+ bölgelerinden çok daha geniştir. Yapı ilk oluşturulduğunda, delikler P^+ tarafından ve elektronlar N^+ tarafından i-si katmanına yayılır ve burada yeniden birleşerek kaybolur. Şekil 2.18.b'de gösterildiği gibi, P^+ tarafında negatif yüklü alıcı iyonları ve N^+ tarafında açıkta kalan pozitif yüklü verici iyonları ince katmanlarını geride bırakır. İki yük, i-si kalınlık W tabakası ile ayrılır. Şekil 2.18.c'de gösterildiği gibi, maruz kalan pozitif iyonlardan pozlanmış negatif iyonlara kadar i-si katmanında tek bir yerleşik E_0 alanı vardır. Bunun aksine, bir PN bağlantısının tükenme katmanındaki yerleşik alan tek tip değildir. Besleme altında olmadığından, denge çoğunluk taşıyıcıların P ve N katmanlarından i-Si katmanına daha fazla yayılmasını önleyen yerleşik alan E_0 tarafından korunur. P tarafından i katmanına yayılmayı başaran bir delik, E_0 tarafından geri sürüklenir, bu nedenle net akım sıfırdır.

PN bağlantısında olduğu gibi, P^+ tarafı tükenme bölgesinin kenarından N^+ tarafı tükenme bölgesinin kenarına kadar yerleşik bir potansiyel V_0 'da vardır. V_0 (E_0 gibi), deliklerin ve elektronların i-katmanına daha fazla difüzyonuna karşı potansiyel bir bariyer sağlar ve PN bağlantısında olduğu gibi açık devrede dengeyi (net akım sıfırdır) korur. Uygulanan bir gerilimin yokluğunda, $E_0 = V_0 / W$ olduğu şekil 2.18.c'den açıkça görülmektedir.

PIN diyotların belirgin avantajlarından biri, tükenme tabakası kapasitansının çok küçük olması ve voltajdan bağımsız olmasıdır. İki çok ince negatif ve pozitif yük katmanının sabit bir mesafe (i-Si katmanının genişliği W) ile ayrılması, paralel plaka kapasitöründeki ile aynıdır. PIN diyotunun birleşme veya tükenme katmanı kapasitansı basitçe,

$$C_{dep} = \frac{\epsilon_r \epsilon_0 A}{W} \quad (2.52)$$

verilir.

Yukarıdaki formülde A enine kesit alanı ve $\epsilon_r \epsilon_0$, sırasıyla yarı iletkenin (Si) geçirgenliğidir. Ayrıca, i-Si tabakasının genişliği W yapı tarafından sabitlendiğinden, bağlantı kapasitesi, PN bağlantısının aksine uygulanan gerilime bağlı değildir.

PIN aygıtına ters besleme voltajı V_r uygulandığında, neredeyse tamamen i-Si katmanının genişliği azalmaya başlar. P ve N taraflarındaki alıcı ve verici yüklerinin ince tabakalarının tükenme tabakası genişlikleri, W ile karşılaştırıldığında ihmal edilebilir düzeydedir. Ters besleme voltajı uygulanınca V_r , Şekil 2.18.d'de gösterildiği gibi yerleşik voltajı $V_0 + V_r$ 'ye yükseltir. İ-Si katmanındaki E alanı hala tek tiptir ve

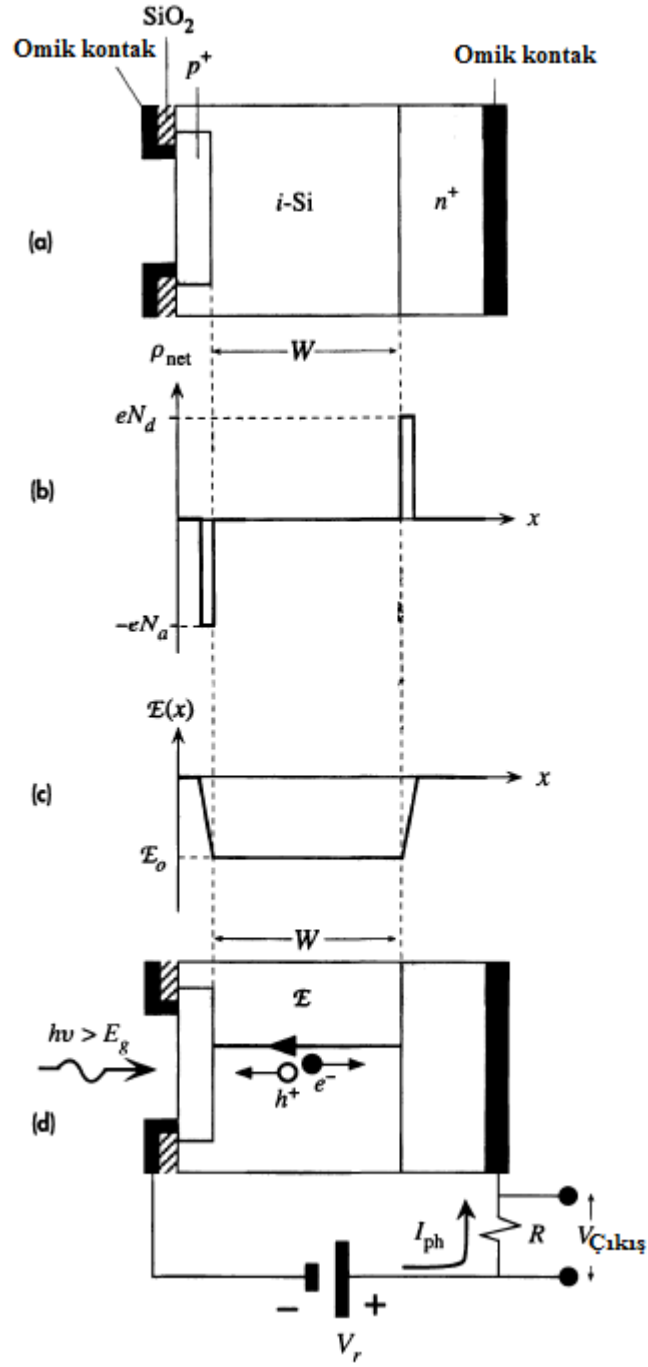
$$E = E_0 + \frac{V_r}{W} \approx \frac{V_r}{W} \quad V_r \gg V_0 \quad (2.53)$$

yükselir.

Bir PIN aygıtın i-tabakasının genişliği tipik olarak sıradan bir PN bağlantısındaki tükenme tabakası genişliğinden çok daha büyük olduğundan, PIN cihazları genellikle daha yüksek kırılma voltajlarına sahiptir, bu da onları yüksek kırılma voltajlarının gerekli olduğu yerlerde yararlı kılar. PIN'lı fotodedektörlerde, PIN yapısı, foton emiliminin esas olarak i-Si katmanı üzerinde gerçekleşeceği şekilde tasarlanmıştır. Şekil

2.19.d'de gösterildiği gibi, i-Si katmanındaki fotojenere elektron deliği çiftleri (EHPS) daha sonra E alanıyla ayrılır ve sırasıyla N^+ ve P^+ taraflarına doğru sürüklenir. Fotojenere edilmiş kariyerler i-Si katmanı boyunca sürüklenirken, Şekil 2.18.d'de küçük bir örnekleme direnci R boyunca bir voltaj olarak tesadüfen tespit edilen (veya bir akım-voltaj dönüştürücü tarafından algılanan) bir eksternal fotoakıma yol açarlar. PIN fotodiyotunun yanıt süresi, i-Si katmanının genişliği W boyunca fotojenere edilmiş taşıyıcıların geçiş süreleriyle belirlenir. W'nun artırılması, daha fazla fotonun soğurulmasına izin verir, bu da giriş ışık yoğunluğu başına çıkış sinyalini artırır, ancak taşıyıcı geçiş süreleri uzadığı için yanıt hızını yavaşlatır.

Basit PN eklem fotodiyotunun iki büyük dezavantajı vardır. Birleşme veya tükenme katmanı kapasitansı, yüksek modülatör özelliklerinde ışık algılamaya izin verecek kadar küçük değildir. Bu, bir RC zaman sabiti sınırlamasıdır. İkincisi. tükenme tabakası en çok birkaç mikrondur. Bu, penetrasyon derinliğinin tükenme tabakası genişliğinden daha büyük olduğu uzun dalga boylarında, fotonların çoğunluğunun EHPS'yi ayıracak ve sürükleyecek alanın olmadığı tükenme tabakasının dışında emildiği anlamına gelir. Fotodedektör verimliliği, bu uzun dalga boylarında buna uygun olarak düşüktür. A-Si: H güneş pilleri gibi PIN'lı fotovoltaik cihazlar, fotodetektörlerde olduğu gibi i-tabakasında fotojenerasyonun gerçekleşmesini sağlayacak şekilde tasarlanmıştır. Herhangi bir besleme voltajı uygulanmadığından yerleşik alan E, EHPS'yi ayırır ve foto akımı çalıştırır.



Şekil 2.18. (a) İdeal bir PIN diyodun şematik yapısı (b) Fotodiyot boyunca net alan yükü yoğunluğu (c) Diyot boyunca yerleşik alan (d) PIN fotodiyodun çalışma prensibi

Yük yoğunluğunun konuma bağlı tükenmiş bölge içindeki değişimi aşağıda verildiği gibidir;

$$\rho(x) = \begin{cases} 0, & x < X_p \\ -qN_a, & -X_p < x < 0 \\ 0, & x < W \\ qN_d, & X < W + X_n \\ 0, & > X_n \end{cases} \quad (2.54)$$

Eğer Gauss yasası kullanılarak elektrik alanı ;

$$E(x) = \begin{cases} -\frac{qN_a}{\epsilon_p} X + X_p, & -X_p < X < 0 \\ -\frac{qN_a}{\epsilon_i} X_p = \text{sabit}, & 0 < x < W \\ +\frac{qN_a}{\epsilon_n} (x - (W + X_n)) & , W < W + X_n \end{cases} \quad (2.55)$$

şeklinde bulunabilir. Sınır koşulları, $\epsilon_i E(0_+) = \epsilon_n E(0_-)$ ve $N_a X_p = N_d X_n$ kullanılarak, elektrostatik potansiyeli,

$$V(x) = \begin{cases} 0 & x < -x_p \\ \frac{qN_a}{2\epsilon_p} (x + x_p)^2 & , x_p < x < 0 \\ \frac{qN_a}{2\epsilon_n} x_p x + \frac{qN_a}{2\epsilon_p} x_p^2 & , 0 < x < W \\ -\frac{qN_d}{2\epsilon_n} (x - (W + x_n))^2 + \frac{qN_a}{2\epsilon_p} x_p W + \frac{qN_a}{2\epsilon_p} x_p^2 + \frac{qN_d}{2\epsilon_n} x_n^2 & , W < x < W + X_n \end{cases} \quad (2.56)$$

bulunabilir. Burada eklem engel potansiyeli aşağıdaki gibidir.

$$V_b = \frac{qN_a}{\epsilon_i} x_p W + \frac{qN_a}{\epsilon_p} x_p^2 + \frac{qN_d}{\epsilon_d} x_n^2 \quad (2.57)$$

2.4. Akım-İletim Mekanizmaları

PN eklemi yapısının P ve N bölgeleri arasında katkısız bir tabaka bulunacak şekilde üretilmiş hali bize klasik bir PIN aygıtın yapısını verir. Ara bölgedeki yani i bölge az P tipi yada N tipi olarak katkılıdır. Bu sebeple I/N yada P/I arayüzeylerinden biri doğrultucu diğer ise omik eklem karakterde davranır. Doğrultucu karakter P^+N yada N^+P yapısı olarak değerlendirilebilir. Neticede PN heteroeklem için ele alınan akım iletim modelleri benzer PIN eklem yapısı içinde geçerli kabul edilebilir.

