Au/n-InP ve Au/Pyronine-B/n-InP SCHOTTKY YAPILARIN SICAKLIĞA BAĞLI ELEKTRİKSEL KARAKTERİZASYONU

Murat SOYLU

Doktora Tezi
Fizik Anabilim Dalı
Prof. Dr. Bahattin ABAY

2007
Her hakkı saklıdır

ATATÜRK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

DOKTORA TEZİ

Au/n-InP ve Au/Pyronine-B/n-InP SCHOTTKY YAPILARIN SICAKLIĞA BAĞLI ELEKTRİKSEL KARAKTERİZASYONU

Murat SOYLU

FİZİK ANABİLİM DALI

ERZURUM

2007

Her hakkı saklıdır

ÖZET

Doktora Tezi

Au/n-InP ve Au/Pyronine-B/n-InP SCHOTTKY YAPILARIN SICAKLIĞA BAĞLI ELEKTRİKSEL KARAKTERİZASYONU

Murat SOYLU

Atatürk Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı

Danışman: Prof. Dr. Bahattin ABAY

n-InP tabanlı Schottky diyotlar yüksek hız ve güç yoğunluğu gerektiren elektronik ve optoelektronik devre elemanlarının imalinde potansiyel uygulamalara sahiptir. Bununla birlikte, metal/n-InP kontakların 0.35-0.45 eV gibi düşük engel yüksekliğine ve yüksek sızıntı akımına sahip oluşu n-InP yariiletkeninin bu alanlardaki kullanımını sınırlandırmaktadır. Metal ile yarıiletken arasında ince bir arayüzey tabakasının Metal/n-InP Schottky yapılarda iyileştirici rol oynadığı bilinmektedir. Bu çalışmada, Au/n-InP Schottky diyodunun engel yüksekliğinin modifikasyonu için organik Pyronine-B ara yüzey tabakalı Au/Pyronine-B/n-InP yapısı oluşturuldu. Au/n-InP ve Au/Pyronine-B/n-InP yapıları 500 μm kalınlıklı (100) yönelimli n-tipi InP kristali üzerinde imal edildi. Omik kontak, numunenin parlatılmamış yüzeyine Au-Ge metalizasyonu ve 300 ^{o}C de 5 dakika azot gazı akışı altında tavlanarak oluşturuldu. İki eşit parçaya bölünen numunenin parlatılmış yüzüne damlatılmış Pyronine-B çözeltisinden dönel kaplama tekniği kullanılarak çözücünün uzaklaştırılması suretiyle numune yüzeyinde homojen kalınlıklı ince bir film tabakası oluşturulduktan sonra her iki parça üzerinde referans Au/n-InP ve arayüzeyli Au/Pyronine-B/n-InP Schottky diyodları imal edildi.

Hazırlanan Au/n-InP ve Au/Pyronine-B/n-InP Schottky kontakların *I-V* ve *C-V* ölçümleri sıcaklığa bağlı olarak alındı. Oda sıcaklığında Au/Pyronine-B/n-InP yapısının engel yüksekliği referans Au/n-InP yapısınınkine göre yaklaşık 0.18 eV artmasına rağmen 1.103 ideaite faktörü ile ideallik sınırı içinde kaldığı gözlendi. Deneysel *I-V* verilerinden elde edilen engel yükseklikleri artan sıcaklıkla artarken idealite faktörleri azalmaktadır. Her iki diyod için liner olmayan davranış sergileyen geleneksel Richardson çizimlerinin lineer kısımlarından elde edilen aktivasyon enerjileri ve Richardson sabitleri sırasıyla 0.35, 0.32 eV ve 0.848, 3.04x10^{-5} AK^{-2}cm^{-2} olarak elde edildi. Bu davranış, metal/yarıiletken arayüzeyde gaussian dağılıma sahip homojen olmayan engele atfedildi. Gaussian dağılım teorisi kullanılarak ortalama engel yükseklikleri ve standart sapmaları sırasıyla $\overline{\Phi}_b$=0.526, 0.961 eV ve $\sigma_{s0} = 0.060$,

0.126 eV olarak elde edildi. Ayrıca, gaussian dağılım teorisi kullanılarak modifiye edilen Richardson çizimlerinden ortalama engel yüksekliği ve Richardson sabiti değerleri sırasıyla $\overline{\Phi}_b$=0.532, 0.988 eV ve A^*=15.90, 17.73 $AK^{-2}cm^{-2}$ olarak elde edildi. Her iki çizimden elde edilen ortalama engel yüksekliklerinin bir biriyle; Richardson sabitlerinin de teorik 9.4 $AK^{-2}cm^{-2}$ değeri ile uyum içinde olması gaussian dağılım teorisinin uygulanabilirliğinin bir ölçüsü olarak değerlendirildi.

1 MHz frekans değerinde alınan *C-V* ölçümlerinden kapasitenin artan sıcaklıkla arttığı belirlendi. Au/*n*-InP ve Au/Pyronine-B/n-InP yapılarının *C-V* ölçümlerinden elde edilen oda sıcaklığındaki $\Phi_b(C-V)$ engel yükseklikleri sırasıyla 0.456 eV ve 0.643 eV olarak elde edildi. $\Phi_b(C-V)$ engel yüksekliklerinin sıcaklık katsayılarının InP'ın yasak enerji aralığının sıcaklık katsıyısına yaklaşık eşit oluşu, engel yüksekliğinin InP'ın yasak enerji aralığının sıcaklıkla değişimine paralel bir değişim sergilediği şeklinde değerlendirildi.

2007, 106 sayfa
Anahtar Kelimeler: Schottky kontaklar, InP, Pyronine-B, *I-V* ve *C-V* ölçümü, engel homojensizliği

ABSTRACT

Ph. D. Thesis

TEMPERATURE DEPENDENCE OF ELECTRICAL CHARACTERISTICS OF Au/n-InP and Au/Pyronine-B/n-InP SCHOTTKY STRUCTURES

Murat SOYLU

Atatürk University
Graduate School of Natural and Applied Sciences
Department of Physics
Supervisor: Prof. Dr. Bahattin ABAY

The n-InP based Schottky barrier diodes have potential applications for producing electronic and optoelectronic devices requiring high speed and power density. However, the low barrier height of metal/n-InP contacts (in the range 0.35 to 0.45 eV) and the high leakage current of this contact have hindered the use of n-InP in these area. It has been known that a tin interfacial layer plays improving role between the metal and semiconductor. In this study, to modify the Au/n-InP Schottky diode's barrier height Au/Pyronine-B/n-InP structure was fabricated with ordanic Pyronine-B interfacial. Au/n-InP and Au/Pyronine-B/n-InP structures were fabricated on 500 μm thick n-type InP substrate with (100) orientation. Ohmic contact was made by metalization of the Au:Ge alloy to the unpolished surface and followed by a temperature treatment at 300 ^{o}C for 5 minutes in a flux of nitrogen. After dividing to two pieces of substrate having ommic contacts, Pyronine-B was dripped to the polished surface one of the substrates and then evaporated the solvent by a spinner. Finally, reference Au/n-InP and Au/Pyronine-B/n-InP Schottky diode having interfacial layer was produced by Au metalization.

Temperature dependent *I-V* and *C-V* measurements of Au/n-InP and Au/Pyronine-B/n-InP Schottky structures were obtained. It was observed that ideality factor *n*(=1.103) remained in ideal limit while barrier height of Au/Pyronine-B/n-InP structure increased about 0.18 eV with respect to reference Au/n-InP, at room temperature. From the experimental *I-V* data was seen that ideality factors decreased while the barrier heights increased with increasing temperature. For both of the diodes, activation energies and Richardson constants obtained from linear region of conventional Richardson plot which exhibits nonlinear behaviour, are 0.35, 0.32 eV and 0.848, 3.04×10^{-5} $AK^{-2}cm^{-2}$, respectively. Such behavior is attributed to the barrier inhomogeneities by assuming a gaussian distribution of barrier heights at the interface. Mean barrier heights and standart deviations obtained using gaussian distribution theory are $\overline{\Phi}_b$ =0.526, 0.961 eV and $\sigma_{s0} = 0.060$, 0.126 eV. Furthermore, mean barrier height and Richardson constant values obtained from Richardson plot modified using gaussian distribution theory is $\overline{\Phi}_b$ =0.532, 0.988 eV and A^* =15.90, 17.73 $AK^{-2}cm^{-2}$. The mean barrier heights obtained from both of the plots is appropriate with each other. In addition, Richardson constants are also in aggrement with the theoretical value of Richardson constants for InP being 9.4 $AK^{-2}cm^{-2}$. Such a behaviour, it was appreciated as validity of gaussian distribution theory

From the *C-V* characteristics, measured at the frequency of 1 MHz, it was determined that the capacitance increased with increasing temperature. $\Phi_b(C-V)$ barrier heights of Au/n-InP and Au/Pyronine-B/n-InP structure was determined from the C^{-2}-*V* plots as 0.456 eV and 0.643 eV, recpectively. The fact that the temperature coefficient of the barrier heights $\Phi_b(C-V)$ nearly equals to the temperature dependence of the band gap of InP was concluded that the band gap of InP exhibits paralel moderation with temperature.

2007, 106 pages
Keywords: Schottky contacts, InP, *I-V* and *C-V* measurements, barrier inhomogeneity, Pyronine-B

TEŞEKKÜR

Doktora tezi olarak sunduğum bu çalışma, Atatürk Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü Öğretim Üyesi, Sayın hocam Prof. Dr. Bahattin ABAY yönetiminde yapılmıştır. Doktora eğitimim süresince, yakın ilgi ve engin görüşleri ile bana destek olan, saygıdeğer hocam Sayın Prof. Dr. Bahattin ABAY'a en içten dileklerimle şükranlarımı arz ederim.

Çalışmanın her aşamasında, teorik ve pratik yardımları ile bilgi birikimlerini istifademe sunan Sayın Prof. Dr. Y. Kemal YOĞURTÇU'ya, Sayın Prof. Dr. Bahattin DÜZGÜN'e, Sayın Prof. Dr. Abdulmecit TÜRÜT'e, Sayın Prof. Dr. Hasan EFEOĞLU'na ve Sayın Prof. Dr. Yavuz ONGANER'e minnettarım. Bu çalışmanın gerçekleştirilmesi için imkân sağlayan, Atatürk Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi ve Fen Bilimleri Enstitüsü yöneticilerine, Fizik Bölümü yönetici ve elemanlarına ve emeği geçen herkese gönülden teşekkür ederim.

Bu süreçte, bana maddi-manevi hiç bir fedakarlıktan kaçınmayan aileme de sonsuz şükranlarımı sunarım.

Murat SOYLU
Ocak 2007

İÇİNDEKİLER

ÖZET.....i
ABSTRACT……iii
TEŞEKKÜR……..v
SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ……...……viii
ŞEKİLLER DİZİNİ……..xi
ÇİZELGELER DİZİNİ……xv
1. GİRİŞ 1
2. KURAMSAL TEMELLER ……14
2.1. Giriş……..14
2.2. Metal-yarıiletken kontaklar……..……15
2.2.1. Vakum seviyesi, iş fonksiyonu ve kurtulma şartı……...……..18
2.3. Schottky engel diyod……..……..19
2.3.1. Engel yüksekliğini etkileyen faktörler.....22
2.4. Temoiyonik emisyon ve akım-voltaj karakteristiği……...……..30
2.5. Omik kontaklar…...…….……35
2.5.1. İdeal doğrultucu olmayan(nonrectifying) engeller…...……..……..35
2.5.2. Tünelleme engeli……...…….……...38
2.6. Metal-yarıiletken kontaklara sıcaklığın etkisi……...……...39
2.6.1. Sıcaklığın fonksiyonu olarak düz-beslem *I-V* karakteristikleri……..……..39
2.6.2. İmaj kuvvet düşme etkisi……..……42
2.6.3. Termoiyonik alan emisyonu etkisi……...…….44
2.6.4. Düz-band engel yüksekliği ve Richardson eğrileri……...45
2.6.5. Homojen olmayan engel yüksekliği etkisi……....47
2.7. Cheung fonksiyonları ile Schottky diyod karakteristiklerinin belirlenmesi……49
2.8. Metal-Yarıiletken Schottky Diyodlarında Schottky Kapasitesi ……..51
3. MATERYAL ve YÖNTEM 52
3.1. Giriş……..52
3.2. Numunelerin hazırlanması ve temizlenmesi……...……..……...52
3.3. Metal/ n-InP yapılarında omik kontak hazırlanması…….……...53
3.4. Yüzey pasivasyonu ……...……..55

3.5. Au/n-InP ve Au/Pyronine-B/n-InP Schottky kontak imali ……..……..56
3.6. Deney ve ölçüm sistemi……..……..…….....57
4. ARAŞTIRMA BULGULARI ve TARTIŞMA……...58
4.1. Giriş……..58
4.2. *I-V* (Akım-Gerilim) ölçümleri ile diyod parametrelerinin belirlenmesi……..…58
4.3. İmaj kuvvet düşme etkisi……..…...68
4.4. Termoiyonik alan emisyonunun etkisi……...…..69
4.5. Düz–band engel yüksekliği ve Richardson eğrilerinin düzeltilmesi……73
4.6. Homojen olmayan engel analizi……...…77
4.7. Akım gerilim karakteristiklerinde Cheung fonksiyonlarının kullanılması..…....83
4.8. *C-V* (Kapasite-Gerilim) ölçümleri ile diyod parametrelerinin belirlenmesi…....90
5. SONUÇ……...……...97
KAYNAKLAR…….…….101
ÖZGEÇMİŞ……..…….……107

SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ

A^*	Etkin Richardson sabiti
C	Kapasitans
e	Elektronik yük
E_g	Yasak Enerji Aralığı
E_f	Fermi Enerjisi
E_c	İletkenlik bandının alt ucundaki enerji
E_v	Valans bandının üst ucundaki enerji
$f(E)$	Fermi dağılım fonksiyonu
F	Kuvvet
g_c	İletkenlik bandındaki hallerin yoğunluğu
k	Boltzman sabiti
m	Elektronun kütlesi
V	Potansiyel
V_{bi}	Built-in potansiyel engeli
V_a	Uygulanan düz-beslem voltajı
V_R	Uygulanan ters-beslem voltajı
W	Toplam uzay yükü genişliği
J	Elektrik akım yoğunluğu
J_S	İdeal ters-beslem saturasyon akım yoğunluğu
J_{sT}	Bir Schottky diyodtaki ideal saturasyon akım yoğunluğu
T	Sıcaklık
ϕ_n	E_c ve E_F arasındaki potansiyel farkı (n-tip y.iletkende)
$\Delta\phi$	Schottky engel düşme potansiyeli
ϕ_{Bn}	Schottky Engel Yüksekliği
ϕ_{B0}	İdeal Schottky Engel Yüksekliği
ϕ_m	Metalin iş fonksiyonu

L_D	Debye uzunluğu
h	Planck sabiti
v	Hız
ε_s	Bir yarıiletkenin elektriksel geçirgenliği
m_n^*, m_p^*	elektron ve boşluğun etkin kütlesi
n, p	Elektron ve boşluğun konsantrasyonu
D_{it}	Arayüzey hallerinin yoğunluğu
φ	Yük
δ	Rekombinasyon faktörü
$f_{\min}$	Minimum frekans
χ	Elektron ilgisi
σ_s	Standart sapma
N_d	Donor kirlilik atomlarının yoğunluğu
V_{ox}	Bir oksitteki potansiyel farkı
χ_n	Deplasyon genişliği (n-tip)

Kısaltmalar

C-V	Kapasitans-Voltaj (Gerilim)
I-V	Akım-Voltaj
FS	Fermi Seviyesi
SE	Schottky Engeli
SD	Schottky Diyod
SED	Schottky Engel Diyod
SEY	Schottky Engel Yüksekliği
MESFET	Metal Semiconductor Field Effect Transistor
OP-AMP	Operational Amplifier
DLTS	Deep Level Transient Spectroscopy
PICTS	Photo-Induced Transient Spectroscopy
TSC	Thermally Stimulated Current

DBEY	Düz Band Engel Yüksekliği
TE	Termoiyonik Emisyon
TAE	Termoiyonik Alan Emisyonu
AE	Alan Emisyonu

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 2.1. Bir metalin enerji seviyesi diyagramı……..19
Şekil 2.2. (a) Kontak yapılmadan önce bir metal ve yarıiletkenin enerji band diyagramı, (b) Kontak yapıldıktan sonra metal/n-tip yarıiletkenin enerji band-diyagramı ($\phi_m \rangle \phi_s$)……...20
Şekil 2.3. (a) Bir metal-yarıiletken eklemin ideal enerji band diyagramı–ters beslem…….……...…....23
Şekil 2.3. (b) Bir metal-yarıiletken eklemin ideal enerji-bant diyagramı-doğru beslem…….…..…….…..23
Şekil 2. 4. (a) Bir metal-dielektrik ara yüzeyde imaj yükü ve elektrik alan çizgileri, imaj kuvvetleri nedeniyle potansiyel engelinin bükülmesi……..…..……....25
Şekil 2.4. (b) Sıfır elektrik alan (c) Sabit bir elektrik alan……..……...…….25
Şekil 2.5. Bir ara yüzey tabakası ve ara yüzey hallerine sahip bir metal-yarıiletkenin enerji band diyagramı…….…….……...…….....26
Şekil 2.6. Doğru beslemdeki bir metal-yarıiletken eklemin imaj düşme etkisini gösteren enerji-band diyagramı…..……...31
Şekil 2.7. Metal-n-tip yarıiletken ($\phi_m \langle \phi_s$) ideal enerji band diyagramı (a) kontaktan önce, (b) kontaktan sonra…...……...…..…….36
Şekil 2.8. Metal-n-tip yarıiletken omik kontağın ideal enerji bant diyagramı (a) metale pozitif voltaj uygulanan durum (b) yarıiletkene pozitif voltaj uygulanan durum……...……..…36
Şekil 2.9. Metal-p-tip yarıiletken için ($\phi_m \rangle \phi_s$) ideal enerji band diyagramı (a) kontaktan önce, (b) kontaktan sonra…...……...……...……36
Şekil 2.10. Tünelleme ile omik kontak oluşumu…….39
Şekil 2.11. Engelin imaj kuvvet düşmesi……..……..41
Şekil 2.12. Doğru-beslemde alan ve termoiyonik alan emisyonu…….…..45
Şekil 3.1. Tavlama ünitesinin şeması……..55
Şekil 3.2. Pyronine-B'nin yapısı……..56

Şekil 3.3. Metal/Pyronine-B/n-InP yapısının şematik olarak gösterimi……..…57
Şekil 4.1. Au/n-InP diyoduna ait 60-300 K sıcaklık aralığında 20 K adımlarla alınan *I-V* karakteristikleri…….….61
Şekil 4.2. Au/Pyronine-B/n-InP diyoduna ait 160-400 K sıcaklık aralığında 20 K adımlarla alınan *I-V* karakteristikleri….....62
Şekil 4.3. Au/n-InP diyoduna ait sıcaklığa bağlı *I-V* karakteristiklerinden elde edilen idealite faktörlerinin sıcaklıkla değişimi ……..……63
Şekil 4.4. Au/Pyronine-B/n-InP diyoduna ait sıcaklığa bağlı *I-V* karakteristiklerinden elde edilen idealite faktörlerinin sıcaklıkla değişimi ……...……..63
Şekil 4.5. Au/n-InP diyoduna ait sıcaklığa bağlı *I-V* karakteristiklerinden elde edilen engel yüksekliklerinin sıcaklıkla değişimi……...…….…64
Şekil 4.6. Au/Pyronine-B/n-InP diyoduna ait sıcaklığa bağlı *I-V* karakteristiklerinden elde edilen engel yüksekliklerinin sıcaklıkla değişimi…….…….....64
Şekil 4.7. Au/n-InP diyoduna ait geleneksel Richardson çizimi ……...…….67
Şekil 4.8. Au/Pyronine-B/n-InP diyoduna ait geleneksel Richardson çizimi……..67
Şekil 4.9. Au/n-InP diyodu için akım geçişinde Termoiyonik Alan Emisyonunun baskın olduğu durumda farklı karakteristik enerji değerlerinde idealite faktörlerinin sıcaklığa teorik olarak bağlılığı: engel yüksekliğinin voltaj katsayısı β=0…….…….....71
Şekil 4.10. Au/Pyronine-B/n-InP diyodu için akım geçişinde Termoiyonik Alan Emisyonunun baskın olduğu durumda farklı karakteristik enerji değerlerinde idealite faktörlerinin sıcaklığa teorik olarak bağlılığı: engel yüksekliğinin voltaj katsayısı β=0……...…….....71
Şekil 4.11. Au/n-InP diyodu için akım geçişinde Termoiyonik Alan Emisyonunun baskın olduğu durumda farklı karakteristik enerji değerlerinde idealite faktörlerinin sıcaklığa teorik olarak bağlılığı: engel yüksekliğinin voltaj katsayısı β=0.095…….…….....72
Şekil 4.12. Au/Pyronine-B/n-InP diyodu için akım geçişinde Termoiyonik Alan Emisyonunun baskın olduğu durumda farklı karakteristik enerji

değerlerinde idealite faktörlerinin sıcaklığa teorik olarak bağlılığı: engel yüksekliğinin voltaj katsayısı β=0.01……..…….....72
Şekil 4.13. Au/n-InP Schottky engeli için düz band engel yüksekliğinin sıcaklıkla değişimi……...…..……..……...…….74
Şekil 4.14. Au/Pyronine-B/n-InP Schottky engeli için düz band engel yüksekliğinin sıcaklıkla değişimi……..……...…….74
Şekil 4.15. Au/n-InP Schottky engeli için $In(J_{0f}/T^2)$ nin 1000/nT ye karşı çizilen Richardson çizimi...…….……...……...75
Şekil 4.16. Au/Pyronine-B/n-InP Schottky engeli için $In(J_{0f}/T^2)$ nin 1000/nT ye karşı çizilen Richardson çizimi...……...75
Şekil 4.17. Au/n-InP Schottky diyoduna ait [(1/n)-1] ve engel yüksekliğinin1/(2kT) ye karşı değişimi…….....79
Şekil 4.18. Au/Pyronine-B/n-InP Schottky diyoduna ait [(1/n)-1] ve engel yüksekliğinin 1/(2kT) ye karşı değişimi…….…….…….79
Şekil 4.19. Engel yüksekliklerinin Gaussian dağılımına göre Au/n-InP Schottky diyodunun modifiye edilmiş $In(J_0/T^2)-(q^2\sigma^2_{s0}/2k^2T^2)$ nin 1000/T ye karşı değişimi……...……..……82
Şekil 4.20. Engel yüksekliklerinin Gaussian dağılımına göre Au/Pyronine-B/n-InP Schottky diyodunun modifiye edilmiş $In(J_0/T^2)-(q^2\sigma^2_{s0}/2k^2T^2)$ nin 1000/T ye karşı değişimi……...….....82
Şekil 4.21. Au/n-InP diyoduna ait sıcaklığa bağlı dV/dIn(I) nın I ya karşı değişimi…..85
Şekil 4.22. Au/n-InP diyoduna ait sıcaklığa bağlı H(I) nın I ya karşı değişimi……..85
Şekil 4.23. Au/Pyronine-B/n-InP diyoduna ait sıcaklığa bağlı dV/dIn(I) nın I ya karşı değişimi…..……...86
Şekil 4.24. Au/Pyronine-B/n-InP diyoduna ait sıcaklığa bağlı H(I) nın I ya karşı değişimi…….…….…….....86
Şekil 4.25. Au/n-InP diyoduna ait Cheung fonksiyonlarından elde edilen seri direncin sıcaklıkla değişimi…….87
Şekil 4.26. Au/Pyronine-B/n-InP diyoduna ait Cheung fonksiyonlarından elde edilen seri direncin sıcaklıkla değişimi…….....87

Şekil 4.27. Au/n-InP Schottky diyodu için geleneksel *I-V* karakteristikleri ve Cheung fonksiyonundan elde edilen idealite faktörlerinin sıcaklıkla değişimi…....88
Şekil 4.28. Au/ Pyronine-B/n-InP Schottky diyodu için geleneksel *I-V* karakteristikleri ve Cheung fonksiyonundan elde edilen idealite faktörlerinin sıcaklıkla değişimi…….....88
Şekil 4.29. Au/n-InP Schottky diyodu için geleneksel *I-V* karakteristikleri ve Cheung fonksiyonundan elde edilen engel yüksekliklerinin sıcaklıkla değişimi…...89
Şekil 4.30. Au/ Pyronine-B/n-InP Schottky diyodu için geleneksel *I-V* karakteristikleri ve Cheung fonksiyonundan elde edilen engel yüksekliklerinin sıcaklıkla değişimi….....89
Şekil 4.31. Au/n-InP Schottky diyoduna ait *f*=1 MHz de sıcaklığa bağlı ters beslem durumunda C^{-2}-*V* değişimi……..…..…..……...93
Şekil 4.32. Au/Pyronine-B/n-InP Schottky diyoduna ait *f*=1 MHz de sıcaklığa bağlı ters beslem durumunda C^{-2}-*V* değişimi……..…….....94
Şekil 4.33. Au/n-InP Schottky diyodu için *I-V*, *C-V* ve Cheung fonksiyonu grafiklerinden elde edilen engel yüksekliklerinin sıcaklıkla değişimi…....95
Şekil 4.34. Au/Pyronine-B/n-InP Schottky diyodu için *I-V*, *C-V* ve Cheung fonksiyonu grafiklerinden elde edilen engel yüksekliklerinin sıcaklıkla değişimi……95

ÇİZELGELER DİZİNİ

Çizelge 2.1. Bazı elementlerin iş fonksiyonları……...21

Çizelge 2.2. Bazı yarıiletkenlerin elektron ilgisi…….21

Çizelge 4.1. Au/n-InP ve Au/Pyronin-B/n-InP diyodlarına ait sıcaklığa bağlı *I-V* karakteristiklerinden elde edilen temel diyod parametreleri……60

Çizelge 4.2. Au/n-InP ve Au/Pyronine-B/n-InP diyodlarına ait Cheung fonksiyonları kullanılarak elde edilen diyod parametreleri ……...…….84

Çizelge 4.3. Au/n-InP ve Au/Pyronine-B/n-InP yapıları için *f*=1 MHz'de C^{-2}-*V* değişimlerinden elde edilen temel diyod parametreleri……93

1.GİRİŞ

Metal-yarıiletken kontaklar, çağımızda geniş uygulama alanına sahiptir. Bu yapıların uygulama alanı olarak; Güneş pilleri (Yamamoto *et al*. 1984; Kleavney and Spitzer 1988), metal-yarıiletken alan etkili transistörler (Metal Semiconductor Field Effect Transistor, MESFET) (Barrera and Archer 1975; Kim *et al*. 1990), laser diyodlar (Dutta *et al*. 1985; Liau and Walpole 1987), fotodiyodlar (Miura *et al*. 1986; Gershoni *et al*. 1988) yarıiletken dedektörler, radyo dedektörleri, radar dedektörleri, bipolar entegre devrelerin anahtarlama hızını artırma, OP-AMP (Operational Amplifier) gibi aktif devre elemanları ve mikrodalga devre elemanları gibi daha birçok alan sayılabilir. Ayrıca bu yapılar, DLTS (Deep Level Transient Spectroscopy), PICTS (Photo-Induced Current Transient Spectroscopy) ve TSC (Thermally Stimulated Current) gibi yarıiletken karakterizasyon tekniklerinde de kullanılmaktadır.