Karanlık ortam koşullarında ileri beslenen PN heteroeklem yapıda etkin olabilecek akım-iletim modellerinin en önemlileri aşağıda sıralanarak gösterilmiştir.

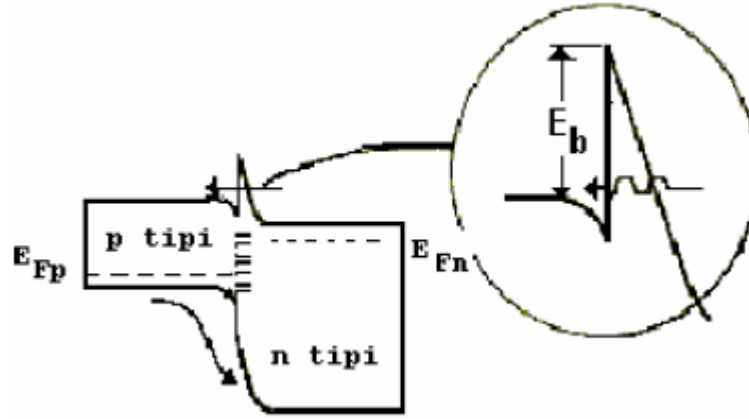
- ✓ Tünelleme
- ✓ Boşaltılmış bölgede yeniden birleşme ve yaratılma
- ✓ Difüzyon ve Yayınım
- ✓ Ara yüzeyler boyunca yeniden birleşme

2.4.1. Tünelleme

Akım-gerilim karakteristiklerinde tespit edilen sıcaklıktan farklı olarak bağımsız eğimlerin varlığı heteroeklem yapının tünelleme modeli ile açıklanmaktadır (Rediker ve ark., 1964). Tünelleme modeline göre, iletim bandının alt kenarında bulunan elektronlar N tipi yarıiletken P tipi yarıiletkenine doğru yüksekliği E_b olan engel içerisinden tünelleyerek geçebilir. Bu tünelleme şekil 2.19’da gösterilmiştir. Engelin üzerinden ısı etkisi ile serbest yüklerin oluşturduğu akımın P tipi bölgeye geçen elektronların oluşturduğu akımdan daha az aktif olursa toplam akım uygulanan gerilim ile aşağıda verildiği gibi değişmektedir (Zeghbroeck, 2007).

$$J = J_0(T) \exp(V / V_0) \quad (2.58)$$

burada V_0 sabittir ve $J_0(T)$ sıcaklıkla çok az değişmektedir. Newman (Newman, 1965), Denklem (2.45)’i tekrar düzenlemiştir;



Şekil 2.19. Bir PN heteroeklem yapısında elektronun enerji çıkıntısından (spayk tünellemesi) (Dolega and Naturforsch, 1963)

$$J = J_0 \exp(T / T_0) \exp(V / V_0) \quad (2.59)$$

şeklinde yeniden düzenlenmiştir. Bu bağıntıda, T_0 bir sabittir. Tünelleme akımı tünellemenin yaşandığı enerji seviyesinin değerine bağlı olarak sıcaklıkla alakalı yada alakasız bir özellik göstermektedir. Sıcaklığa bağlı olarak şekil 2.16’da gösterilen enerji çıkıntısı içinde değişik enerji seviyelerinde tünelleme meydana gelebilir. Bu durumda I-V ifadesi;

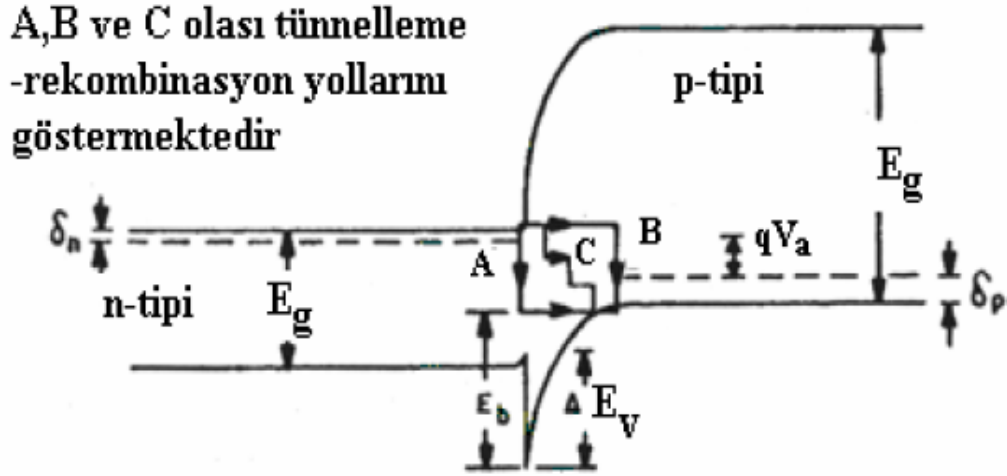
$$I = I_0 \exp(qV / E_0) \quad (2.60)$$

olarak verilebilir. Bu bağıntıda E_0 aktivasyon enerjisi olarak adlandırılır ve $E_0 = E_\infty \coth(E_\infty / kT)$ şeklinde tanımlanır. E_∞ tünelleme enerjisini ifade eder. N ve P tipi bölgeleri arasında meydana gelen ve yukarıda açıklanan doğrudan tünellemenin yanı sıra bazı durumlarda tünelleme ve yeniden birleşme ardışık olarak meydana gelebilir.

2.4.1.1. Çok adımlı tünelleme

Delikler, P tipi yarıiletkenin N tipi yarıiletkenin dolu olan seviyelerine tünelleyerek elektronlar ile birleşebilirler yada elektronlar N tipi yarıiletkenin iletim bandından P tipi yarıiletkenin yasak enerji bölgesinde bulunan boş enerji düzeylerine tünellebilirler (Ribben and Feucht, 1966).

Şekil 2.20’de A ve B yolları tek adımlı tünellemeyi, C yolu ise çok adımlı tünellemeyi göstermektedir.



Şekil 2.20. n-Ge/p-GaAs heteroeklem yapısı için yeniden birleşme-tünelleme modelini(Dolega and Naturforsch, 1963)

Elektrik alan şiddetinin tükenmiş bölge içinde sabit ve tuzak durum yoğunluğunun enerji ve uzay koordinatlarında düzgün yayıldığı göz önüne alınırsa ileri besleme akımı (Donnelly and Milnes, 1966);

$$J_{ileri} = BXN_t \exp\left[-aR^{-1/2}(V_{bi} - KV)\right] \quad \text{ve} \quad a = \frac{\pi}{4h} \left(\frac{m_n \epsilon_p}{N_a} \right)^{1/2} \quad (2.61)$$

olarak verilir, X ara yüzeyden geçen elektronların iletim katsayısı, N_t tünelleme/yeniden birleşme merkez yoğunluğu, m_n elektronun etkin kütlesi, R ise tükenmiş bölgeyi geçmek için gereken adım sayısını tanımlar. Serbest yüklerin ara yüzey durumlarının desteğiyle yeniden birleşimi şeklinde tünelleme devam ediyorsa I-V denklemi (Mitchell, 1979);

$$J_{ileri} = J_0 \exp(\beta T) \exp(\Delta V) \quad (2.62)$$

burada β , eklem engel yüksekliğinin (V_{bi}) sıcaklıkla olan değişimini tanımlar.

2.4.1.2. Tünelleme/arayüzde yeniden birleşim T/IR modeli

Arayüzde ve tünellemede ard arda ara yüzde yeniden birleşim mekanizmaları gerçekleşebilir. Paralel ve seri etkileri de dikkate alınacak olursa I-V ifadesi;

$$I = I_0 \left(\exp(C(V - IR)) - 1 \right) + \frac{V - IR_s}{R_{SH}}; I_0 = I_\infty \exp(-\Delta E / kT) \quad (2.63)$$

olarak verilir. Burada $C = (1 - f)B - f / (kT)$ dir. Eğer $f = 1$ koşulu saf arayüzde yeniden birleşmeyi, $f = 0$ ise saf tünellemenin varlığına işaret eder. B, sıcaklıktan bağımsız tünelleme faktörüdür.

2.4.1.3. Tünelleme yardımcı yeniden birleşme akımı

Bu teori ilk olarak Şekil 2.21’de gösterilen n -CdS/p-Cu(In,Ga)Se₂ heteroeklem yapının düz besleme voltajı altında etkin olan ve ara yüzeyde gerçekleşen yeniden birleşme ve tuzak durumları yardımı ile meydana gelen yeniden birleşme mekanizmasını açıklamak için kullanılmıştır (Rau ve ark., 2000).

2.4.1.4. Ara yüzeyde tünelleme yardımcı yeniden birleşme

Tampon ve emici bölgesinde yarıiletkenlerin arasındaki negatif bant değişimi sebebi ile tampon bölgesindeki serbest elektron yoğunluğu, boşluk yoğunluğundan fazla olmalıdır. İleri besleme voltajı altında ara yüzeydeki yeniden birleşme akımı;

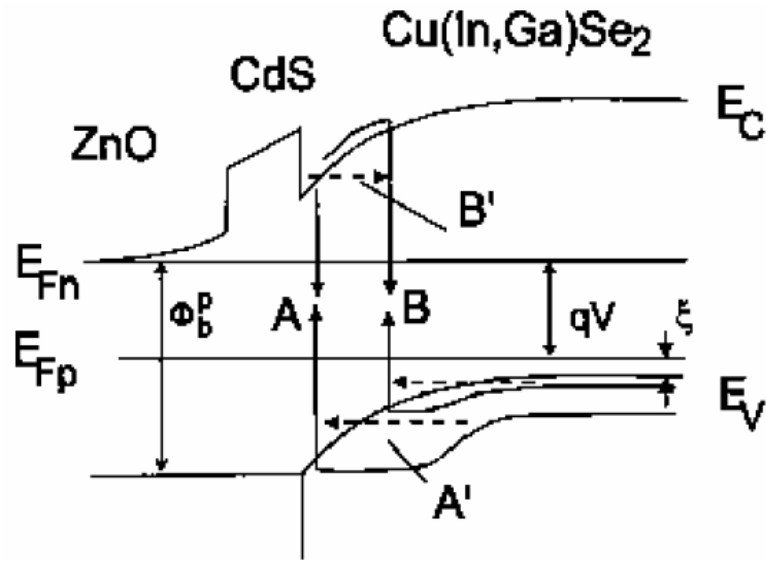
$$I = I_\infty \exp(qV / nkT) \exp(-E_A / nkT) \quad (2.64)$$

şeklindedir.

Yukarı formülde E_A ise aktivasyon enerjisi, V uygulanan gerilimdir. Eğer $E_A = E_{gap}$ ise arayüze tünelleyerek ulaşan serbest elektronlar buradaki üstel dağılımlı tuzak durumları ile yeniden birleşime uğrarlar. Bu durumda $E_A = \phi_B^P$ N-tipi yarıiletkenin sözde (quasi) Fermi seviyesi ile P tipi yarıiletkenin değerlik bandının üst kıyısındaki eğilmenin sonlanıp düzleşmeye başladığı kısmı arasında kalan enerji miktarını tanımlar. Diyot idealite sabitinin sıcaklıkla olan değişimi;

$$n = (E_\infty kT) \coth(E_\infty / kT) \quad (2.65)$$

ile ifade edilir.



Şekil 2.21. İleri besleme durumundaki bir CdS/Cu (In,Ga)Se₂ heteroeklem yapıda olası yeniden birleşme kanallarının enerji bant diyagramında şematik gösterimi:(A) klasik ara yüzeyde yeniden birleşme, (A') ara yüzeyde tünellemenin yükselttiği yeniden birleşme, (B') boşaltılmış bölgedeki yeniden birleşme, (B) boşaltılmış bölgede tünelleme yardımlı yeniden birleşme(Nadenau ve ark., 2000)

Serbest yükler tükenmiş bölgeye tünelleyerek ulaşırlar. Serbest yükler bulunduğu konumda enerjide sabit değerde olan derin tuzak yardımıyla yeniden birleşime uğrarlar. Bu durumda $E_A = E_{\text{gap}}$ olur ve diyot idealite sabitinin sıcaklığa göre değişimi;

$$\frac{1}{n} = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{T}{T^*} - \frac{E_{\infty}^2}{3k^2 T^2} \right) \quad (2.66)$$

ile ifade edilir. Her iki akım mekanizması için I_{00} ' ın sıcaklıkla çok zayıfça değiştiği düşünülür. Eğer yasak enerji aralığının ortasında yer alan tuzak durumları daha etkin rol oynuyorlarsa idealite faktörü;

$$\frac{1}{n} = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{T}{T^*} \right) \quad (2.67)$$

2.4.2. Tükenmiş bölgede yeniden birleşme – yaratılma

Serbest hareket eden delikler ve elektronlar tuzak durumları nedeniyle tükenmiş bölgede yasak enerji aralığı içinde tuzak durumları yer alıyorsa yeniden birleşmeye uğrayabilir (düz besleme durumunda) ya da yaratabilirler (ters besleme durumunda). *Schockley-Hall-Read (SHR)* yeniden birleşim modeline göre, eğer yeniden birleşimin etkin olduğu tuzak durumu (ları) yasak enerji aralığının ortaları civarında $E_i \approx E_T$ ise yeniden birleşme oranı maksimum olur. İleri besleme geriliminin uygulandığı durumda, yeniden birleşme/yaratılma (R/G) akım yoğunluğu (Ribben and Feucht, 1966);

$$J_{R/G} = J_0 \exp(qV / 2kT) \quad (2.68)$$

$$J_0 = J_\infty \exp(-\Delta E / kT) \quad (2.69)$$

Burada $\Delta E \cong E_g / 2$ (az katkılı yarı-iletkenin yasak enerji aralığının yarısı) ve, J_{00} ;

$$J_\infty = kT \sqrt{(2N_c N_v \varepsilon / qN_a \tau_{p0} \tau_{n0})} (V_{bi} - v)^{\frac{1}{2}} \quad (2.70)$$

olduğundan R/G ters doyma akım yoğunluğu kısaca;

$$J_0 \propto T^{2.5} \exp(-\Delta E / AkT) \quad (2.71)$$

şeklinde verilebilir.

2.4.3. Difüzyon ve yayılım

Tükenmiş bölge P ve N tabakada ara yüz ve çift kutuplu etkileri ihmal edilerek yer almaktadır. Bu model Anderson (Anderson, 1962) tarafından önerilmiştir. Toplam akım eklem ara yüzeyinde enerji bandı kenarlarında ortaya çıkan enerji süreksizliği nedeni ile sadece elektron yada delik difüzyonu ile kontrol edilmektedir (Sharma and Purohit, 1974; Fahrenbruch and Bub, 1983). Yeniden birleşim ve yaratım akım bileşenlerinin katkıda bulunmadığı en genel akım - gerilim denklemi (Choo, 1968).

$$I = A \exp\left(\frac{-qV_b}{kT}\right) \left(\exp\left(\frac{qV_n}{kT}\right) - \exp\left(qV_p / kT\right) \right) \quad (2.72)$$

ile verilir. Bu bağıntıda; A, N tipi bölgede yük yoğunluğu, elektron yayılım uzunluğu ve yaşam süresi ile engeli geçebilen enerjiye sahip olan serbest yük taşıyıcı yüzde oranına bağlı bir parametredir. V_n ve V_p sırayla N ve P tipi bölgelere düşen besleme gerilim değeridir, V_b ise eklem engel yüksekliğidir. Düz ve ters besleme durumlarında akım sırasıyla;

$$I = A \exp(-qV_b / kT) \left[\exp(qV_n / kT) \right] \quad (2.73)$$

$$I = A \exp(-qV_b / kT) \left(\exp(qV_p / kT) \right) \quad (2.74)$$

şeklinde verilebilir. Ancak bu model deneysel verilere ile desteklenmemiştir. Yayılım (emisyon) ise eklem arayüzünde bulunan enerji çıkıntılarının etkileri ile N ve P tipi bölgelerin katkı oranları göz önüne alınarak “Emisyon Modeli” geliştirilmiştir. En genel akım-gerilim ifadesi difüzyon modeli için önerilen Denklem 2.43 ile benzer formdadır. Ancak, eklem her iki yanında yer alan bölgelere etkileyen gerilimler bölgelerin katkı oranlarına bağlı olarak ifade edilmiştir.

$$I = A \exp(-qK_2 V_{bi} / kT) \left(\exp(qK_2 V / kT) - \exp(qK_1 V / kT) \right) \quad (2.75)$$

Bu denklemde; $K_2 = \left(1 + \frac{N_D \mathcal{E}_n}{N_A \mathcal{E}_p} \right)^{-1}$ ve $K_1 = 1 - K_2$. Difüzyon ve emisyon modellerinde

akım-gerilim karakteristikleri aşağıda sıralanan ortak özelliklere sahiptirler;

✓ Sabit sıcaklıkta, ileri besleme durumunda akımının uygulanan gerilimle,

$I \propto (qV / AkT)$ şeklinde değişir, $A=1$ yada $A=1/K_2$ 'dir.

✓ Sabit gerilim altında ($V > 0$ için), $I \propto T^{-1}$ karakteristiği yaklaşık doğrusal bir değişim sergiler.

2.4.4. Ara yüzeyler boyunca yeniden birleşme

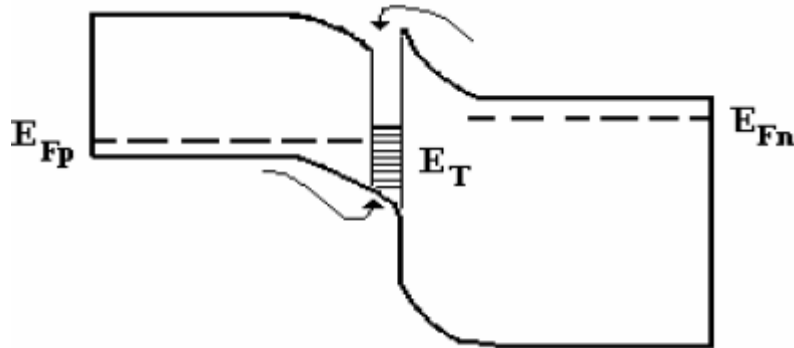
N tipi ve P tipi yarıiletkenlerin fiziksel parametreleri ve örgü sabiti değerleri arasındaki farklılıklar eklem arayüz kusur durum yoğunluk değerlerine karşı değişikliğe neden olabilir. Bu değişikliğe örnek olarak bir n -CdS/p-CdTe ekleminde örgü uyumsuzluğu %9.7'dir Bu ara yüzde $\sim 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ civarında bir kusur durum yoğunluğuna neden olur. Farklı heteroeklem yapılar için oldukça önemli bir kayıp mekanizması olarak, ara yüzler boyunca yeniden birleşme gösterilebilir. Bu sebeple heteroeklem yapı uygulanan besleme voltajına bağlı olarak değişen birbiriyle seri bağlı iki Schottky diyot gibi düşünebilir (Şekil 2.22). Ara yüz durumları kısıtlı bir alanda sınırlandırılarak sürekli bir enerji dağılımına sahiptir. Van Opdorp Dolega'nın (Dolega and Naturforsch, 1963; Oldham and Milnes, 1964) yaklaşımını kullanarak geliştirdiği ileri besleme durumundaki I-V denklemi (Mitchell, 1979);

$$J = J_0 \left[\exp(qV / nkT) - 1 \right] \quad (2.76)$$

şeklindedir formüldeki J_0 ;

$$J_0 = J_\infty \exp(-qV_{bi} / nkT) \quad (2.77)$$

olarak ifade edilir. $n = 1 + n = 1 + \varepsilon_p N_A / \varepsilon_n N_D$ ve $1 < n < 2$ 'dir. J_∞ sıcaklıkla zayıf bağlı değişir ve ara yüzdeki yeniden değişim hızına bağlıdır (Ribben and Feucht, 1966).



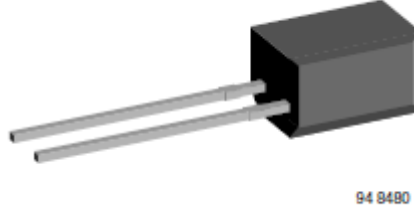
Şekil 2.22. Arayüzde yeniden birleşim modelinin şematik çizimi. E_{Fn} ve E_{Fp} sıra ile n ve p tipi bölgeler için Fermi enerji düzeylerini gösterir. E_T ise arayüz tuzak durumunun enerji düzeyini tanımlar

3. MATERYAL VE YÖNTEM

3.1. Bpw41n'nin Bazı Fiziksel Özellikleri

BPW41N :

Bu tez çalışmasında yüksek tepkime süresi (20 ns) ve yüksek hassasiyet açısına (80 nA/lx) sahip Vishay firmasına ait PIN fotodiyot kullanılmıştır. 870 ile 1050 bant genişliği aralığına sahip gün ışığını engelleyen plastik ambalajda yüksek ışıma duyarlılığına sahip BPW41N fotodiyot farklı elektronik yarıiletken firmalar tarafından da üretilmektedir (Mönch, 2004).