1900'lü yılların başlarında kullanılan ilk pratik yarıiletken devre elemanlarından biri, metal-yarıiletken diyod idi. Nokta kontak olarak da adlandırılan bu diyod, ince metal bir telin, yarıiletken yüzeyine dokundurulması ile yapılmıştır. Ancak, bu metal-yarıiletken diyodlar, kolaylıkla yeniden üretilemedikleri için mekanik olarak fazla güvenilir olmamışlardır. Bu yüzden, bu diyodların yerini 1950'lerde p-n eklem diyodlar almıştır. Günümüzde ise yarıiletken ve vakum teknolojisi, yeniden üretilebilen ve güvenilir metal-yarıiletken kontakları üretmek için sıklıkla kullanılmaktadır (Neamen 1992). Metal-yarıiletken kontaklarla ilgili ilk ciddi çalışma, 1930 yılında Schottky tarafından yapılmıştır ve onun adına atfen metal-yarıiletken kontaklara Schottky engel diyodları denilmiştir. Daha önce kullanılan nokta kontakların gelişmiş versiyonu, Schottky kontak olarak adlandırılmıştır. Bu yapılar, eklem alanı üzerinde daha homojen kontak potansiyeli ve akım dağılımı elde etmek için yarıiletken yüzeyine sınırlı alanlarda metal buharlaştırılarak oluşturulan düzlemsel kontaklardır.

Schottky Engel Diyodlar (SED), daha önce yapılmış olan nokta kontak diyodlara göre; daha düşük seri direnç, düşük gürültü (noise) karakteristiği ve yüksek güç kapasitesine

sahip olmalarından dolayı teknolojide büyük önem arz ederler. Bu metal-yarıiletken kontakların önemli uygulama alanlarından biri de bütün aktif yarıiletken devre elemanlarında kullanılan, doğrultucu ve doğrultucu olmayan (omik) kontaklardır. Doğrultma işlemi kısaca, alternatif akımı doğru akıma çevirme işlemidir. Günlük hayatta kullandığımız elektrikli cihazların büyük çoğunluğu doğru akımla çalıştığı için böyle bir işlem gereklidir. Schottky diyodların avantajları; düşük sıcaklıkta üretilebilmeleri, hızlı anahtarlama (10^{-9} s), düşük düz ve büyük ters impedans ile entegre devrelerde (integrated circuits) kolayca oluşturulabilir olmalarıdır (Seeger 1991).

İçinde bulunduğumuz çağda SED'lerin önemi her geçen gün artmaktadır. SED'lerin elektriksel karakterizasyonu, elektronik devre elemanı üretiminde büyük önem taşır. Değişik karakterizasyon teknikleri, elde edilmek istenen yapının dış etkenlere karşı kararlılığı, elde edilen Schottky Engel Yüksekliği (SEY), idealite faktörü ve seri direnç gibi parametrelerin kullanım alanına göre istenilen özellikte ve değerde oluşturulabilmesi gibi amaçlara temel teşkil eder. SED'lerin karakteristikleri; sıcaklık, tavlama, plastik deformasyon ve hidrostatik basınç gibi etkilerle değişebilir. SED'lerin engel yüksekliği ve idealite faktörü gibi karakteristik parametreleri ile ilgili birçok çalışma literatürde mevcuttur. Bu çalışmaların önemi, sonuçların veya yorumların doğruluğundan değil yarıiletken endüstrisinin öneminden kaynaklanmaktadır.

Son yıllarda Schottky diyodların doğasını anlamak için hidrostatik basınç ve sıcaklığa bağlı karakterizasyonda önemli bir artış gözlenmektedir. Hidrostatik basınç ve sıcaklık altında yapılan karakterizasyonlar, tavlama ve plastik deformasyon gibi tekniklerde karşılaşılan çok sayıda kusur oluşumuna sebep olmadıkları ve devre elemanı üzerinde kalıcı etkiler bırakmadıklarından dolayı diğer tekniklere nazaran daha sıklıkla kullanılmaktadır. Bu çalışmalarda görülen artışın bir nedeni de SEY'in, kontak için kullanılan metalin cinsinden neredeyse bağımsız olduğunu belirten Fermi Seviyesinin Mıhlanması (FSM) olayını açıklamak için kullanılan yöntemlere yardımcı olmasıdır. Ancak, FSM sonucunda arzu edilen SEY'e ulaşmak çoğu kez mümkün olmamıştır (Werner and Gütter 1993; Van Schilfgaarde *et al*. 1994; Phatak *et al*. 1995).

Bir kontağın engel yüksekliğinin homojen olmayışı (inhomojenliği) engelin dağılımının sürekliliği, süreksizliği ya da şekli önemli olmaksızın artan sıcaklıkla artar. Bu durum, artan sıcaklıkla taşıyıcıların enerjilerinin artmasına atfedilir (Oswald 1992). Artan sıcaklıkla monoton olarak artan engel yüksekliği, Gauss dağılımı ile tahmin edilir (Werner and Gütter 1991). Son iki çalışmada adı geçen araştırmacılar, Gauss dağılımını kullanarak potansiyel engelinin tepeler ve vadiler şeklinde devam ettiğini ifade ettiler. Bu araştırmacılara göre metal ve yarıiletken ara yüzeyleri, "built-in" voltajı ve Schottky engel yüksekliğinde dalgalanmalara neden olur. Ayrıca, yarıiletkendeki ara yüzeye yakın bölgelerdeki katkı atomlarının düzensiz olarak sıralanması ile oluşan çizgisel kusurların (dislokasyonlar), ara yüzey potansiyelindeki dalgalanmaların nedeni olduğu düşünülmektedir. Schottky ve Mott tarafından önerilen modellere göre elektronlar, gözlenen doğrultma yönünde, potansiyel engeli üzerinden sürüklenme ve difüzyon yolu ile geçmektedirler (Schottky 1938; Mott 1938). Mott'a göre potansiyel engeli metal ve yarıiletkene ait iş fonksiyonları arasındaki fark nedeniyle ortaya çıkmaktadır. Mott, ara yüzey bölgesinde, yüklü safsızlık (kirlilik) atomlarının olmadığını ve dolayısıyla elektrik alanın sabit olduğunu, elektrostatik potansiyelin metale kadar uzaklıkla lineer olarak değiştiğini kabul etti. Schottky ise engel bölgesinin sabit yoğunlukta safsızlık atomlarını içerdiğinden dolayı elektrik alanın lineer olarak arttığını, elektrostatik potansiyelin metale kadar Poisson denklemi ile uyumlu olarak, kuadratik şekilde değiştiğini ifade etti (Rhoderick and Williams 1988).

Engel yüksekliği, Schottky kontak için kullanılan metalin türüne, dolayısıyla iş fonksiyonuna bağlıdır. Ara yüzeyde Fermi Seviyesinin mıhlanması durumunda engel yüksekliğinin kullanılan metalin türüne ne derece bağlı olduğu Zhu *et al*. (2000) tarafından incelendi. n-Si (100) numuneleri üzerinde Co, Co/Ti, Ti/Co ve Ti/Co/SiO_2'in katıhal reaksiyonu ile oluşturulan $CoSi_2$ kontakların SEY'leri, 80-300 K sıcaklık aralığında ölçüldü. Doğru beslem *I-V* karakteristikleri, standart termoiyonik emisyon modeline dayanılarak ve engel yüksekliklerinin Gaussian dağılımı düşünülerek analiz edildi. Bütün numuneler için *I-V* ve *C-V* bilgilerinden belirlenen SEY'lerdeki farkın sıcaklığa bağlı olduğu düşünüldü. Gauss dağılımı modeline göre modifiye edilen Richardson eğrilerinin incelenen sıcaklık aralığının tamamında lineer olduğu görüldü.

Aktivasyon enerjilerinin ise *C-V* bilgilerinden elde edilen engel yüksekliği ile uyum içinde olduğu gözlenmiştir. Ortalama Schottky engel yüksekliğinin sıcaklık katsayısı polikristal $CoSi_2$ için yaklaşık olarak -0.16 $meVK^{-1}$ 'den, Schottky kontak uygulanacak yüzde büyütülmüş çok ince oksit tabakalı epitaksiyel $CoSi_2$/Si kontaklar için $\approx$ 0 $meVK^{-1}$ 'e değiştiği görüldü. Bu sonuç, Fermi Seviyesinin mıhlandığı bandın farklı çoklu-tabaka yapılar şeklinde büyütülen çeşitli $CoSi_2$/Si kontaklar için farklı pozisyonlarda olacağı düşüncesini doğurdu. Co ve Ti ikili metalik tabakalar şeklinde büyütülen $CoSi_2$ kontakların Schottky engel yüksekliğinin sadece bir Co tabakası ihtiva edene göre daha düşük olduğu görüldü. Bu durum, farklı çoklu tabaka yapılar şeklinde büyütülen $CoSi_2$/Si kontaklarda farklı ara yüzey Fermi Seviyesi mıhlanmasına atfedildi.

Metal/n-InP Schottky yapılarda düşük engel yüksekliği, büyük ters beslem sızıntı akımı ve oluşturulan devre elemanlarının kararlılıktan yoksun oluşu hep bir problem olarak görüldü (Geib *et al*. 1984). Yüzeyin pasive edilmesiyle bu tür problemlerin ortadan kalkacağı düşünüldü. Bu yüzden de pasivasyonun pek çok yolu test edildi (Yamagishi 1986; Oigawa *et al*. 1991; Maeda *et al*. 1993; Mitchell *et al*. 1996; Ahaitouf *et al*. 1998; Temirci *et al*. 2001). n-InP için özellikle sülfür pasivasyonu umut verici görüldü. Iyer ve Lille (Iyer *et al*. 1988; Iyer and Lille 1991), sülfür içeren solüsyon ile pasivasyonu ilk kullanan araştırmacılar olarak bilinir. Bu araştırmacılar tarafından, InP'ın Schottky kontak uygulanacak yüzünün $(NH_4)_2S$ (amonyum sülfid) solüsyonu ile pasive edilmesiyle diyod karakteristiklerinde belirgin iyileşmeler gözlendiği ifade edildi. Yine, Gallet ve Hollinger (1993) tarafından yapılan çalışmada da sülfür ile pasive edilmiş InP yüzeylerin yüksek termal kararlılık sergilediği belirtilmiştir.

Lee *et al*. (2001)'ın, yüzey pasivasyonunun SEY üzerine etkisini görmek için yaptıkları çalışmada, önce herhangi bir yüzey işlemine tabi tutulmamış n-GaN numune, daha sonra da $(NH_4)_2S_x$ ile işlenmiş yüzeyler üzerindeki Ni/Au kontakların Schottky engel yüksekliği ve yüzey hal yoğunluğu, kapasite-voltaj ve fotolüminesans ölçümleri kullanılarak araştırıldı. n-GaN numunesine Ni/Au kontak durumunda elde edilen Schottky engel yüksekliği 0.856 eV iken, yüzeyin $(NH_4)_2S_x$ çözeltisi ile işlenmesi (20 dakika, 60 ^0C'de çözeltiye daldırma) durumunda Ni/Au kontak için engel

yüksekliğinin 1.099 eV'ye çıktığı gözlendi. Yüzeyi $(NH_4)_2S_x$ ile işlenmiş Ni/Au-n-GaN için elde edilen 1.099 eV'lik SEY 'in 1.10 eV'lik Schottky sınırına çok yakın olduğu görüldü. Bu sonuç; yüzey hallerinden kaynaklanan keskin bir Fermi Seviyesi mıhlanmasının olmadığını göstermiştir. Ayrıca, *C-V* ölçümlerinden elde edilen taşıyıcı konsantrasyonları, yüzeyi işlenmemiş (unpassivated) ve $(NH_4)_2S_x$ ile işlenmiş diyodlar için sırasıyla $6.2x10^{17}$ ve $7.4x10^{17}$ cm^{-3} olarak elde edildi. Taşıyıcı konsantrasyonlarındaki bu fark, $(NH_4)_2S_x$ ile işlenmiş yüzeyden kaynaklanan taşıyıcı konsantrasyonunun artışına atfedildi. Yüzeyi $(NH_4)_2S_x$ ile işlenmiş n-GaN için yüzey hal yoğunluğunun azalması, Ga-S bağlarının oluşumu nedeniyle N (Nitrogen) bağlantılı boşlukların işgali ve asılı (dangling) bağların azalmasına atfedildi.

Schottky kontak yapılabilecek yarıiletken bileşiklerden biri olan InP, çinkoblend kristal yapısına sahip olup 300 K'de örgü sabiti 5.8688 A^0'dur (Sze 1969). III-V grubuna dahil olan InP yarıiletken bileşiği son derece reaktiftir. Bu bileşik, Folberth ve Weiss (1955) tarafından oluşturulması zor bir teknikle elde edilip, Hall katsayısı ve elektriksel iletkenliği çalışıldı. InP'ın erime noktası 1070 ^0C'den daha yüksektir. Elektrik ve optik özellikleri ilk olarak Welker (1955) tarafından çalışıldı. Ekstrapole edilmiş termal enerji aralığı 0 K'de 1.34 eV, ekstrapole optik yasak enerji aralığı 1.42 eV ve oda sıcaklığı optik yasak enerji aralığı ise 1.28 eV olarak bulundu. Oda sıcaklığındaki elektron mobilitesinin maksimum değeri $3.4x10^3$ cm^2/Vs, Hall mobilitesi de 50 cm^2/Vs olarak bildirildi (Smith 1968). InP'ın optik özellikleri ilk olarak Oswald ve Schade (1956) ve Oswald (1955) tarafından incelenirken, rekombinasyon karakteristikleri ise Braunstain (1955) tarafından rapor edildi.

Metal-yarıiletken kontak yapımında elementel silisyumun yanısıra değişik türde ikili ya da üçlü yarıiletken bileşikler kullanılır. InP, genelde yüksek hız ve güç gerektiren devre elemanı uygulamaları için kullanılan GaAs'a bir alternatif olarak düşünüldü. Bu yüzden InP'a metal kontakların Schottky engel yüksekliği, birçok araştırmacı tarafından incelendi. Mead ve Spitzer (1964), InP'ın engel yüksekliğini (Φ_b) ilk ölçen araştırmacılar olarak literatürdeki yerini aldı. Smith (1973), yüzeyi bromin metanol

solüsyonu ile dağlanarak imal edilen Au/n-InP diyodlarını inceledi ve 0.40 eV'lik düşük bir engel yüksekliği elde etti. Kimyasal olarak dağlanmış n-InP'ın dikkatli bir çalışmasını yapan Williams *et al*. (1977), Au/n-InP'ın engel yüksekliğinin 0.43 eV ve 0.50 eV arasında olduğunu teyit ettiler. Ayrıca, yapılan çalışmalarda p-tipi InP'ın engel yüksekliğinin n-tipi InP'ın engel yüksekliğinden daha büyük olduğu görüldü. InP tabanlı n-kanallı MESFET (Metal-Yarıiletken Alan Etkili Transistör) imali üzerine yapılan ilk çalışmalarda, Schottky-kapı elektrodunun ters beslem altında sızıntılı olduğu ve InP için düşük engel yüksekliğinin bir sonucu olarak, küçük doğru beslem voltajları için akan büyük kapı akımları gözlendi (Barrera and Archer 1975). Wada ve Majerfeld (1978), ışık altında HNO_3 solüsyonu ile InP ve Au elektrot arasında oluşturulan ince ($<100\ A^0$) oksit tabakası ile 0.94 eV değerinde SEY'e sahip SED'ler oluşturdular. Morgan ve Frey (1978) bu tekniği Au/n-InGaAs Schottky engeline genişlettiler. Yine Christou ve Anderson (1979) yaptıkları çalışmada, metal-yarıiletken ara yüzeydeki P_2O_5 tabakasının engel yüksekliğini artırdığını gösterdiler.

Roberts ve Pande (1977) tarafından yapılan çalışmada, metal-yarıiletken yüzey engelleri, epitaksiyel n-InP filmler üzerine vakum ortamında Au/Ti metalleri buharlaştırılarak oluşturuldu. Au/Ti/n-InP Schottky engellerin elektriksel karakteristikleri incelenerek akım ve kapasite, farklı sıcaklıklarda voltajın bir fonksiyonu olarak ölçüldü. Uygulama voltajının fonksiyonu olarak oluşan Schottky kapasitesinin ölçümü ile yarıiletkendeki kirlilik konsantrasyonları ve kirlilik profillerini belirlemenin standart bir metodu oluşturuldu. Yapılan incelemelerle yüzey kirlilikleri, hacim tuzakları vb. etkilerin, metal-yarıiletken kontakların akım-voltaj karakteristiklerinin termoiyonik emisyon ya da difüzyon modellerinin öngördüğü ideal davranıştan sapmasının nedeni olarak belirlendi. Elde edilen engel yüksekliği, idealite faktörü ve oda sıcaklığı saturasyon akım yoğunluğunun sırasıyla; 0.5 eV, 1.07 ve $3x10^{-5}\ Acm^{-2}$ olduğu, kapasite tekniği kullanılarak belirlenen engel yüksekliğinin ise, artan sıcaklık ile azaldığı görüldü.

Shi *et al*. (1991) tarafından yapılan çalışmada, n-InP üzerine yüksek engel yükseklikli (Φ_b =0.96 eV) Schottky kontaklar, 77 K sıcaklıkta tutulan altlık üzerine vakumda metal

buharlaştırılarak gerçekleştirildi. 77 K altlık sıcaklığında imal edilen diyodlar için sızıntı akım yoğunluğunun, oda sıcaklığında oluşturulan diyodlara göre 6-7 mertebe daha düşük değerlere sahip olduğu görüldü. Oda sıcaklığında imal edilen Pd/n-InP ve Au/n-InP SED'lerin SEY'leri sırasıyla 0.48 ve 0.51 eV iken, 77 K'de imal edilen diyodların engel yükseklikleri sırasıyla, 0.96 eV ve 0.85 eV değerlerine yükseldiği rapor edildi.

Schottky diyodların elektriksel parametreleri üzerine tavlama ve yüzey işleminin etkisini görmek amacıyla Benamara *et al*. (2002) tarafından Au/InP (100) ve Au/InSb/InP (100) diyodları araştırıldı. Au/InSb/InP'daki InSb ile oluşturulan bir tabakanın In atomlarının InP gövdeden yüzeye göçünü bloke ettiği iddia edildi. Bu diyodların akım-voltaj karakteristikleri, yüzeye InSb oluşturulmadan önce ve oluşturulduktan sonra ölçüldü. Ayrıca, tavlanmış Au/InP ve Au/InSb/InP yapıları için ölçüler tekrarlandı. Ara yüzeye sahip olmayan diyodun karakteristiklerinde tavlandıktan sonra bozulma, ara yüzeye sahip diyodun karakteristiklerinde ise iyileşme ve engel yüksekliğinde belirli bir artış görüldü.

n-InP üzerine yapılan diğer bir çalışmada (Akkal *et al*. 1998), InSb ince film ile birkaç mono tabaka şeklinde kaplanan yüzey üzerine oluşturulan Au/InP yapısına ait karakteristik diyod parametrelerini elde etmek üzere 300-425 K sıcaklık aralığında *I-V* ve *C-V* ölçümleri yapıldı. Doping konsantrasyonu (N_d) oda sıcaklığında $3x10^{15}$ cm^{-3} olarak bulundu. Ancak, 425 K'de yapılan ölçümde, bu değerin termal aktivasyonla arttığı ve $7x10^{15}$ cm^{-3} değerine ulaştığı gözlendi. Difüzyon voltajı (V_d) nın ise doping konsantrasyonu ile ters orantılı olduğu ve $33.7x10^{-2}$ V tan $29x10^{-2}$ V a azaldığı görüldü. Oda sıcaklığında $4.33x10^{12}$ $cm^{-2}eV^{-1}$ olan ortalama ara yüzey hal yoğunluğu (N_{ss}) ise artan sıcaklık ile 10^{12} $cm^{-2}eV^{-1}$ 'e değişti. Yarıiletkenin band aralığında tekdüze bir dağılım göstermeyen ara yüzey hal yoğunluğunun, sıcaklık ile ters orantılı olduğu sonucuna varıldı. Ara yüzeyde görülen iyileşme, Au/InP ara yüzeyde yeni moleküllerin teşkili ve düzenlenmesine atfedildi. 375 K'nin altındaki sıcaklıklarda *C-V* karakteristiğinin, önemli bir ara yüzey hal yoğunluğu ve yarıiletken gövdedeki derin

donor seviyelerinin varlığı ile kontrol edildiği görüldü. 375 K'nin üzerindeki sıcaklıklarda ise C^{-2}-V eğrisinin lineer hale geldiği, derin donor seviyelerinin kaybolduğu ve tuzakların etkisinin de yok olduğu gözlendi.

McCafferty *et al*. (1996) tarafından PtSi/p-Si Schottky diyodların *I-V-T* ölçümlerinden engel karakteristiklerini belirlemek için yapılan çalışma, 60-115 K sıcaklık aralığında gerçekleştirildi. Ancak, 80 K'nin altındaki sıcaklıklarda idealite faktörünün "1" den saptığı görüldü. Bu durumu açıklamak üzere (n=1+T_0/T, T_0=18 K) şeklinde bir T_0 parametresi tanımlandı. İdealite faktörünün sıcaklığa böyle bağlı oluşu, Schottky engel yüksekliğindeki dağılım, katkılanmış yüzey tabakasının tek düze olmayışı ve yüzey hallerinin belirli bir dağılımı göz önünde bulundurularak yorumlandı. Richardson eğrilerindeki bükülme ise sıfır-beslem saturasyon akım yoğunluğundan ziyade düz-band ve T_0 parametresinin işin içine girdiği ampirik bir yöntem kullanılarak düzeltildi.

Sawada *et al*. (2003) ın ara yüzeydeki oksit tabakasının Schottky engel yüksekliği üzerine etkisini araştırmak amacıyla yaptıkları çalışmada, termal ve anodik olarak oksitlenmiş yüzeyler üzerine oluşturulan metal/GaN ve AlGaN Schottky yapıların ara yüzey özellikleri, *I-V-T* ve *C-V-T* ölçümleri ile incelendi. Elde edilen karakteristiklerden dolayı bir "yüzey yol" modeli önerildi. Düşük Schottky engel yüksekliklerine sahip yüzey yollarının, bir sızıntı akımına sebep olduğu ve bu yüzey yolları nedeniyle tek düze olmayan Schottky engel yüksekliklerinin ortaya çıktığı görüldü. Gerçek Schottky engel yükseklikleri, yüksek-sıcaklık *I-V* eğrilerinden elde edildi. Termal oksidasyonun, Ni/n-GaN diyodu için idealite faktörü değerlerinde küçük bir değişim oluşturarak, etkin Schottky engel yüksekliklerinin azalmasına yol açtığı görüldü. Öte yandan, anodik olarak oksitlenmiş yüzeyde nispeten daha kalın bir oksit tabakası oluştuğundan, daha yüksek SEY gözlendi. Ayrıca, termal olarak oksitlenmiş Ni/n-GaN yapısında, N_2 atmosferinde kısa süreli bir tavlamanın idealite faktöründe bir değişim oluşturmaksızın, engel yüksekliğinde bir artışa yol açtığı görüldü.

Chand ve Kumar (1995) tarafından yapılan çalışmada, geniş bir sıcaklık aralığında (60-201 K) Pd_2Si/p-Si(111) yapıların akım-voltaj karakteristiklerinin hem doğru hem de ters

beslem şartları altında bir termoiyonik emisyon-difüzyon mekanizmasını takip ettiği gösterildi. Bu inceleme, E_{00} karakteristik enerji olmak üzere "akım iletim mekanizmasında, $E_{00} \rangle\rangle kT$ olduğunda alan emisyonu (AE), $E_{00} \approx kT$ ise termoiyonik alan emisyonu (TAE) ve $E_{00} \langle\langle kT$ şartında da termoiyonik emisyon-difüzyon teorisi geçerlidir." şartları göz önüne alınarak yapıldı. 100 K'de E_{00}/kT nin 0.06 değerine eşit oluşu, akım iletim mekanizmasının termoiyonik emisyon-difüzyon teorisine göre gerçekleştiğini gösterdi. *I-V* karakteristikleri değerlendirilerek diyod parametreleri elde edildi. Sıcaklıktaki azalma ile seri direnç (R_s) ve idealite faktöründe (n) bir artış, sıfır-beslem engel yüksekliğinde ise bir azalma görüldü. Özellikle 100 K'nin altındaki sıcaklıklarda sıfır-beslem engel yüksekliği, idealite faktörü ve seri dirençte önemli değişimler gözlendi. Ters beslem şartı altında voltaj ile engel yüksekliğinin azalması, imaj kuvvet düşmesine bağlı küçük bir katkıya sahip ara yüzey tabaka etkilerine atfedildi.

Düşük sinyal mikrodalga uygulamaları, sıfır beslem dedektör diyodları gerektirir. Bu yüzden, yaklaşık 0.3-0.4 eV'lik bir potansiyel yüksekliğine sahip Schottky diyodlara ihtiyaç duyulur. n-InP yarıiletkeni üzerine yapılan diyodlarda Schottky engel yüksekliğinin genellikle 0.3-0.7 eV aralığında oluşu, n-InP yarıiletken bileşiğini Schottky sıfır beslem dedektör diyodları için elverişli konuma getirmektedir. Üstelik, InP'ın yüksek elektron mobilitesi sergilemesi ve bu özelliğin mikrodalga uygulamalar için önem arz etmesi InP'a olan ilgiyi de artırmaktadır. Bu amaçla, Horvath *et al*. (2003) tarafından sıfır beslem mikrodalga dedektör elde etmek amacıyla HF ya da Na_2S+HF solüsyonları ile pasive edilen n-InP üzerine hazırlanan Cr+Au ve Ag Schottky diyodları, 80-320 K sıcaklık aralığında akım-voltaj ve kapasite-voltaj ölçümleri ile çalışıldı. *I-V* karakteristikleri, hem termoiyonik emisyon (TE) hem de termoiyonik alan emisyonu (TAE) teorisi ile değerlendirildi. *I-V* ölçümlerinden TE için elde edilen engel yüksekliklerinin 0.38-0.49 eV aralığında, TAE engel yüksekliğinin 0.30-0.53 eV aralığında ve *C-V* ölçümlerinden elde edilen engel yüksekliğinin ise 0.45-0.55 eV aralığında olduğu görüldü. Böylece, bu eklemlerin sıfır beslem dedektör uygulamaları için kullanılabileceği kanısına varıldı. Ayrıca, eklem boyunca akan doğru akım durumu göz önüne alındığında, oda sıcaklığında ve oda sıcaklığına yakın sıcaklıklarda TE,

düşük sıcaklık ve yüksek akım seviyelerinde TAE, düşük sıcaklıklar ve düşük akım seviyelerinde ise alan emisyonu (AE) nun baskın olduğu, ters akım durumu göz önüne alındığında da temelde TAE baskın iken, düşük sıcaklıklar ve yüksek beslemlerde AE'nin baskın olduğu ifade edildi.

Son yıllarda moleküler hidrojenin kullanımı endüstriyel fabrikasyon işlemlerinde, tıbbi cihazlarda, laboratuarlarda ve motorlu araç yakıt sisteminde dikkate değer bir ilgi kazandı. Güvenlik ve çevre sağlığı için havada bulunan tehlikeli hidrojen konsantrasyonunu (% 4.65-74.5) belirlemek önemli bir konu oldu. Bu amaçla zayıf dedeksiyon ve gaz kontrolü için çok faydalı olan ilk hidrojen gaz sensörleri Lundstrom *et al*. (1975) tarafından geliştirildi.

Tang *et al*. (2005) tarafından yapılan bir çalışmada oksijen ve trichloroethylene (TCE) de büyütülen yalıtkan ara yüzey tabakası ile metal-yalıtkan SiC (MISiC) Schottky hidrojen sensör diyodların fabrikasyonu yapıldı. Diyodun cevap (response) hızı, farklı sıcaklık ve hidrojen konsantrasyonlarında araştırıldı. Sensörün hidrojen konsantrasyonu değişimine hızlı ve kararlı bir şekilde cevap verdiği, düşük hidrojen konsantrasyonlarında bile tepkinin devam ettiği görüldü. Önerilen bu sensörün, ara yüzey yalıtkan tabakası NO ortamında büyütülen başka bir sensörle yapılan kıyaslamada daha yüksek hassasiyete ve cevap hızına sahip olduğu anlaşıldı. Bu iyileşmenin, yalıtkan tabakanın büyüme oranı ve niteliği üzerine TCE nin etkisi ile ilgili olduğu rapor edildi.