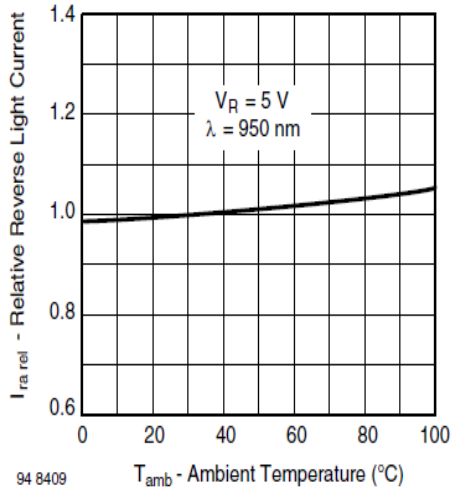


Şekil 3. 1. BPW41N PIN fotodiyot

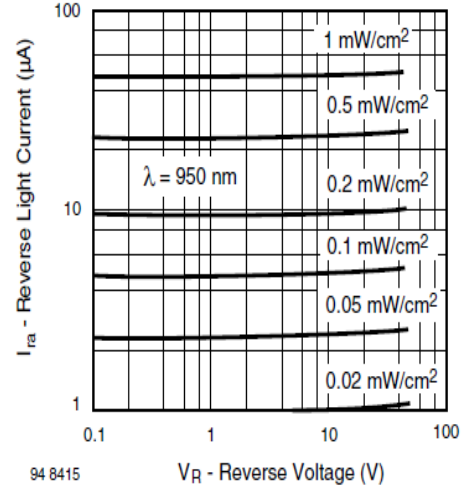
N tipi Si alt tabaka üzerinde epitaksiyel büyüme yöntemiyle az katkılı (intrinsic) i tabaka oluşturulmuştur. Bu i tabaka üzerinde ise Boron ile katkılanmış P tipi Si tabaka yer almaktadır. Anot (üst) ve katot (alt) kontaklar arasında alüminyum ve altın antimoni (AuSb) ile oluşturulmuştur. PIN yapı, pencere bölgesi hariç SiO_2 yalıtım tabakası ile çevrelenmiş ve çevre pencere bölgesinde yansıma önleyici (anti-reflective) tabakanın eklenmesiyle tamamlanmıştır. BPW41N PIN fotodiyot plastik koruyucu kılıf içerisine yerleştirilmiştir. BPW41N fotodiyot kızılötesi bölge için dizayn edildiğinden görünür ışığı engelleyen plastik bir filtre içerisinde yer almaktadır. BPW41N PIN fotodiyodun aktif bölge alanı $7,5 \text{ mm}^2$ dir. Geniş açı aralığında ($\pm 65^\circ$ yarım açı) algılama duyarlılığına sahiptir. BPW41N fotodiyot için oda sıcaklığında (25 °C) ölçülen bazı parametreler Tablo 3.1’de sıralanmıştır. Ayrıca BPW41N PIN fotodiyodun elektriksel parametreleri de aşağıda gösterilmiştir.

Tablo 3.1. BPW41N için oda sıcaklığında ölçülen bazı temel parametreler

Parametre	Test koşulları	Min. değer	Tipik değer	Maks. değer	Birim
Ters voltaj (V_R)	$I_R = 100 \mu A$ $E = 0$	60	-	-	V
Ters karanlıkta akımı (I_R)	$V_R = 10 V$ $E = 0$	-	2	30	nA
Diyot sığası (C_D)	$V_R = 0 V$ $E = 0$ $f = 1 Mhz$	-	70	-	pF
Diyot sığası (C_D)	$V_R = 3 V$ $E = 0$ $f = 1 Mhz$	-	25	40	pF
Açık devre voltajı (V_{oc})	$E_e = 1mW/cm^2$ $\lambda = 950 nm$	-	350	-	mV
Kısa devre akımı (I_{sc})	$E_e = 1mW/cm^2$ $\lambda = 950 nm$	-	47	-	μA
Kısa devre akımı için sıcaklık katsayısı (TK_{IK})	$E_e = 1mW/cm^2$ $\lambda = 950 nm$	-	0,1	-	% / K
Aydınlık ters akımı (I_{ra})	$V_R = 5 V$ $E_e = 1mW/cm^2$ $\lambda = 950 nm$	43	45	-	μA
Tepe hassasiyetinin dalga boyu	-	-	950	-	nm
Gürültüye eşdeğer güç	$V_R = 10 V$ $\lambda = 950 nm$		4×10^{-14}	-	$W/\sqrt{Hz}$
Yükselme zamanı	$V_R = 10 V$ $R_L = 1 k\Omega$ $\lambda = 820 nm$	-	100	-	ns
Spektral band genişliği ($\Delta\omega = \lambda_{0,5}$)	-	870	-	1050	nm

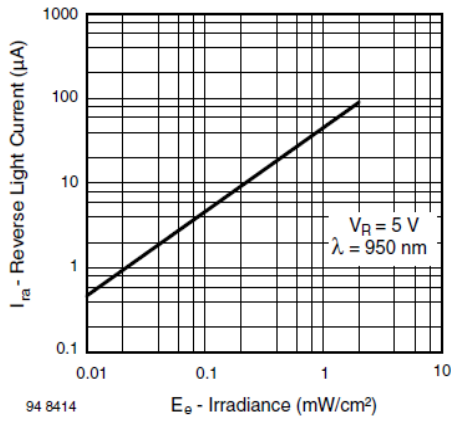


(a)

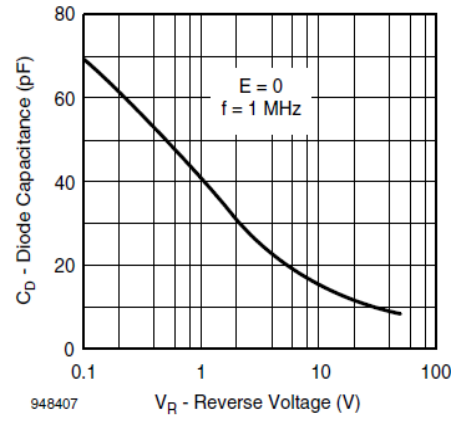


(b)

Şekil 3.2. (a) Ters besleme akımının aydınlıkta ortam sıcaklığına bağlı değişimi (b) farklı aydınlatma şiddetlerine ters yöndeki akımın ters besleme voltajına karşın değişimi

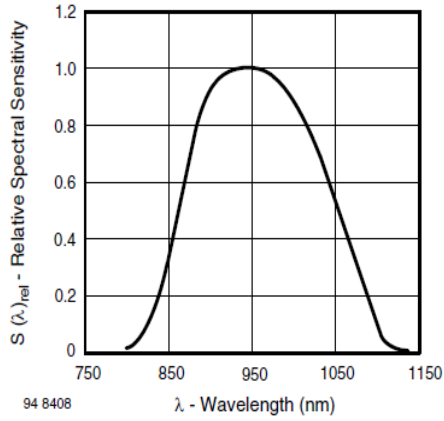


(c)

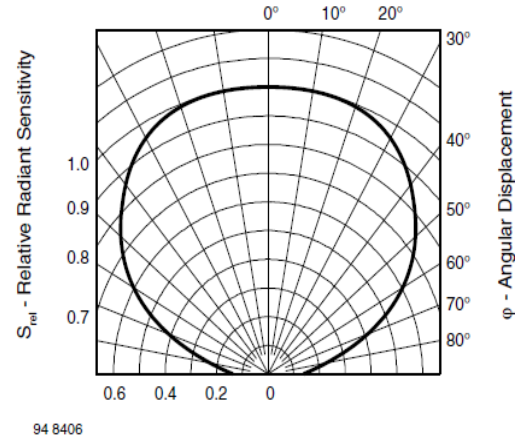


(d)

Şekil 3.3. (c) Aydınlıkta ters besleme akımının aydınlatma şiddetine göre değişimi, (d) diyot sığasının ters besleme voltajına göre değişimi



(e)

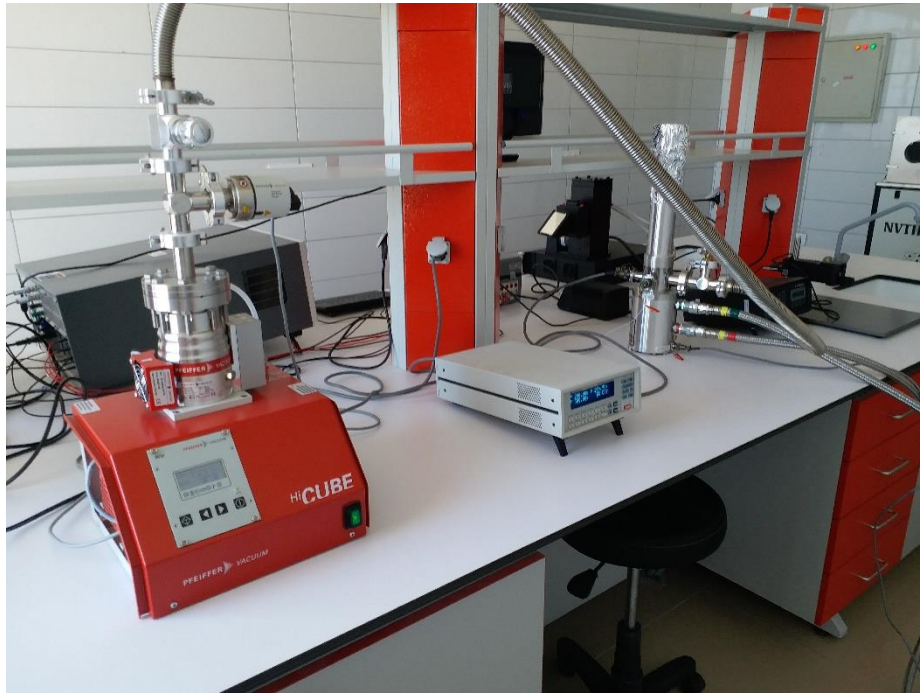


(d)

Şekil 3.4. (e) Spektral hassaslığın dalga boyuna karşı olan değişimi, (d) Hassaslığın aydınlatma açısına bağlı değişimi

3.2. Düşük Sıcaklık Sistemi

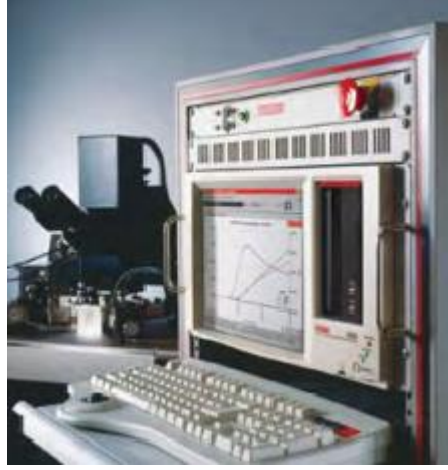
Çalışmamızda akım-gerilim (I-V) ölçümleri kapalı sistem döngülü (Helyum) düşük sıcaklık sistemi ile kryostat içerisinde ölçülmüştür. Tüm ölçümler 80-300K sıcaklıkları arasında 20K aralıklarla ölçülmüştür. Şekil 3.3’de sistem görülmektedir.