Ali *et al*. (2005) tarafından yapılan çalışmada geniş band aralıklı GaN yarıiletkeni ile kalitatik metal olan Pt in farklı kalınlık ve kontak alanı ile yapılan Schottky diyodların performansı hidrojen gaz dedektörü olarak araştırıldı. Fabrikasyonu yapılan diyodlar, hidrojen gazının % 1 lik hacmi ile karıştırılmış sentetik havada test edildi. En ince Pt Schottky engeline sahip diyodun oda sıcaklığında maksimum hassasiyet gösterdiği, Pt kalınlığının artırılması ile hassasiyetin azaldığı görüldü.

InP için düşük Schottky engel yüksekliği yüksek sızıntı akımına sebep olmaktadır. Ancak, InP'ın yüksek hızlı elektrik ve optoelektronik cihazlar için umut verici oluşu, bu materyal üzerine farklı araştırma yöntemlerinin ortaya çıkmasına neden olmuştur. Hıdaka ve Ikoma (1995) tarafından III-V bileşik yarıiletken MIS (Metal Insulated Semiconductor) yapıların kapı yalıtkanı olarak, epitaksiyel floridler çalışıldı. Bunun için $(Ca_xBa_y)F_2$ (x:y=7:3, 1:1, 3:7)/n-InP (100) MIS yapılar, kapasite-voltaj ölçümleri ve x-ışını fotoelektron spektroskopisi (XPS) yoluyla araştırıldı. Florid ve InP arasında ara yüzeyin niteliği üzerine florid filmlerin molar oranının (x:y) etkisi incelendi. Florid filmler, geleneksel direnç ısıtmalı vakum buharlaştırma tekniği ile CaF_2 ve BaF_2 tozlarının ortak buharlaştırılması yoluyla InP numuneler üzerine oluşturuldu. En iyi *C-V* karakteristiklerinin, örgü uyumlu $(CaBa)F_2$ (Ca:Ba=1:1 molar oranında)/InP için, daha sonra da $(CaBa)F_2$ (Ca:Ba=7:3)/InP MIS yapılar için elde edildiği görüldü. Öte yandan latis uyumunun olmadığı $(CaBa)F_2$ (Ca:Ba=3:7)/InP ve SrF_2/InP yapıları için elde edilen *C-V* karakteristiklerinin iyi sonuç vermediği anlaşıldı. Buradan da florid film ve InP numune arasındaki latis uyumunun, iyi nitelikli bir ara yüzey elde etmek için son derece önemli bir faktör olduğu sonucu çıkarıldı. Bununla birlikte kararlı Ca-P bağlarının belli bir miktarının varlığı, Florid ve InP arasında kararlı bir ara yüzey elde etmek için gerekli olduğu düşünüldü. XPS ölçümlerinden de ayrık ve tekdüze kimyasal kompozisyonlara (Ba ve Ca'un molar oranı) sahip florid filmlerin, büyütülen tabakaların derinliği boyunca oluşturulduğu ve $(Ca_xBa_y)F_2$'deki Ba ve Ca'un pik bağlanma enerjilerinin, bu elementlerin molar oranı ile lineer olarak değiştiği görüldü. Yine XPS ölçümlerinden InP'ın In_2O_3, $InPO_3$ ve $InPO_4$ gibi oksitlerinin, bu filmlerin oluşumu esnasında ve oluşumundan sonra florid filmler tarafından uzaklaştırıldığı ya da azaltıldığı görüldü. Bununla birlikte, florid filmlerde oksijene rastlandı. Buradaki oksijenin bağlanma halinin açık olmayışı ile birlikte, muhtemelen Ba-O ya da Ca-O şeklinde olduğu, Ba ve Ca'un elementel varlığının kanıtının olmamasından anlaşıldı.

Optik ve elektronik cihazlardaki başarılı uygulamalarından dolayı, ince organik yarıiletken film alanında yoğun çalışmalar yapılmaktadır. Karataş *et al*. (2006) tarafından Rhodamine-101'in ara yüzeydeki etkisi, Al/Rh101/p-Si/Al yapısının bir doğrultucu özelliğe sahip olup olmadığının araştırması yapıldı. Bu yapının akım-voltaj

karakteristikleri 280-400 K sıcaklık aralığında 20 K‘lik adımlarla ölçüldü. Oda sıcaklığında, geleneksel Al/p-Si Schottky diyodlara göre engel yüksekliğinde bir artış görüldü. Sıcaklık düştükçe engel yüksekliğinde azalma, idealite faktöründe ise artış görüldü. Numune sıcaklığına bağlı olarak, idealite faktöründeki bu artış, yüksek voltajlarda Rh101 ince filmi içine uzay yükü enjeksiyonu nedeniyle akımdaki eksponansiyel artış oranının azalmasına atfedildi. Karakteristik parametrelerdeki dalgalanmalar, engel yüksekliğinin Gaussian dağılım modeli kullanılarak açıklandı. Ayrıca, engel yüksekliği ve idealite faktörünün sıcaklığa oldukça sıkı bağlılığı, ara yüzeyde tuzakların eksponansiyel dağılımının baskın olduğu SCLC (Space Charged Limited Current, uzay yüküyle sınırlı akım) yoğunluk modeli kullanılarak açıklandı.

İletken polimerlerin keşfiyle polimerler elektriksel, optik ve mekanik özellikleri göz önünde bulundurularak yarıiletken teknolojisinde aktif devre elemanı olarak kullanılmaya başlandı. Bu polimerlerin sadece bulk özellikleri yanında eklem özellikleri de kullanılarak p-n eklemi, Schottky engelli eklem ve heteroeklem gibi değişik tipleri yapıldı (Saxena and Prakash 2000).

Yaygın olarak Si, GaAs ve InP inorganik yarıiletkenleri kullanılarak Au, Cu, Al, Ni gibi metaller ile yapılan, ticari olarak ucuz ve fabrikasyonu kolay olan Schottky diyodların imali ve karakteristik parametrelerinin hesaplanması, çağdaş elektronik sahasında büyük önem arz etmesinden dolayı, birçok araştırmacı tarafından çalışıldı.

Bununla birlikte, iletken polimerler kolay şekil verilebilir, maliyetleri ucuz ve esnektirler. Schottky diyodlarda, mikrodalga devre elemanlarında sensörlerde, hızlı anahtarlama uygulamalarında, MESFET’lerde, güneş pillerinde, plastik bataryalarda, FET’lerde, elektrolüminesans cihazlarında, ve varaktör (kapasitesi uygulanan gerilimle değişen kondansatör) lerde kullanılıyor olmaları bu konu üzerinde çalışılmalarını cezbeden nedenlerdendir. Ayrıca, kimya dalında 2000 yılı Nobel ödülü, “iletken polimerlerin keşfi ve gelişimi” ile ilgili çalışmalarından ötürü, A. J. Heeger, A. G. Macdiarmid ve H. Shirakawa’ya verildi. Yine, aynı yıl Fizik dalında Nobel Ödülü, “yüksek hız ve optoelektronikte kullanılan yarıiletken hetero yapıların gelişimi” için

Zhores I. Aferov ve Herbert Kromer'e verildi. Bu durum, konunun ehemmiyetini bir kez daha ortaya koydu.

Yarıiletken endüstrisinde büyük önem arzeden Schottky diyodlar p-n eklem diyodlara göre bir çok üstün vasıflara sahiplerdir. Metal/InP yapılarda düşük engel yüksekliği, büyük ters beslem sızıntı akımı ve oluşturulan devre elemanlarının kararlılıktan yoksun oluşu gibi problemler çoğu zaman araştırmacıları farklı sahalara yönlendirmiştir. Bu bağlamda, yukarıda zikredilen problemlerin üstesinden gelebilmek için Pyronine-B organik bileşiği ile metal/yarıiletken arasında bir ara yüzey oluşturularak diyod parametrelerinin iyileştirilmesi ve bu yapıların sıcaklığa bağlı karakterizasyonu çalışmamızın odağını oluşturmaktadır.

Doktora tezi olarak sunulan bu çalışmanın birinci bölümü, konu ile ilgili literatür araştırması ve konunun amacı ile önemini belirten "Giriş" kısmından oluşmaktadır. İkinci bölüm, konu ile ilgili teorik bilgi ve ifadeleri içeren "Kuramsal Temeller" den oluşmaktadır. Üçüncü bölüm numune hazırlanması, temizlenmesi, omik ve Schottky kontak imali ve Metal/n-InP /Au:Ge Schottky diyodların üretilmesinde kullanılacak aletler ve tekniklerin tanımı ile izahını içeren "Materyal ve Yöntem" den oluşmaktadır. Dördüncü bölüm, hazırlanan Au/n-InP ve Au/Pyronine-B/n-InP Schottky diyodlarının sıcaklığa bağlı akım-voltaj (*I-V*) ve kapasite-voltaj (*C-V*) karakteristiklerinin elde edilmesi, bu karakteristiklerin değerlendirilmesi sonucu elde edilen temel diyod parametrelerinin sıcaklığa bağlı değişimlerinin değerlendirilmesi ve elde edilen parametre ve bilgilerin yorumlanmasını içeren "Araştırma Bulguları ve Tartışma" kısmından oluşmaktadır. Tez, elde edilen bulguların genel değerlendirmesinin yapıldığı "Sonuç"bölümü ile son bulmaktadır.

2. KURAMSAL TEMELLER

2.1. Giriş

Metal-yarıiletken kontakların davranışı iyi kavranması gerekir. Adından da anlaşıldığı gibi bu yapıların oluşturulabilmesi için bir metal ile bir yarıiletken kontak halinde olmalıdır. Burada kontaktan kasıt, sözü edilen maddelerin ideal şartlarda sıfır dirençle birbirine temas ettirilmesidir. Kontak haline getirilecek maddelerin de yüzeylerinin temiz, oksitsiz, parlak ve pürüzsüz olması gerekir. Aksi takdirde metal-yarıiletken kontak yapısında, metal-oksit ve oksit-yarıiletken ara yüzey halleri oluşabilir. Bahsedilen durumun ve davranışının bilinmesi, devre elemanı üretiminde oldukça önemlidir.

İki farklı madde kontak haline getirildiğinde, maddeler arasındaki yük alış-verişinden dolayı yeni bir yük dağılımı vuku bulur. Bu yük alış-verişi, iki madde arasında termal dengenin bir sonucu olarak, her iki maddenin Fermi enerji seviyeleri aynı hizaya gelinceye kadar devam eder (Ziel 1968). Kontaklar, metalin ve yarıiletkenin iş fonksiyonuna bağlı olarak, omik kontak ve doğrultucu kontak (Schottky kontak) olarak iki kısımda incelenir. Bu durum, iki metal arasında olduğu gibi metal ile n-tipi veya p-tipi yarıiletkenler arasındaki kontaklarda da geçerlidir. Bir metal ile bir yarıiletken, aralarında oksit dahil başka bir madde olmaksızın, kontak durumuna getirildiklerinde meydana gelen yeni sistem, metal-yarıiletken kontak olarak adlandırılır.

Bir yarıiletkenin bir tarafı p-tipi, diğer tarafı da n-tipi yapılırsa p-n eklemi elde edilmiş olur. Schottky Engel Diyodların oluşturulması, teknolojik açıdan bir p-n ekleminin oluşturulmasından çok daha kolaydır. Schottky diyodların karakteristikleri, p-n eklem diyodların karakteristiklerine benzer. Ancak, p-n ekleminde akım, azınlık taşıyıcıları ile sağlanırken, Schottky diyodlarda ise akım, çoğunluk taşıyıcıları ile sağlanır (Neamen 1992). Ayrıca, Schottky Engelinde (SE) yeniden birleşme olayı (rekombinasyon) yoktur. Buradan da akımda bir azalmanın olmayacağı ve kullanıldıkları devrelerde yüksek verime sahip olacakları manası çıkar. Bir p-n ekleminde ise yeniden birleşme

olacağından akımda azalma meydana gelir. Schottky yapılar düşük gerilim, yüksek akım doğrultucuları iken, p-n eklemler yüksek gerilim düşük akım doğrultucularıdır (Neamen 1992; Mönch 1995). Schottky yapılarda, azınlık taşıyıcılarının çok az olması ve frekans tepkisinin yüksek olması (gecikme zamanının düşük olması) gibi avantajları yanında yüksek anahtarlama hızı gerektirdiğinden IC (Integrated Circuit, entegre devre) teknolojisinde büyük önem kazanırlar. Yine SE'de ters beslemde oluşturulan akımın sıcaklıkla değişimi oldukça düşük iken, p-n ekleminde ters beslemde oluşturulan akımın sıcaklıkla değişimi yüksektir. Ters beslem akımının sıcaklıkla değişmemesinin teknolojik açıdan istenilen bir durum oluşu da SED'leri önemli kılmaktadır.

Metal-yarıiletken engellerdeki akım geçişi için üç farklı yaklaşım mevcuttur. Bunlar,
(1) Bethe (1942) tarafından öngörülen basit izotermal termoiyonik emisyon teorisi
(2) Schottky (1938) tarafından öngörülen basit izotermal difüzyon teorisi
(3) Crowell ve Sze (1966) tarafından öngörülen ve belirttiğimiz iki teorinin birleştiği daha genel bir teori olan termoiyonik emisyon-difüzyon teorisidir.
Termoiyonik emisyon teorisi:
i) Engel yüksekiği $q\Phi_{bn}$ 'nin kT 'den daha büyük olduğu,
ii) Deplasyon bölgesi içindeki elektron çarpışmalarının ihmal edildiği,
iii) İmaj kuvvet etkisinin de ihmal edildiği
düşünceleri göz önünde bulundurularak türetilmiştir. Yukarıda belirttiğimiz ilk iki teorinin bir sentezi olan termoiyonik emisyon-difüzyon teorisi bir yaklaşım olup, bir metal-yarıiletken ara yüzeyi ve bir termoiyonik rekombinasyon hızı (V_R) nın sınır şartından türetilir. Ayrıca, bu teoride metal-yarıiletken ara yüzeyde elektron optik-fonon saçılması ve kuantum-mekaniksel yansıma etkileri de birleştirilir (Sze 1969).

2.2. Metal-Yarıiletken Kontaklar

Bir metal-yarıiletken kontak p-n eklemi gibi bir a.c. voltajı için bir doğrultucu olarak kullanılabilir (Gunn 1958). Radyoya geçişin ilk günlerinde PbS (kurşun sülfür)'ün doğal kristali üzerine sıkıştırılan bir metal pin, bir doğrultucu olarak kullanıldı. II. Dünya Savaşı boyunca PbS, radar dedeksiyonunda kullanılan mikrodalga sinyallerin

doğrultulması için silisyumun yerini aldı. Doğrultma, yaklaşık bir saniye boyunca bir büyük akım pulsu tarafından oldukça küçük kontak bölgesinin lokal ısınması ile sağlanır. Puls boyunca metal atomları, metalden yarıiletken içine difüze olur. Bu metot; nükleer ve yüksek enerji fiziğinde yüksek enerjili parçacıklar (Bertalini 1968; Dearnally 1966) için, güneş hücreleri (Graff 1979) ve yüzey engel sayaçlarında kullanıldığı gibi geniş bölge kontakları durumunda uygulanamaz. Bu amaçla ısıtılan altın, kristal yüzeyinin bir tarafında ince bir tabaka oluşturmak için silisyum üzerine buharlaştırılır. Oda şartlarına maruz kalınan birkaç gün boyunca oksijen moleküllerinin adsorbsiyonu ile bir elektrik dipol tabakası, yarıiletken gövdeye doğru yüzeyden çoğunluk taşıyıcıların uzaklaştırılması ile oluşturulur. Böylece SE olarak adlandırılan, yüzeyde bir taşıyıcı deplasyon bölgesi oluşur. Silisyum ile 400-600 ^{0}C 'de Pd, Pt ve Ti ile kararlı Schottky doğrultucular elde edilmiştir. Teorik işlem için pratik oluşturmanın iki durumu düşünülür: Bunlardan ilki, akıma difüzyon katkısının tamamen ihmal edildiği durum; ikincisi de alan katkısının ihmal edildiği durumdur. Si ve Ge için ilk durumu göz önünde bulunduralım. Yarıiletken gövdedeki taşıyıcı yoğunluğu n_b, kontağa uygulanan voltaj V ve V_D de difüzyon voltajı ise, yarıiletkenden metale akan holler ya da zıt yönde akan elektronlar nedeniyle akım yoğunluğu katkısı,

$$J_1 = qn_b\sqrt{kT/2\pi m}\exp\left[-|q|(V_D - V)/kT\right] \tag{2.1}$$

ile verilir. Eksponansiyel terim, bildik Boltzman faktörünü temsil eder. Voltajın uygulanmadığı durumda (V=0) yüzey taşıyıcı konsantrasyonu n_s,

$$n_s = n_b\exp\left(-|q|V_D/kT\right) \tag{2.2}$$

ile verilir ve J_1,

$$J_1 = qn_s\sqrt{kT/2\pi m}\exp\left(|q|V/kT\right) \tag{2.3}$$

olarak elde edilir.

Karşı yönde giden taşıyıcılar nedeniyle J_2 katkısı ile birlikte *J* toplam akımı,

$$J = J_1 + J_2 \tag{2.4}$$

ile verilir. J_2 nin büyüklüğü, *V*=0 için *J*=0 olduğu gerçeğinden kolayca elde edilir ve toplam akım yoğunluğu için,

$$J = qn_s\sqrt{kT/2\pi m}\left[\exp\left(|q|V/kT\right)-1\right] \tag{2.5}$$

yazılabilir. Büyük ters beslem voltajı için akım yoğunluğunun bir saturasyonu oluşur. Alanın olmadığı ikinci durum için p-n eklemi hali elde edilir.

$$J = J_s\left[\exp\left(|q|V/kT\right)-1\right] \tag{2.6}$$

Burada ters voltaj eşitlikleri için akım yoğunluğu,

$$J_s = |q|\mu_n n_s E_s \tag{2.7}$$

ile verilir. Burada,

$$E_s = \sqrt{\left(2kT/qL_D^2\right)\left(V_D - V\right)} \tag{2.8}$$

yüzeydeki elektrik alan kuvveti, L_D Debye uzunluğudur. Bu faktör *V* ye bağlı olduğu için akım saturasyonu yoktur (Seeger 1991).

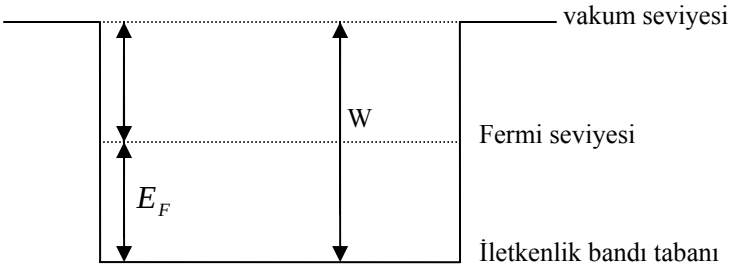
2.2.1. Vakum seviyesi, iş fonksiyonu ve kurtulma şartı

Fermi enerjisi; mutlak sıfır sıcaklığındaki bir metalde, elektronlar tarafından taban durumundan itibaren işgal edilen en yüksekteki dolu seviyenin enerjisine denir ve E_F olarak gösterilir. Mutlak sıfır sıcaklığında Fermi seviyesi üzerindeki enerji seviyeleri boştur. İletkenlik ve valans bandındaki taşıyıcı sayısına bağlı olarak, yarıiletkenin yasak enerji aralığında yer alan izafi seviyeye de Fermi enerji seviyesi denir. *T* sıcaklığındaki bir metalde elektronun E enerji seviyesine sahip olma ihtimali $f(E)$ ile gösterilen Fermi dağılım fonksiyonu ile verilir:

$$f(E) = \left\{1 + \exp\left[\frac{-(E_F - E)}{kT}\right]\right\}^{-1} \tag{2.9}$$

Burada *T* metalin sıcaklığı, *E* parçacığın bulunabileceği enerji seviyesi, E_F Fermi enerjisi ve *k* Boltzman sabitidir.

Metal veya yarıiletkenin Fermi enerji seviyesinden bir elektronu sıfır kinetik enerji ile yüzeye çıkarmak için gerekli olan minimum enerji miktarı da **iş fonksiyonu** olarak bilinir. Metal için Φ_m, yarıiletken için de Φ_s olarak gösterilir. Bir metal veya yarıiletkene verilen kinetik enerji önce iş fonksiyonu için harcanır. Verilen kinetik enerji iş fonksiyonundan büyük ise bu enerji elektrona kinetik enerji olarak aktarılır. Metal veya yarıiletkenin Fermi enerji seviyesinden bir elektronu sıfır kinetik enerji ile yüzeye çıkarmak için gerekli olan minimum enerji miktarı olan iş fonksiyonu kadar bir enerji ile elektronun maddenin dışına çıkması halinde hareketsiz kaldığı yani kinetik enerjisinin sıfır olduğu bu enerji seviyesine, **vakum seviyesi** denir. Bu seviye, metalin dışında kalan bir elektronun enerjisini temsil eder. İletkenlik bandının tabanı da bir metalde hareketsiz olan bir elektronun enerjisini temsil eder. İletkenlik bandı tabanı ile vakum seviyesi arasındaki enerji farkı da **elektron ilgisi** ya da **elektron yakınlığı** adını alır ve χ ile gösterilir.



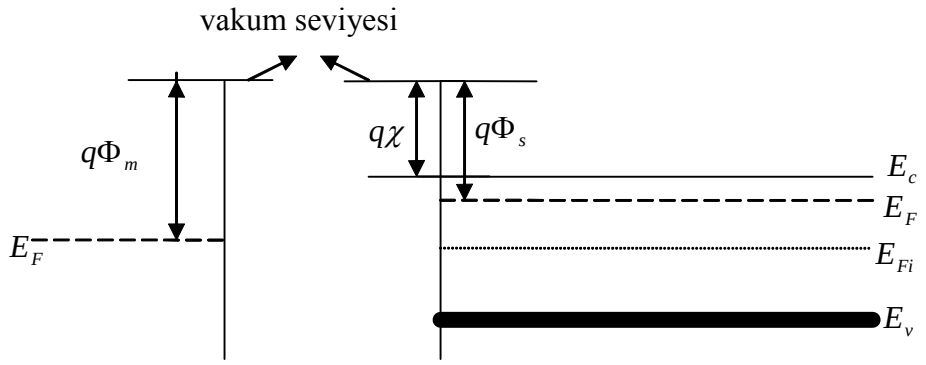
Şekil 2.1. Bir metalin enerji seviyesi diyagramı

Şekil 2.1'de enerji farkı $\Phi = W - E_F$ şeklindedir ve *T*=0'da bir elektronu metalin dışına çıkarmak için gerekli minimum enerjiyi temsil eder. Böylece fotoemisyon elde etmek için gerekli minimum kuantum enerjisi $hf_{\min}$ belirlenir. W enerjisi, bir elektronun metalden kurtulma koşulunu belirler. Elektronun yüzeyden kaçışında etkin olan dikey hız bileşeni v_x gözlenebilir. Hız bileşenleri v_y ve v_z yüzeye paralel olup hıza katkıda bulunmazlar. Bu nedenle elektronun yüzeyden kurtulma şartı $1/2\left(mv_x^2\right) \geq W$ şeklindedir. Bu şart elektron emisyonu, fotoemisyon ve termoiyonik emisyon problemlerinde önemli rol oynar (Ziel 1968).

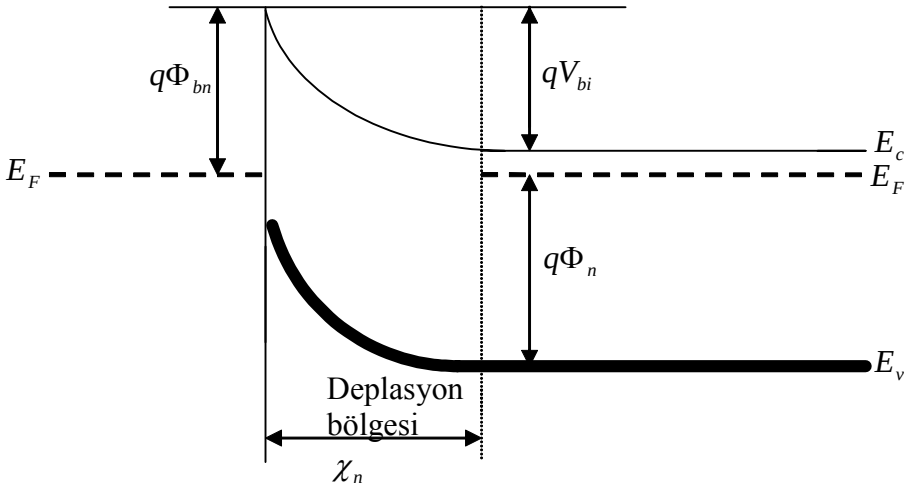
2.3. Schottky Engel Diyod

Şekil 2.2a, kontak oluşturulmadan önce n-tipi yarıiletken ile metalin, ideal enerji-band diyagramını göstermektedir. Φ_m volt olarak ölçülen metalin iş fonksiyonu, Φ_s yarıiletkenin iş fonksiyonu, χ ise elektron yakınlığıdır. Bazı metal ve yarıiletkenlerin iş fonksiyonu ve elektron yakınlığı Çizelge 2.1 ve 2.2'de verilmiştir.

Şimdi kontak yapıldıktan sonra $\Phi_m > \Phi_s$ olan durumda yani metalin iş fonksiyonunun yarıiletkenin iş fonksiyonundan büyük olduğu durumu göz önüne alalım. Böyle bir durum için ideal termal denge metal-yarıiletken enerji band diyagramı Şekil 2.2b'de gösterilmiştir. Kontaktan önce yarıiletkendeki Fermi seviyesi, metaldeki Fermi seviyesinden yukarıdadır. Termal dengede, sistem boyunca Fermi seviyelerinin aynı değerde sabitlenmesi için elektronlar yarıiletkenden metale daha düşük enerji



Şekil 2.2a. Kontak yapılmadan önce bir metal ve yarıiletkenin enerji-band diyagramı



Şekil 2.2b. Kontak yapıldıktan sonra metal/n-tip yarıiletkenin enerji-band diyagramı $\Phi_m > \Phi_s$

seviyelerine akarlar. Böylece pozitif yüklü donor atomları, yarıiletkende bir uzay yükü bölgesi meydana getirirler. Φ_{bn} yarıiletken içine hareket etmeye çalışan metaldeki elektronların karşılaştığı potansiyel engeli, yani yarıiletken-metal kontağın engel yüksekliğidir. Bu engel Schottky engeli olarak bilinir ve ideal olarak,

$$\Phi_{bn} = \Phi_m - \chi \tag{2.10}$$

şeklinde verilir.