Şekil 3.5. Sıcaklık Kontrollü Düşük Sıcaklık Sistemi

3.3. Elektriksel Karakterizasyon Ölçümleri

Düşük sıcaklıklarda karanlık altındaki akım-gerilim (I - V) ölçümleri Keithley 4200 SCS (Semiconductor Characterization System) sistemi ile yapılmıştır.



Şekil 3.6. Keithley 4200 SCS yarıiletken karakterizasyon cihazı

4. ARAŞTIRMA SONUÇLARI VE TARTIŞMA

4.1. Sıcaklığa Bağımlı Akım-Gerilim (I-V) Karakteristikleri

4.1.1. Baskın olan akım-iletim mekanizması

Çalışmamızda BPW41N PIN foto diyotunun elektriksel parametrelerinin belirlenmesi için 80-300K sıcaklıkları arasında akım-gerilim (I-V) ölçümleri gerçekleştirilmiştir. I-V ölçümleri gerçekleştirilerek aygıtın akım-iletim mekanizmaları hakkında bilgi edilmeye çalışılmıştır.

Literatür çalışmamıza konu olan PIN fotodiyot aygıtlar için; P/I ve I/N eklem ara yüzey durum varlıkları dikkate alınarak; difüzyon, yeniden-birleşme, termiyonik emisyon ve tünelleme gibi farklı tipte akım-iletim mekanizmaları önerilmektedir (Filali ve ark., 2017; Schulze ve ark., 2010; Wilhelm ve ark., 2011; Marsal ve ark., 2003; Mikolasek ve ark., 2014; Płaczek-Popko ve ark., 2017). Sıcaklığa bağlı I-V karakteristiklerin analizi akım geçişine bağlı baskın mekanizmayı belirlemede önemli yer tutar. Yaygın olarak bilinen düz besleme akım-gerilim karakteristikleri seri direnç etkisinin olmadığı bölgede standart diyot denklemi ile gösterilebilir (Schulze ve ark., 2010; Wilhelm ve ark., 2011; Marsal ve ark., 2003; Mikolasek ve ark., 2014).

$$I(V,T) = I_0 \{ \exp[A(T)V] - 1 \} \quad (4.1)$$

Burada I_0 doyum akımını ve $A(T)$ ise sıcaklığa bağımlı ön-üstel faktörü olarak

$$A = \frac{q}{nkT} \quad (4.2)$$

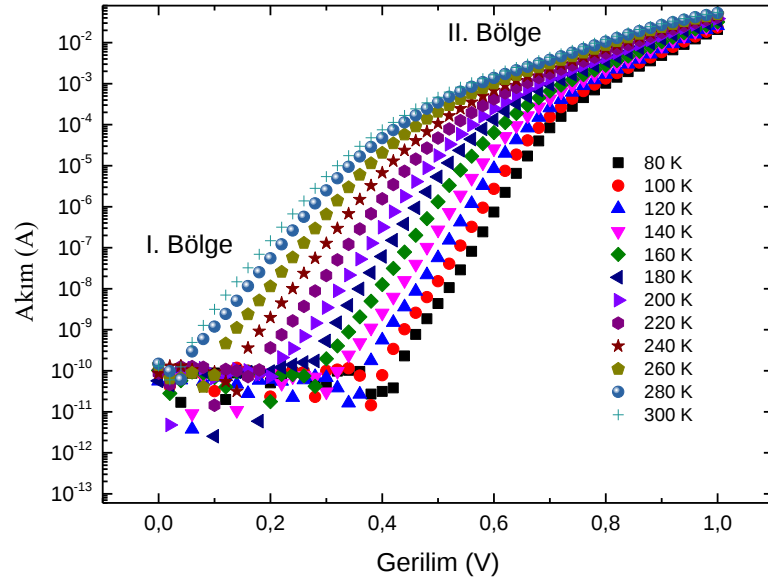
tanımlanır. Uygulanan ileri besleme altında hem I_0 doyum akımının hem de A faktörünün sıcaklığa karşı değişimi akım-iletim mekanizmaları hakkında bilgi verir. Tablo 4.1’de baskın olan akım-iletim mekanizmaları verilmiştir.

İdeal bir PN ve PIN eklemli diyotta baskın olan akım-iletim mekanizması difüzyon kuramı olup, diyot idealite faktörü değeri 1’dir (Marsal ve ark., 2003; Czerwinski ve ark.; 2003). Eğer baskın olan akım-iletim mekanizması yeniden-birleşme

kuramı ise; A faktörü sıcaklık ile değişir, I_0 'ın eğimi malzeme bant aralığının yarısına eşit olup termal aktivasyon enerjisi verir ve idealite faktörü 2'ye yakın değer alır (Filali ve ark., 2017; Czerwinski ve ark.). Termiyonik emisyon kuramının baskın olduğu PIN eklemesinde ise, eklem analizi Schottky diyotu olarak analiz edilebilir (Płaczek-Popko ve ark., 2017). Eklem akımında bir tünelleme olduğunda ise, A ön-üstel parametresi sıcaklıktan bağımsızdır (neredeyse sabit bir değere sahiptir) ve akım karakteristik tünelleme enerjisi ile ilişkilidir (Guzel ve ark., 2016). Burada bahsedilen akım-iletim mekanizmaları sıcaklığa bağımlı ve uygulanan gerilime bağlı olarak bölgesel olarak da değişebilir.

Tablo 4.1. Temel akım-iletim mekanizmaları. Eg enerji band aralığı, k Boltzmann sabiti, T mutlak sıcaklık, n idealite faktörü, Eac aktivasyon enerjisi ve engel yüksekliğidir (Dawidowski ve ark., 2021)

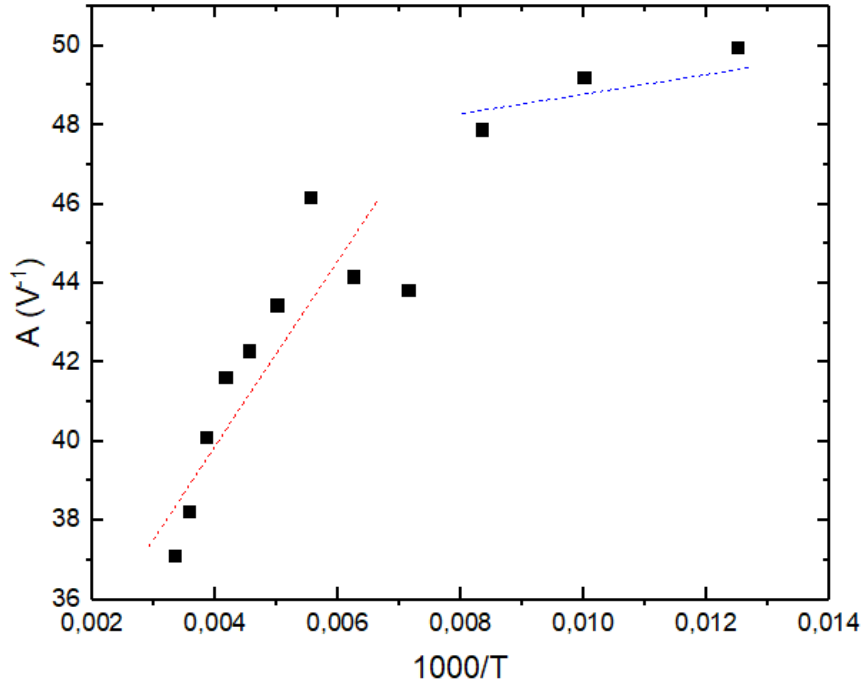
Akım-İletim Mekanizması	I_0	A	n
Difüzyon	$I_0 \propto \exp\left(-\frac{E_g}{kT}\right)$	$\frac{q}{kT}$	$=1$
Yeniden-Birleşme	$I_0 \propto \exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right)$	$\frac{q}{nkT}$	≤ 2
Tünelleme	$I_0 \propto \exp\left(-\frac{E_{ac}}{kT}\right)$	<i>sabit</i>	$\neq \text{sabit}$
Termiyonik Emisyon	$I_0 \propto \left[\exp\left(-\frac{\Phi_B}{kT}\right)\right] kT^{3/2}$	$\frac{q}{kT}$	$=1$



Şekil 4.1. Silisyum tabanlı BPW41N PIN fotodiyotunun sıcaklığa bağımlı ln I-V karakteristiği

BPW41N PIN fotodiyotun karanlık altında sıcaklığa bağımlı ölçülen düz ve ters besleme lnI-V çizimleri Şekil 4.1’de gösterilmiştir. Aygıtın ters ve düz besleme arasındaki doğrultma oranı $V=0,6V$ ’ ta yaklaşık 6-7 mertebe civarındadır. Düz besleme durumunda, akım-gerilim karakteristiği yaklaşık 0,6V civarına kadar üstel davranış göstermektedir. Daha yüksek değerlerde ise seri direnç etkilerine bağlı olarak üstel davranıştan sapma meydana gelmektedir. Şekil 4.1 dikkatlice incelenirse, ileri besleme durumunda iki ayrı bölgenin varlığı görülmektedir. Bu bölgeleri: uygulanan gerilimle akımın üstel olarak arttığı alçaktan orta besleme ($V < 0,6 V$ - **I. Bölge**) ve akımın daha yavaş arttığı yüksek besleme ($V > 0,6 V$ - **II. Bölge**) bölgesi olarak ayırabiliriz.

Şekil 4.1’deki $V < 0,6 V$ - I.Bölge’den her bir sıcaklık değeri için eşitlik (4.1) ve (4.2) yardımıyla ön-üstel faktörü A değerini tespit edebiliriz. Şekil 4.2’de elde edilen A değerinin $1000/T$ değerine göre değişimi görülmektedir.