Çizelge 2.1. Bazı elementlerin iş fonksiyonları

Element	**İş fonksiyonu (Φ_m,Volt)**
Gümüş	4.26
Alüminyum	4.28
Altın	5.10
Krom	4.50
Molibden	4.60
Nikel	5.15
Paladyum	5.12
Platin	5.65
Titanyum	4.33
Tungsten	4.55

Çizelge 2.2. Bazı yarıiletkenlerin elektron ilgisi

Element	**Elektron ilgisi (χ, Volt)**
Germanyum	4.13
Silisyum	4.01
Galyum Arsenid	4.07
Alüminyum Arsenid	3.50
Indium Fosfad	4.35

Yarıiletken taraftaki V_{bi} ise oluşan "built-in" potansiyel engeli olarak adlandırılır. p-n eklemi ile benzerlik gösteren bu engel, metal içine hareket etmeye çalışan iletkenlik bandındaki elektronların karşılaştığı engeldir. "Built-in" potansiyeli,

$$V_{bi} = \Phi_{bn} - \Phi_n \tag{2.11}$$

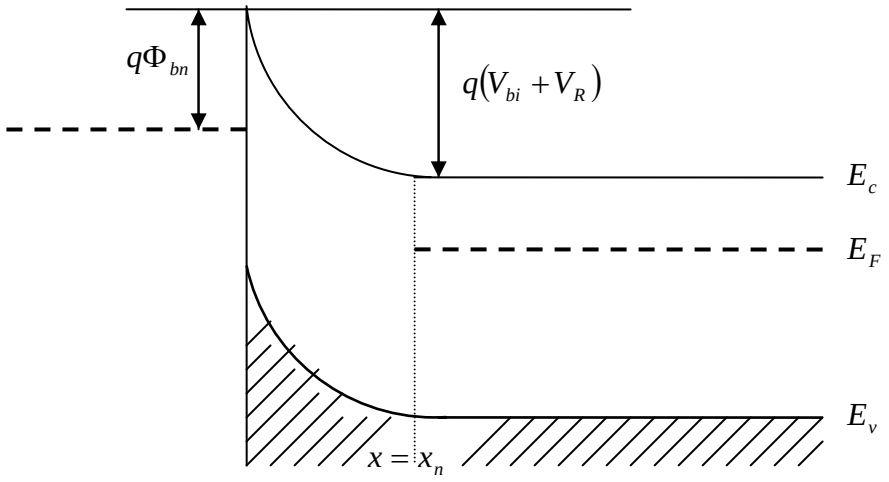
ile verilir. Eğer metale göre yarıiletkene bir pozitif gerilim uygulanırsa ideal durumda Φ_{bn} sabit kalırken, yarıiletken-metal engel yüksekliği artar. Bu beslem şartı ters beslemdir. Eğer yarıiletkene göre metale bir pozitif voltaj uygulanırsa Φ_{bn} temelde yine sabit kalırken, yarıiletken-metal engeli V_{bi} azalır. Bu durumda engel yüksekliği azaldığı için elektronlar yarıiletkenden metale daha kolayca akabilir. Bu beslem şartı da doğru beslemdir. Ters ve doğru beslem için enerji-band diyagramları Şekil 2.3a ve Şekil 2.3b'de gösterilmiştir. Şekildeki V_R ters beslem voltajının büyüklüğü, V_a ise doğru beslem voltajının büyüklüğüdür. Şekil 2.3a,b'de gösterilen metal-yarıiletken eklem için voltaja karşılık enerji-band diyagramı, p-n eklemi ile çok benzerdir. Schottky kontaklarda akım mekanizması çoğunluk taşıyıcı elektronların akışına bağlıdır. Doğru beslemde yarıiletkende elektronların karşılaştığı engel, yarıiletkenden metale kolay bir şekilde akan çoğunluk taşıyıcı elektronlarını azaltır. Doğru beslem akımı metalden yarıiletkene doğrudur ve bu doğru beslem voltajı V_a'nın eksponansiyel bir fonksiyonudur (Neamen 1992).

2.3.1. Engel yüksekliğini etkileyen faktörler

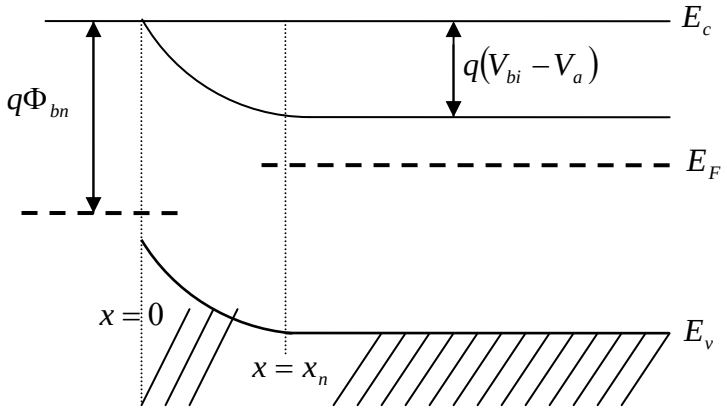
Birkaç etki gerçek SEY'i denklem (2.10) ile verilen teorik değerden uzaklaştırır. Düşünülecek birinci etki Schottky etkisi ya da potansiyel engelinin, imaj kuvvet sebebiyle düşmesidir. Metalden x uzaklığında dielektrik malzeme içerisindeki bir elektron, bir elektrik alan yaratacaktır. Bu alan çizgileri metal yüzeye dik olmalıdır ve bu yük metal yüzeyden aynı uzaklıkta yer alan bir hayali (imaj) yük ($+q$) gibi olacaktır. Bu imaj etkisi Şekil 2.4a'da gösterilmiştir. İmaj yüküne sahip Coulomb çekimi nedeniyle elektron üzerindeki kuvvet,

$$F = \frac{-q^2}{4\pi\varepsilon_s (2x)^2} = -qE \tag{2.12}$$

ile verilir. Böylece potansiyel,



Şekil 2.3a. Bir metal-yarıiletken eklemin ideal enerji band diyagramı–ters beslem



Şekil 2.3b. Bir metal-yarıiletken eklemin ideal enerji band diyagramı-doğru beslem

$$-\Phi(x)=+\int_x^{\infty} E\,dx' = +\int_x^{\infty}\left(\frac{q}{4\pi\varepsilon_s 4(x')^2}\right)dx' = \frac{-q}{16\pi\varepsilon_s x} \tag{2.13}$$

olarak bulunur.

Burada x' integrasyon sabitidir ve potansiyelin, $x=\infty$ da sıfır olduğu düşünülür. Elektronun potansiyel enerjisi $-q\Phi(x)$ dir. Şekil 2.4b başka elektrik alanın olmadığının

düşünüldüğü bir potansiyel enerji eğrisidir. Dielektrikde bir elektrik alan varlığında potansiyel değişebilir ve

$$-\Phi(x) = \frac{-q}{16\pi\varepsilon_s x} - Ex \tag{2.14}$$

olarak yazılabilir.

Sabit bir elektrik alanın etkisini içeren elektronun potansiyel enerjisi Şekil 2.4c'de çizilmiştir. Pik potansiyel engeli artık daha düşüktür. Potansiyel engelinin bu düşüşü Schottky etkisidir ya da imaj kuvvet kaynaklı düşüştür.

$$\frac{d(q\Phi(x))}{dx} = 0 \tag{2.15}$$

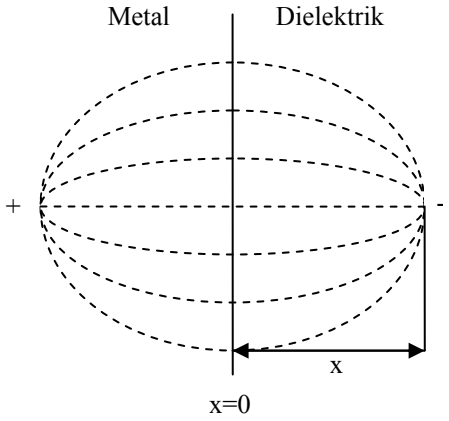
şartından, x_m maksimum engel pozisyonu ve $\Delta\Phi$ Schottky engel düşmesi bulunabilir:

$$x_m = \sqrt{\frac{q}{16\pi\varepsilon_s E}} \tag{2.16}$$

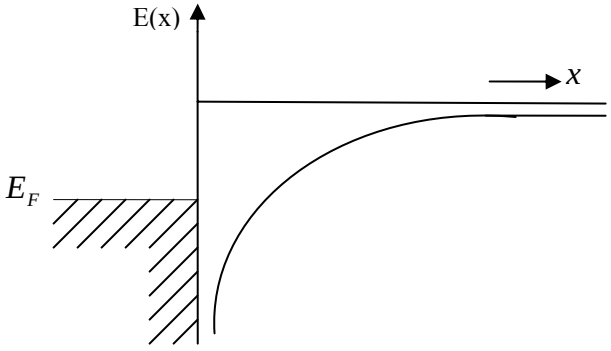
$$\Delta\Phi = \sqrt{\frac{qE}{4\pi\varepsilon_s}} \tag{2.17}$$

Metal-yarıiletken eklemin engel yüksekliği, metal iş fonksiyonu ve yarıiletken yüzeyi ya da ara yüzey halleri ile belirlenir. Termal dengede bir metal-n-tipi-yarıiletken kontağın daha detaylı enerji-band diyagramı Şekil 2.5'de gösterilmiştir. Yalıtkan ince bir ara yüzey tabakasının metal ve yarıiletken arasında varolduğu düşünülmüştür.

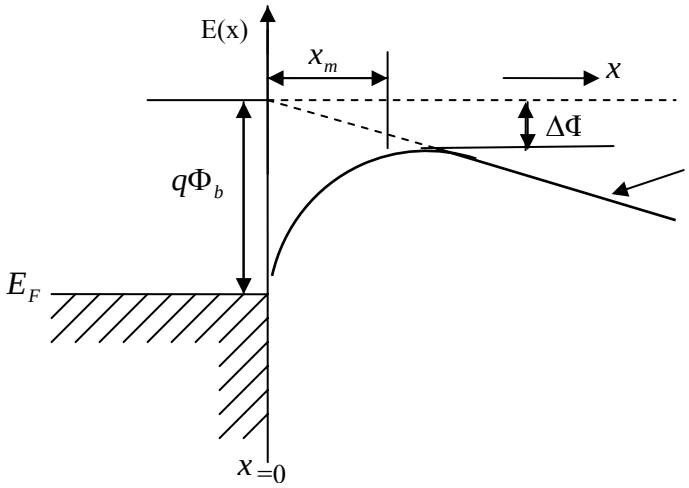
Ara yüzey tabakası bir potansiyel farkı destekleyebilir, fakat bu ara yüzey tabakası metal ve yarıiletken arasında elektronların akışına geçirgen olacaktır. Yarıiletken, aynı zamanda metal/yarıiletken arayüzeyinde bir yüzey hal dağılımına da sahiptir.



(a)

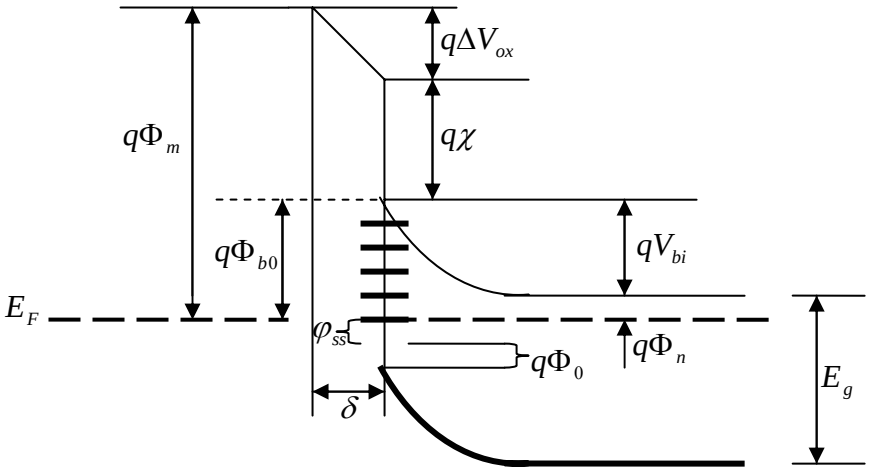


(b)



(c)

Şekil 2.4. (a) Bir metal-dielektrik ara yüzeyinde imaj yükü ve elektrik alan çizgileri, (b) imaj kuvvetleri nedeniyle potansiyel engelinin sıfır elektrik alanda (c) sabit bir elektrik alanda bükülmesi



Şekil 2.5. Bir ara yüzey tabakası ve ara yüzey hallerine sahip metal-yarıiletken yapının enerji band diyagramı

Yüzey potansiyeli Φ_0 'ın altındaki bütün hallerin donor halleri olduğunu düşünülür ki bu hal bir elektron içeriyorsa nötr; bir elektron içermiyorsa pozitif yüklü olacaktır. Bir de Φ_0 'ın üstündeki bütün hallerin akseptör halleri olduğu düşünülür ki bu durumda da bu hal, eğer bir elektron içermiyorsa nötr; bir elektron içeriyorsa negatif olarak yüklenmiş olacaktır. Şekil 2.5'deki diyagram Φ_0 ' ın üzerindeki ve E_F ' nin altındaki bazı akseptör hallerini gösteriyor. Bu haller elektronları içermeye meyilli olacaktır ve negatif olarak yüklenecektir. Eğer yüzey hal yoğunluğunun (D_{it} (hal/cm^{2}eV)) sabit olduğu düşünülürse, o zaman yüzey yük yoğunluğunun (φ_{ss}) büyüklüğü,

$$\varphi_{ss} = -qD_{it}\left(E_g - q\Phi_0 - q\Phi_{b0}\right) \text{ C/cm}^2 \tag{2.18}$$

olarak ifade edilebilir. Bir eşdeğer yüzey yük yoğunluğu olarak ifade edilen uzay yükü yoğunluğu,

$$\varphi_{ss} = +qN_d x_n \text{ C/cm}^2 \tag{2.19}$$

olarak yazılabilir. Buradaki x_n uzay yükü genişliğidir. Uygulanan sıfır beslem için denklem (2.11) ve

$$W = x_n = \left[\frac{2\varepsilon_s \left(V_{bi} + V_R \right)}{qN_d} \right]^{1/2} \tag{2.20}$$

denklemi kullanılarak,

$$\varphi_{sc} = +\sqrt{2q\varepsilon_s N_d \left(\Phi_{b0} - \Phi_n \right)} \tag{2.21}$$

ifadesi elde edilir.