Şekil 4.2. Silisyum tabanlı BPW41N PIN fotodiyotunun $A(V^{-1})$ - $1000/T$ değişimi

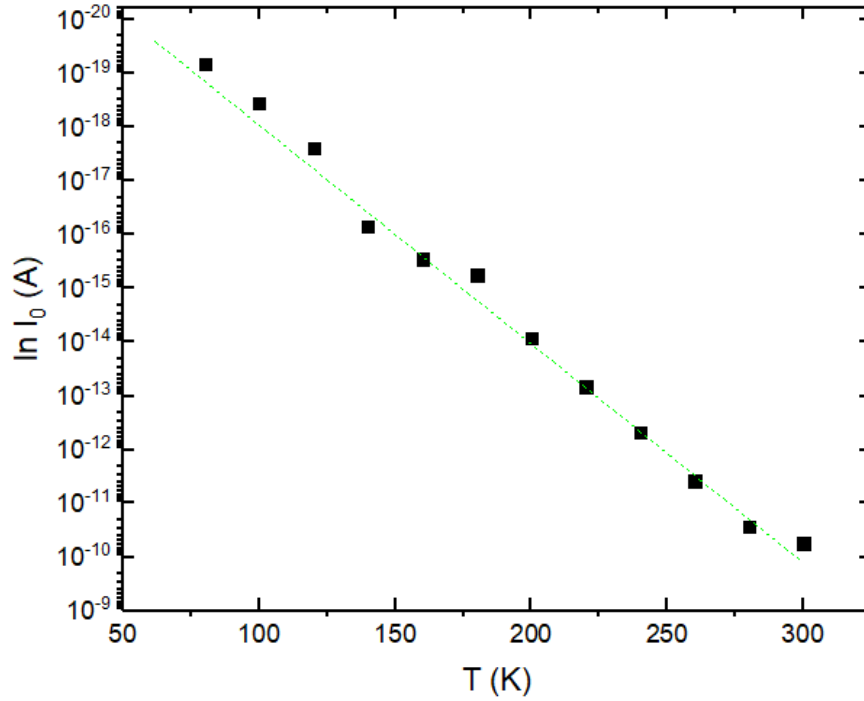
Şekil 4.2’de görüldüğü gibi A değeri lineer olmayıp iki bölümde farklı değişim sergilemektedir. 80-120K arasında kalan bölgede A değerinin sıcaklık arttıkça değişimin neredeyse sabit olmasına karşın, 140-300K arasında ise azaldığı görülmektedir. Çizelge 4.1’e göre 80-120K arasında kalan bölgede tünelleme mekanizmasına işaret etmesine rağmen, 140-300K arasında kalan bölgede ise sıcaklığın artmasıyla ön-üstel faktör değerinin sabit kalmayıp azalması ısısal uyarım yani termiyonik emisyon kuramının varlığına işaret etmektedir.

Ön-üstel parametresinden ($A = q/nkT$) faydalanarak BPW41N PIN diyotumuz için diyot idealite faktörlerini hesaplayabiliriz. Buna göre şekil 4.1’deki I.Bölgeden hesaplanan diyot idealite ve doyum akım değerleri Tablo 4.2’de verilmiştir. Görüldüğü gibi doyum akım ve diyot idealite faktörü değerleri sıcaklık arttıkça azalmaktadır. Oda sıcaklığındaki diyot idealite faktörü neredeyse ideal diyot değerine yaklaşmıştır.

Tablo 4.2. Silisyum tabanlı BPW41N PIN fotodiyotunun idealite faktörü ve doyum akımının sıcaklığa bağlı değerleri

<i>Sıcaklık (K)</i>	I_0 (A)	n
80	$6,50 \times 10^{-20}$	2,90
100	$3,57 \times 10^{-19}$	2,35
120	$2,45 \times 10^{-18}$	2,01
140	$7,09 \times 10^{-17}$	1,88
160	$2,84 \times 10^{-16}$	1,64
180	$5,65 \times 10^{-16}$	1,39
200	$8,49 \times 10^{-15}$	1,33
220	$6,76 \times 10^{-14}$	1,24
240	$4,78 \times 10^{-13}$	1,16
260	$3,84 \times 10^{-12}$	1,11
280	$2,74 \times 10^{-11}$	1,08
300	$5,50 \times 10^{-11}$	1,04

Şekil 4.3’de $n-1000/T$ grafiği görülmektedir. İdealite faktörü değeri görüldüğü gibi 80K’de 2,90 iken, 300K’de 1,04 olarak düşmüştür. Şekilde de görüldüğü gibi idealite faktörü sıcaklık arttıkça doğrusal olarak azalmaktadır. Literatüre idealite faktörünün sıcaklığın azalmasıyla doğrusal olarak artması, termiyonik emisyon kuramı ile ilişkilendirilmektedir (Özavcı ve ark., 2013).



Şekil 4.3. Silisyum tabanlı BPW41N PIN fotodiyotunun doyum akımının sıcaklığa bağlı değişimi

4.1.2. Seri direnç tayini

Sıcaklığa bağımlı I-V karakteristiklerinden, I_0 , A ve n 'in değişimlerini ele alarak yukarıdaki tartışmamızdan BPW41N PIN diyotumuz için baskın olan iletim mekanizmamız termiyonik emisyon kuramı ile ilişkilendirebiliriz. Daha önce de belirttiğimiz gibi termiyonik emisyon kuramının baskın olduğu PIN eklemlerinde eklem analizi Schottky diyotu olarak analiz edilebilir (Płaczek-Popko ve ark., 2017). Buna göre akım-iletimi ifade etmek için kullanılan termiyonik emisyon kuramı düz beslemede ($V \geq 3kT/q$), seri direnci (R_s) etkisi de ilave edildiğinde,

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

halini alır. Doyum akımı,

$$I_0 = AA^* T^2 \exp\left(-\frac{q\phi_{b0}}{kT}\right) \quad (4.4)$$

şeklinde ifade edilir. Burada ϕ_{b0} , R_s , A , A^* , n , q ve T sırasıyla sıfır besleme engel yüksekliği, seri direnç, doğrultucu kontak alanı, etkin Richardson sabiti ($32A/cm^2K^2$, p-tipi Si), idealite faktörü, elektron yükü ve mutlak sıcaklığı verir.

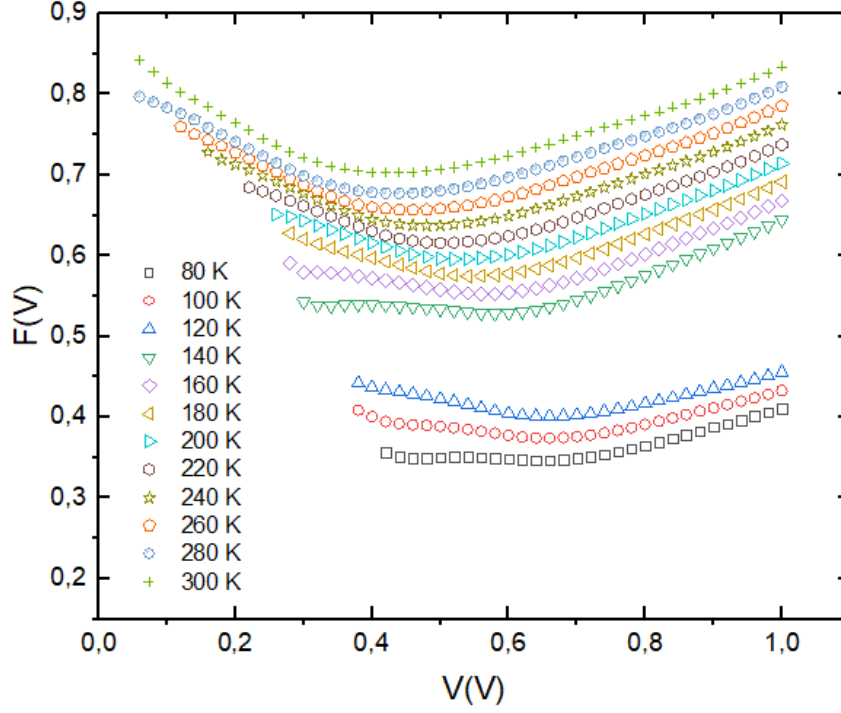
Seri direnç (R_s) gerçek değeri yeterli derecede yüksek gerilimlerde ortaya çıkmaktadır. Şekil 4.1 dikkatli incelenirse R_s varlığı +0,6V'dan sonra grafikte bükülmeye sebep olmaktadır. Seri direncin belirlenebilmesi için çeşitli metotlar mevcuttur. Çalışmamızda öncelikli olarak Norde yöntemini uyguladık (Norde, 1979). Norde metodunda $F(V,\gamma)$ elde edilerek, yapıdaki seri direnç değeri hesaplanabilir. Buna göre;

$$F(V,\gamma) = \frac{V}{\gamma} - \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{I}{AA^*T}\right) \quad (4.5)$$

$$\Phi_B = F(V_0) + \frac{V_0}{\gamma} - \frac{kT}{q} \quad (4.6)$$

$$R_s = \left(\frac{kT}{qI}\right)(\gamma - n) \quad (4.7)$$

eşitlikleri kullanılır. Burada gama (γ) idealite faktöründen büyük en küçük tam sayı, I_{min} ve V_0 sırasıyla Norde fonksiyonundaki minimum akım ve minimum gerilim değerleridir. Eşitlik (4.5) yardımıyla elde edilen Norde fonksiyonu Şekil 4.4'de gösterilmiştir. 300K sıcaklığında eşitlik (4.6) ve (4.7) kullanılarak R_s ve Φ_B değerleri sırasıyla 147Ω ve 0,881eV olarak hesaplanmıştır. Tüm sıcaklık değerleri için hesaplanan R_s ve Φ_B değerleri Tablo 4.3'de verilmiştir.



Şekil 4.4. Silisyum tabanlı BPW41N PIN fotodiyotunun sıcaklığa bağımlı Norde fonksiyonu değişimi

Seri direnç hesaplamasında yararlandığımız diğer yöntem Cheung'ler tarafından belirlenen fonksiyonlar yardımıyla hesaplanan metottur (Cheung ve Cheung, 1986). Bu yöntemde, seri direnç etkisinin ileri besleme $\ln I$ - V grafiklerinin tam dönüm noktasından itibaren etkili olacağı belirtilmekte ve bu nedenle de seri direnci belirlerken bu noktaları dikkat etmemiz gerekmektedir. Bu yönetime göre eşitlik (4.3)'ün her iki tarafının logaritması alınıp yeniden düzenlenirse,

$$V = \left(\frac{nkT}{q} \right) \ln \left(\frac{I}{AA^*T^2} \right) + n\phi_b + IR_s \quad (4.8)$$

halini alır. Bu denkleminde $\ln I$ 'ya göre diferansiyeli alınırsa,

$$\frac{dV}{d(\ln I)} = \frac{nkT}{q} + IR_s \quad (4.9)$$

elde edilir. Ayrıca

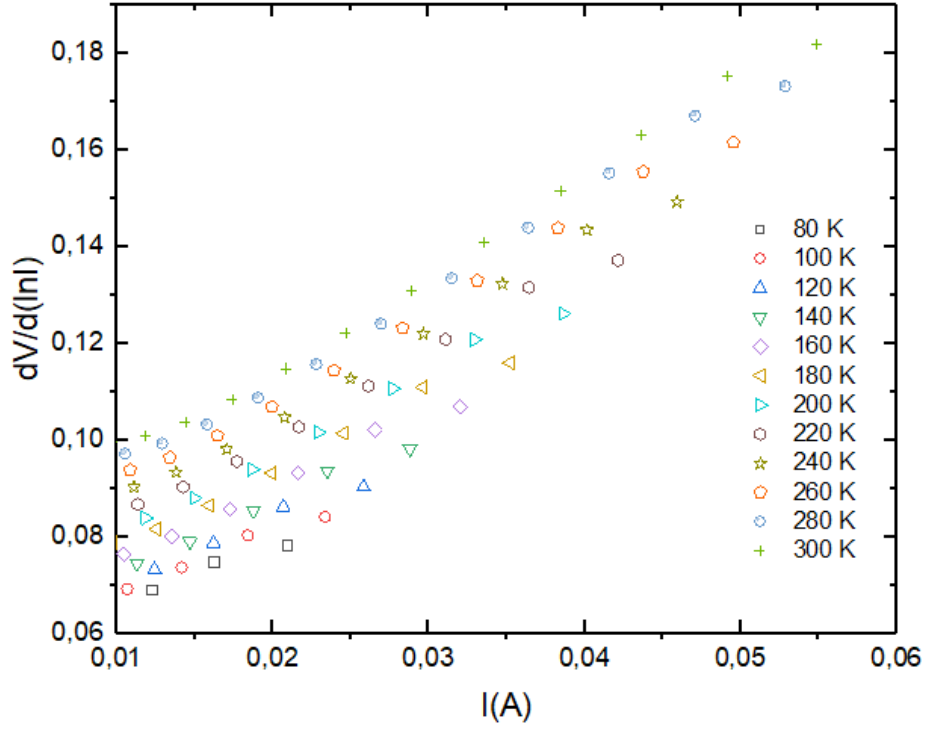
$$H(I) = V - \left(\frac{nkT}{q} \right) \ln \left(\frac{I}{AA^* T^2} \right) \quad (4.10)$$

şeklinde bir $H(I)$ fonksiyonu tanımlanarak da seri direnci belirleyebiliriz. Buna göre $H(I)$ fonksiyonu,

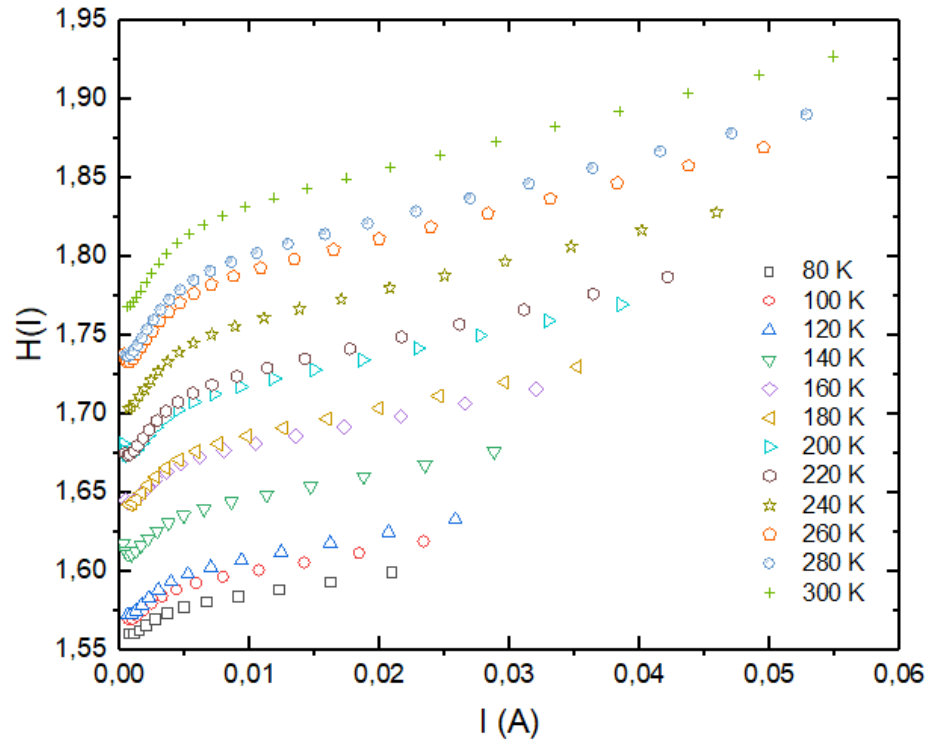
$$H(I) = n\phi_b + IR_s \quad (4.11)$$

elde edilir.

Eşitlik (4.9) ve (4.11)'den yararlanarak yapımızın $dV/d(\ln I)$ -I ve $H(I)$ -I grafiklerini çizdiğimizde Şekil 4.5'da görüldüğü gibi çizgisel doğrular elde ederiz. Eşitlik (4.9) ve $dV/d\ln(I)$ -I eğimi kullanılarak hem n hem de R_s hesaplanabilir. n ve R_s için deneysel sonuçlar 300K için 2,77 ve 2,083 Ω olarak hesaplanmıştır. Ayrıca, eşitlik (4.11) ve $H(I)$ -I eğimi kullanılarak da hem Φ_B hem de R_s hesaplanabilir. Φ_B ve R_s için deneysel sonuçlar 0,65eV ve 2,076 Ω olarak hesaplanmıştır. Tablo 4.3'de tüm analizlerden elde edilen elektriksel parametreler verilmiştir.



(a)



Şekil 4.5. Silisyum tabanlı BPW41N PIN fotodiyotunun sıcaklığa bağlı (a) $dV/d(\ln I)$ - I ve (b) H - I değişimleri

Tablo 4.3. Silisyum tabanlı BPW41N PIN fotodiyotunun farklı metotlar ile hesaplanmış sıcaklığa bağımlı elektriksel parametre değerleri

	<i>I-V</i> (ln(<i>I</i>)-<i>V</i>)		Norde (<i>F(V)</i>-<i>V</i>)		Cheung 1 (<i>dV/d(lnI)</i>-<i>I</i>)		Cheung 2 (<i>H(I)</i>-<i>I</i>)	
<i>T(K)</i>	<i>n</i>	<i>I₀ (A)</i>	<i>R_s (Ω)</i>	<i>Φ_B (eV)</i>	<i>R_s (Ω)</i>	<i>n</i>	<i>R_s (Ω)</i>	<i>Φ_B (eV)</i>
80	2,90	$6,51 \times 10^{-20}$	674	0,353	1,311	7,72	1,314	0,204
100	2,35	$3,58 \times 10^{-19}$	551	0,431	1,444	6,19	1,479	0,256
120	2,01	$2,45 \times 10^{-18}$	512	0,507	1,57	5,16	1,6	0,308
140	1,88	$7,09 \times 10^{-17}$	473	0,544	1,575	4,65	1,602	0,351
160	1,64	$2,84 \times 10^{-16}$	438	0,610	1,609	4,25	1,605	0,392
180	1,39	$5,65 \times 10^{-16}$	398	0,685	1,73	3,81	1,727	0,438
200	1,33	$8,49 \times 10^{-15}$	345	0,717	1,768	3,58	1,763	0,476
220	1,24	$6,76 \times 10^{-14}$	304	0,755	1,874	3,30	1,885	0,517
240	1,16	$4,78 \times 10^{-13}$	258	0,795	1,922	3,16	1,915	0,550
260	1,11	$3,84 \times 10^{-12}$	219	0,822	1,968	3,04	1,956	0,583
280	1,08	$2,74 \times 10^{-11}$	195	0,843	2,057	2,87	2,051	0,620
300	1,04	$5,50 \times 10^{-11}$	147	0,881	2,083	2,77	2,076	0,654

5. SONUÇ VE ÖNERİLER

PIN diyotlar P ve N yarıiletken bölgeleri arasına asal bir bölge eklendiğinde PIN-diyot olarak isimlendirilir. Bu asal bölge çok az P veya N katkılı (veya katkısız) olarak üretilir. Tez çalışmamızda silikon tabanlı BPW41N (PIN) fotodiyodun elektriksel karakterizasyonu gerçekleştirilerek, elektriksel parametreler belirlenmiş ve elektrik iletim mekanizmaları hakkında sonuçlar tartışılmıştır. Daha öncesinde Özden BPW34 (PIN) fotodiyotu üzerine çalışmış, ilgili aygıtın sadece akım iletim mekanizması hakkında sonuçlar vermiştir (Özden, 2005). Bizim çalışmamızda ise BPW41N (PIN) fotodiyodunun akım iletim mekanizmalarının yanında farklı metotlar ile ileri besleme durumlarındaki seri direnç hesaplamaları da tartışmaya dâhil edilmiştir.

BPW41N PIN fotodiyotun karanlık altında 80-300 K sıcaklıkları arasında akım-gerilim (I-V) ölçümlerinden düz ve ters besleme $\ln I$ -V çizimleri gerçekleştirilerek elektriksel belirtkenlerin tayini yapılmıştır. Buna göre aygıtın ters ve düz besleme arasındaki doğrultma oranı $V=0,6V$ ta yaklaşık 6-7 mertebe civarındadır. Düz besleme durumunda, akım-gerilim karakteristiği yaklaşık 0,6V civarına kadar üstel davranış göstermektedir. Daha yüksek değerlerde ise seri direnç etkilerine bağlı olarak üstel davranıştan sapma meydana gelmektedir. Düz besleme $\ln I$ -V eğrilerinden iki ayrı bölgenin varlığı görülmektedir. Bu bölgeleri: uygulanan gerilimle akımın üstel olarak arttığı alçaktan orta besleme ($V < 0,6 V$ - **I. Bölge**) ve akımın daha yavaş arttığı yüksek besleme ($V > 0,6 V$ - **II. Bölge**) bölgesi olarak ayırabiliriz. I. Bölge'den her bir sıcaklık değeri için ön-üstel faktörü A değeri tespit edilmiş; A değerinin $1000/T$ değerine göre değişimi lineer olmayıp iki bölümde farklı değişim sergilemektedir. 80-120K arasında kalan bölgede A değerinin sıcaklık arttıkça değişimin neredeyse sabit olmasına karşın, 140-300K arasında ise azaldığı görülmektedir. 80-120K arasında kalan bölgede tünelleme mekanizmasına işaret etmesine rağmen, 140-300K arasında kalan bölgede ise sıcaklığın artmasıyla ön-üstel faktör değerinin sabit kalmayıp azalması ısısal uyarım yani termiyonik emisyon kuramının varlığına işaret etmektedir. BPW41N PIN diyotumuz için hesaplanan doyum akım ve diyot idealite faktörü değerleri sıcaklık arttıkça azalmaktadır. Oda sıcaklığındaki diyot idealite faktörü neredeyse ideal diyot değerine yaklaşmıştır. $n-1000/T$ grafiğinde ise idealite faktörü sıcaklık arttıkça doğrusal olarak azalmaktadır. Literatüre idealite faktörünün sıcaklığın azalmasıyla doğrusal olarak artması, termiyonik emisyon kuramı ile ilişkilendirilmektedir (Özavcı ve ark., 2013).

Termiyonik emisyon kuramının baskın olduğu PIN eklemlerinde eklem analizi Schottky diyotu olarak analiz edilebilir (Płaczek-Popko ve ark., 2017). Buna göre çalışmamızda Schottky diyotları için sıklıkla kullanılan seri direnç analizleri Norde ve Cheung yöntemleri ile belirlenmiştir.

Cheung yöntemi ile hesaplanan idealite değeri TE'den hesaplanan değerden oldukça farklıdır. Bu fark ara yüzey durumlarına, arayüzeyin dielektrik sabitine ve R_s hesaplamada kullanılan yöntemle dayanmaktadır. Diğer taraftan TE, Cheung ve Norde metodundan hesaplanandan engel yükseklikleri ve R_s değeri nispeten birbirlerinden farklıdır. Çünkü TE doğru öngerilimlemedeki I-V eğrisinin lineer kısmını, Norde doğru öngerilimlemedeki I-V eğrisinin tamamındaki verileri ve Cheung fonksiyonu ise I-V eğrisinin bükülmeye başladığı yerdeki lineer olmayan kısmı kullanır. Bundan dolayı Norde metodundan elde edilen R_s değeri Cheung fonksiyonundan elde edilen değerden oldukça büyüktür.

KAYNAKLAR

- Akgün, S.T., 2013, Bor, selenyum ve kurşun katkılı yarıiletken alaşımların üretimi ve yapısal özelliklerinin karakterizasyonu.
- Balkanski, M. and R.F. Wallis., 1999, *Semiconductor Physics and Applications*, Oxford University Press 600.
- Büget, U., 1983, PN Eklemi kristal diyot ve tranzistörler, Meteksan Yayınları, Meteksan Matbaacılık ve Teknik sanayi Ticaret Limited şirketi, 25-39.
- Colinge, JP. and Colinge, C. A., 2005, *Physics of semiconductor devices*, Springer Science and Business Media.
- Callister, WD. and Rethwisch, Jr., 2010, *Malzeme bilimi ve mühendisliği*, 8 izdanje.
- Cheung, S. K. and Cheung, N. W., 1986, Extraction of Schottky diode parameters from forward current-voltage characteristics. *Applied physics letters*, 49(2), 85-87.
- Choo, S.C., 1968, Carrier generation-recombination in the space-charge region of an asymmetrical PN junction, *Solid State Electron.*, 11:1069-1077 ve Smith D.L., 1977.
- Chilana, G. S. and Gupta, R. S., 1989, A modified Norde function for the measurement of the series resistance and the voltage-dependent barrier height of.
- Dawidowski, W., Sciana, B., Zborowska-Lindert, I., Mikolášek, M., Kovác, J., 2021, M.Tunnel junction limited performance of InGaAsN/GaAs tandem solarcell, *Sol. Energy*, 214, 632–641.
- Kleinman, D.A., 1956, “Forward Characteristics of the PIN Diode” *Bell Sys. Tech. J.* Vol. 35, 685-706.
- Donnelly J. P., Milnes A. G., 1966, *Proc. IEE*, 113:1468.
- Dolega, V., Naturforsch, Z., 1963, 18A:809 Oldham, W.G., Milnes, A.G., 1964, Interface states in abrupt semiconductor heterojunctions, *Solid State Electron.*, 7:153-165.
- Dönmez, A., 2008, PN ve PIN eklem tipi aygıtlarda empedans analizi, Yüksek lisans tezi, Muğla.
- Erol, A. ve Balkan, N., 2013, *Yarıiletkenler ve optoelektronik uygulamaları*, 245.
- Fahrenbruch, A. L. and Bube, R.H., 1983, *Fundamentals of Solar Cells*, Academic Press RL Anderson, 1962, *Solid State Electron*, 5,341.

- Filali, W., Sengouga, N., Oussalah, S., Mari, R.H., Jameel, D., Al, Saqri., Aziz, M., Taylor, D., Henini, M., 2017, Characterisation of temperature dependent parameters of multi-quantum well (MQW) Ti/Au/n-AlGaAs/n-GaAs/n-AlGaAs Schottky diodes, *Superlattices Microstruct.* 111, 1010–1021.
- Fowler, A.B., 2005, The Long-Reaching Influence of Arthur von Hippel: Interdisciplinarity and Semiconductors *MRS Bulletin*, Vol. 30, Nov. 854-857.
- Guzel, A., Duman, S., Yildirim, N., Turut, A., 2016, Electronic Transport of an Ni/n-GaAs Diode Analysed Over a Wide Temperature Range. *J. Electron. Mater.* 45, 2808–2814.
- Heywang, W. and Zaininger, K. H., 2004, Silicon: the semiconductor material. In *Silicon*, 25-42. Springer, Berlin, Heidelberg.
- Hung, K. K. and Cheng, Y. C., 1987, Determination of Si-SiO₂ interface trap properties of p-MOS structures with very thin oxides by conductance measurements. *Appl. Surf. Sci.* 30, 114-119.
- Jin, He., Ming, Fang., Bo, Li., Yu, Cao., “A new analytic approximation to general diode equation”, *Solid-State Electronics*, 50, 1371.
- Kasap, S. O., 2006, Principles of electronic materials and devices. Tata McGraw-Hill.
- Khan, A.I., 2004, “Pre-1900 Semiconductor Research and Semiconductor Device Applications”, *IEEE Conference History of Electronics*, Bangladesh.
- Marsal, L.F., Martin, I., Pallares, J., Orpella, A., Alcubilla, R., 2003, Annealing effects on the conduction mechanisms of p⁺-amorphous- Si_{0.8}C_{0.2}:H/n-crystalline-Si diodes. *J. Appl. Phys.* 94, 2622–2626.
- Mikolášek, M., Nemec, M., Vojs, M., Jakabovič, J., Reháček, V., Zhang, D., Zeman, M., Harmatha, L., 2014, Electrical transport mechanisms in amorphous/crystalline silicon heterojunction: Impact of passivation layer thickness. *Thin Solid Film.* 558, 315–319.
- Mitchell, K.W., 1979, Ph.D. Thesis, Stanford Üniversitesi.
- Mutlu, T., 2010, An/p-GaAs_{1-x}P_x/n-GaAs yapıları PN ekleme diyotunun tavlanma sıcaklıklarına göre elektriksel karakterizasyonu, Yüksek Lisans Tezi, *Balıkesir Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü*.
- Mönch, W., 2004, *Electronic Properties of Semiconductor Interfaces*, Springer, Heidelberg, 264.
- Neamen, D.A. and Pevzner, B., 1992, *Semiconductor Physics and Devices: Basic Principles*, Irwin, 270.

- Nicolian, E.H. and Brews. J. R., 1982, Metal Oxide Semiconductor (MOS) Physics and Technology, John Wiley, New York.
- Norde, H., 1979, A Modified Forward I-V Plot for Schottky Diodes With High Series Resistance, *Appl. Phys*, 50, 5052-5053.
- Okhonin, S., Gureev, M., Sallin, D., Appel, J., Koukab, A., Kvasov, A., Kayal, M. 2015, A dynamic operation of a PIN photodiode. *Applied Physics Letters*, 106.
- Optek Technology, 1997, Inc. "Optek's Product Catalog" Carrollton, TX, USA.
- Özavcı, E., Demirezen, S., Aydemir, U., Altındal, S. A., 2013, detailed study on current-voltage characteristics of Au/n-GaAs in wide temperature range, *Actuators Phys.* 194, 259–268.
- Özden, Ş., Avcı, N., Pakma, O. İ.A. Kariper, 2022, "Influence of illumination intensity on the electrical properties of Al/NOA65/p-Si/Al heterojunction MPS device", *J Mater Sci: Mater Electron* 2022.
- Özden, Ş., Avcı, N., Pakma, O., İ.A. Kariper, 2022, "Temperature Dependent Current Transport Mechanism of Photopolymer Based Al/NOA60/p-Si MPS Device", *J Inorg Organomet Polym* 32, 1810–1818 2022.
- Placzek, E., 2017, Top PV market solar cells, *Opto-Electronics Review*, 25(2), 55-64.
- Rau, U., Jasenek, A., Schock, H. W., Engelhardt, F., Meyer T., 2000, *Thin Solid Films*, 298:361.
- R, Nowotny., W. L. Reiterc., 1977, "The Use of Silicon PIN-Photodiodes as Low-Energy Photon Spectrometer" *Nucl. Instr. and Meth.*, 147,477.
- Rhoderick, E.H., Williams R.H., 1988, *Metal-Semiconductor Contacts*. Clarendon Press, Oxford, 252 .
- Riben, A.R., Feucht, D.L., 1966, *nGe-pGaAs Heterojunctions* , *Solid State Electron*, 9:1055-1065.
- Rediker, R.H., Stopek S., Ward, J.H.R., 1964, Interface-alloy epitaxial heterojunctions, *Solid State Electron.*, 7,:621-629.
- Singh, R. J. and Srivastava, R. S., Investigations of interface-state density in Si MOS structures. *Solid-State Electronics*. 25(3), 227-232.
- Schulze, T.F., Korte, L., Conrad, E., Schmidt, M., Rech, B., 2010, Electrical transport mechanisms in a-Si:H/c-Si heterojunction solar cells. *J. Appl. Phys.*, 107, 023711.
- Sharma, B.L. and Purohit, R.K., 1974, *Semiconductor Heterojunctions*, Pergamon Pres Ltd.

- Streetman, B. G., Banerjee, S. K., 2005, Solid State Electronic Devices, Prentice Hall, New Jersey, 608.
- Sze, S.M., 2002, Semiconductor Devices, John Wiley and Sons, New York, p. 18, 60, 112, 235 .
- Sze, S.M. and Kwok, KN., 2007, Yarıiletken Cihazların Fiziği.
- Sze, S. M., Ng, K. K., 2006, Physics of Semiconductor Devices, John Wiley and Sons, Hoboken, New Jersey, 832.
- Tarbut, E. J. and Lutgens, F. K., 2000, Earth science. Prentice Hall.
- Tataroğlu, B., 2006, 'MIS yapıların frekans ve radyasyona bağlı temel elektriksel parametreleri', Yüksek Lisans Tezi, *Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü*, Ankara, 1-4.
- Temic, 1996, BPW41N Silicon PIN Photodiode Data Sheet.
- Türüt, A., 2020, On current-voltage and capacitance-voltage characteristics of metal-semiconductor contacts. Turkish Journal of Physics, 44, 302-347.
- Triangular barrier diodes. Journal of applied physics, 65, 2859-2861.
- Nadenau, V., Rau, U., Jasenek, A., Schock, H.W., 2000, Electronic properties of CuGaSe 2-based heterojunction solar cells. Part I. Transport analysis. *Journal of Applied Physics*, 87, 584-593.
- Vishay, 1999, Silicon PIN Photodiode BPW41N.
- Yacobi, B.G., 2003, Semiconductor Materials An Introduction to Basic Principles, Kluwer Academic Publisher, New York.
- Zeghbrock, 2007, Principles of Semiconductor Devices, <http://ecewww.colorado.edu/~bart/book/book/title.htm>.
- Wilhelm, H., Schock, H.W., Scheer, R., 2011, Interface recombination in heterojunction solar cells: Influence of buffer layer thickness. J. Appl. Phys. 109, 084514.

ÖZGEÇMİŞ

KİŞİSEL BİLGİLER

Adı Soyadı : Ersin AKIN
Uyruğu : T.C.

EĞİTİM

Derece	Adı, İlçe, İl	Bitirme Yılı
Lise	: Mesleki ve Teknik Anadolu Lisesi, Aydın	2007
Üniversite	: Afyonkocatepe Üniversitesi, Afyonkarahisar	2014
Yüksek Lisans	: Batman Üniversitesi	-

İŞ DENEYİMLERİ

Yıl	Kurum	Görevi
2015-	Cumhuriyet Mesleki ve Teknik Anadolu lisesi	Elektrik Öğretmeni

YABANCI DİLLER

İngilizce