Ara yüzey tabakası boyunca potansiyel (ΔV_{ox}), metal üzerindeki yüzey yüklerine Gauss kanunu uygulanarak bulunabilir. Eğer φ_M metal üzerindeki yüzey yük yoğunluğu ise ve D_{it} ara yüzeydeki elektrik akı yoğunluğu ise o zaman,

$$\varphi_M = D_{it} = \varepsilon_i E_i = \varepsilon_i \left(\frac{-\Delta V_{ox}}{\delta} \right) \tag{2.22}$$

olur. Burada ε_i ara yüzey tabakasının geçirgenliği, E_i ise ara yüzey tabakasındaki elektrik alandır. Bir pozitif gradiyente sahip potansiyel de ΔV_{ox}, Şekil 2.5'de gösterilmiştir. Elektrik alan negatif x yönünde olmalıdır. Yük nötralliğinden,

$$\varphi_M + \varphi_{ss} + \varphi_{sc} = 0 \tag{2.23}$$

elde edilir. ΔV_{ox} potansiyeli denklem (2.22) den,

$$\Delta V_{ox} = \frac{-\delta}{\varepsilon_i} \varphi_M = \frac{\delta}{\varepsilon_i} \left[+ \left(\varphi_{ss} + \varphi_{sc} \right) \right] \tag{2.24}$$

olarak ifade edilir. Farklı engel yüksekliklerinden ΔV_{ox} için bir ifade bulunabilir. Şekil 2.5 ile ilgili olarak da,

$$q\Phi_m = q\Delta V_{ox} + qx + q\Phi_{b0} \tag{2.25a}$$

ya da

$$\Delta V_{ox} = \Phi_m - \left(x + \Phi_{b0}\right) \tag{2.25b}$$

yazılabilir. Denklem (2-25b) ve (2-24) den ΔV_{ox} çekilerek,

$$\Phi_m - \left(x + \Phi_{b0}\right) = \frac{\delta}{\varepsilon_i}\left(\varphi_{ss} + \varphi_{sc}\right) \tag{2.26}$$

elde edilir. Denklem (2-19) ve (2-21) den φ_{ss} ve φ_{sc} için ilgili bağlantılar kullanılarak denklem (2.26),

$$\varphi_m - \left(x + \Phi_{b0}\right) = \frac{-qD_{it}\delta}{\varepsilon_i}\left(E_g - q\Phi_0 - q\Phi_{b0}\right) + \sqrt{\frac{2q\varepsilon_s N_d \delta^2}{\varepsilon_i^2}\left(\Phi_{b0} - \Phi_n\right)} \tag{2.27}$$

haline gelir. Bu ifade $\varepsilon_i / qD_{it}\delta$ ile çarpılır ve yeniden düzenlenirse,

$$\left(E_g - q\Phi_0 - q\Phi_{b0}\right) = \frac{1}{qD_{it}}\sqrt{2q\varepsilon_s N_d\left(\Phi_{b0} - \Phi_n\right)} - \frac{\varepsilon_i}{qD_{it}\delta}\left[\Phi_m - \left(x + \Phi_{b0}\right)\right] \tag{2.28}$$

halini alır. Şimdi bu ifadeyi irdeleyelim:

i) $D_{it} \to \infty$ olsun.

Bu durumda denklem (2-28) in sağ tarafı sıfıra gider. Böylece,

$$\Phi_{b0} = \frac{1}{q}\left(E_g - q\Phi_0\right) \tag{2.29}$$

elde edilir. Engel yüksekliği, band aralığı (bandgap) enerjisi ve Φ_0 potansiyeli ile sabitlenir. Engel yüksekliği, metalin iş fonksiyonu ve yarıiletken elektron ilgisinden bağımsız olur. Fermi seviyesi yüzeyde, yüzey potansiyelinde (Φ_0) sabit (pinned) hale gelir.

ii) $D_{it} \to \infty$ ve $\delta \to \infty$ olsun.

Bu durumda denklem (2-28),

$$\left(E_g - q\Phi_0 - q\Phi_{b0}\right) = \frac{-\varepsilon_i}{qD_{it}\delta}\left[\Phi_m - \left(x + \Phi_{b0}\right)\right] \tag{2.30}$$

haline gelir. Eğer,

$$\alpha^2 = \frac{q^2 D_{it}\delta}{\varepsilon_{it}} \tag{2.31}$$

olarak bir değişken tanımlanır ve bu (2-30) denkleminde Φ_{b0} için çözülürse,

$$\Phi_{b0} = \frac{\left(\Phi_m - x\right) + \alpha^2\left(\frac{E_g}{q} - \Phi_0\right)}{1 + \alpha^2} \tag{2.32}$$

bulunur. Bu durumda engel yüksekliği, metalin iş fonksiyonu ve yarıiletkenin elektron ilgisinin monotonik bir fonksiyonu olur. Ancak bağıntı orijinal ifadeden açık bir şekilde farklılaşmıştır.

iii) $D_{it}\delta \to 0$ olsun.

O zaman $\alpha^2 \to 0$ ve (2-32) denklemi, orijinal ideal ifade olan,

$$\Phi_{b0} = \left(\Phi_m - x\right) \tag{2.33}$$

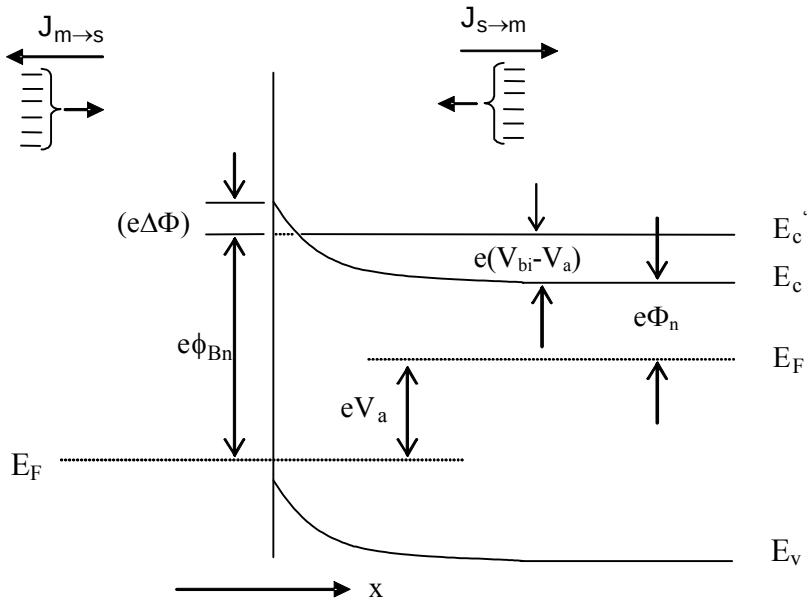
şekline indirgenmiş olur. SEY, engel düşme etkisinden dolayı yarıiletkende elektrik alanın bir fonksiyonudur. Engel Yüksekliği (EY) yarıiletkende yüzey hallerinin de bir fonksiyonudur. O zaman EY ideal teorik değerden sapabilir. Yüzey hal yoğunluğu herhangi bir belirli derecede tahmin edilemediği için EY, deneysel olarak belirlenmiş bir parametre olmalıdır (Neamen 1992).

2.4. Termoiyonik Emisyon ve Akım-Voltaj Karakteristiği

Bir metal-yarıiletken eklemde akım geçişi, bir p-n eklemdeki azınlık taşıyıcılarına karşılık, çoğunluk taşıyıcılarına bağlıdır. Bir n-tipi yarıiletkenin doğrultucu kontağındaki temel proses, termoiyonik emisyon teorisi olarak açıklanabilen potansiyel engeli üzerinden elektronların geçişidir. Termoiyonik emisyon karakteristikleri engel yüksekliğinin *kT* 'den çok daha büyük olduğu varsayımı kullanılarak türetilir. Böylece Maxwell-Boltzman yaklaşımı uygulanır ve termal denge bu prosesle etkilenmez. Şekil 2.6 uygulanan doğru beslem voltajı V_a ya sahip bir boyutlu engeli ve iki elektron akım yoğunluğu bileşenini gösteriyor. $J_{s\to m}$ akımı, yarıiletkenden metale elektronların akışından dolayı oluşan elektron akım yoğunluğudur. $J_{m\to s}$ akımı da metalden yarıiletkene, elektronların akışından dolayı oluşan elektron akım yoğunluğudur. Akımlardaki indisli oklar elektron akış yönünü göstermektedir. Akım yönü elektron akışına zıttır.

$J_{s\to m}$ akım yoğunluğu, engeli yenmek için *x*-yönlü yeterli hızlara sahip elektronların konsantrasyonunun bir fonksiyonudur:

$$J_{s\to m} = q\int_{E_c'}^{\infty} v_x dn \tag{2.34}$$



Şekil 2.6. Doğru beslemdeki bir metal-yarıiletken eklemin imaj kuvvet düşme etkisini gösteren enerji-band diyagramı

Burada $E_c^{'}$, metalin içine termoiyonik emisyon için gerekli olan minimum enerjidir. v_x, geçiş yönündeki taşıyıcı hızıdır ve q, elektronik yükün büyüklüğüdür. Artan elektron konsantrasyonu,

$$dn = g_c(E) f_F(E) dE \tag{2.35}$$

ile verilir. $g_c(E)$, iletkenlik bandındaki hal yoğunluğu ve $f_F(E)$, Fermi-Dirac ihtimaliyet fonksiyonudur. Maxwell-Boltzman yaklaşımı uygulandığı düşünülürse,

$$dn = \frac{4\pi\left(2m_n^*\right)^{3/2}}{h^3}\sqrt{E-E_c}\,\exp\left[\frac{-\left(E-E_F\right)}{kT}\right] \tag{2.36}$$

yazılabilir. Eğer E_c nin üzerindeki elektron enerjisinin tümünün kinetik enerji olduğu farzedilirse bu durumda:

$$\frac{1}{2}m_n^* v^2 = E - E_c \tag{2.37}$$

$$dE = m_m^* v dv \tag{2.38}$$

$$\sqrt{E - E_c} = v\sqrt{\frac{m_n^*}{2}} \tag{2.39}$$

(2.36) denklemi hıza göre,

$$dn = 2\left(\frac{m_n^*}{h}\right)^3 \exp\left(\frac{-q\Phi_n}{kT}\right)\exp\left(\frac{-m_n^* v^2}{2kT}\right)4\pi v^2 dv \tag{2.40}$$

olarak yazılabilir. Denklem (2.40), bütün yönler üzerinden dağılımın v ve $v + dv$ arasındaki hızlara sahip olduğu birim hacim başına elektronların sayısını verir. Hız, bileşenlerine ayrılırsa bu durumda hız dağılımı $v^2 = v_x^2 + v_y^2 + v_z^2$ olmuş olur. Diferansiyel hacim $4\pi v^2 dv$, diferansiyel $dv_x dv_y dv_z$ ye dönüştürülebilir. Buradan denklem (2.34)

$$\begin{aligned} J_{s\to m} = {} & 2q\left(\frac{m_n^*}{h}\right)^3 \exp\left(\frac{-q\Phi_n}{kT}\right)\int_{v_{0x}}^{\infty} v_x \exp\left(\frac{-m_n^* v_x^2}{2kT}\right)dv_x \\ & \cdot\int_{-\infty}^{\infty}\exp\left(\frac{-m_n^* v_y^2}{2kT}\right)dv_y \cdot\int_{-\infty}^{\infty}\exp\left(\frac{-m_n^* v_z^2}{2kT}\right)dv_z \end{aligned} \tag{2.41}$$

olarak yazılabilir. v_{0x} hızı, potansiyel engelini aşmak için x-yönündeki gerekli minimum hızdır. Aşağıdaki tanımlamalar ile (2.41) denkleminde bir takım değişiklikler yapılabilir.

$$\frac{m_n^* v_x^2}{2kT} \equiv \alpha^2 + \frac{q(V_{bi} - V_a)}{kT} \tag{2.42a}$$

$$\frac{m_n^* v_y^*}{2kT} \equiv \beta^2 \tag{2.42b}$$

$$\frac{m_n^* v_z^2}{2kT} \equiv \gamma^2 \tag{2.42c}$$

Engeli yenen *x*-yönündeki minimum hız v_{0x} dir ki bu da,

$$\frac{1}{2} m_n^* v_{0x}^2 = q(V_{bi} - V_a) \tag{2.43}$$

denklemine karşılık gelir. Bu şart, değişken α daki integrasyonun daha düşük sınırının

$$v_x \to v_{0x} \Rightarrow \alpha = 0 \tag{2.44a}$$

olduğunu ifade eder.

$$v_x dv_x = \left(\frac{2kT}{m_n^*}\right) \alpha d\alpha \tag{2.44b}$$

Denklem (2.41) aşağıdaki şekilde yazılabilir:

$$J_{s\to m} = 2q\left(\frac{m_n^*}{h}\right)^3 \left(\frac{2kT}{m_n^*}\right)^2 \exp\left(\frac{-q\Phi_n}{kT}\right) \exp\left[\frac{-q(V_{bi} - V_a)}{kT}\right] \cdot \int_0^\infty \alpha \exp(-\alpha^2) d\alpha \int_{-\infty}^\infty \exp(-\beta^2) d\beta \int_{-\infty}^\infty \exp(-\gamma^2) d\gamma \tag{2.45}$$

(2.45) denkleminin integrasyonu yapıldıktan sonra,

$$J_{s\to m} = \left(\frac{4\pi q m_n^* k^2}{h^3}\right) T^2 \exp\left[\frac{-q(\Phi_n + V_{bi})}{kT}\right] \exp\left(\frac{qV_a}{kT}\right) \tag{2.46a}$$

ya da

$$J_{s\to m} = \left(\frac{4\pi q m_n^* k^2}{h^3}\right) T^2 \exp\left[\frac{-q\Phi_{bn}}{kT}\right] \exp\left(\frac{qV_a}{kT}\right) \tag{2.46b}$$

halini alır.

Metalden yarıiletkene elektron akım yoğunluğu $J_{m\to s}$, uygulanan beslem sıfır olduğunda $J_{s\to m}$ ile tamamen aynı değerde olur. Böylece,

$$J_{m\to s} = \left(\frac{4\pi q m_n^* k^2}{h^3}\right) T^2 \exp\left(\frac{-q\Phi_{bn}}{kT}\right) \tag{2.47}$$

olur. Bu nedenle metal-yarıiletken eklemdeki net akım yoğunluğu, $A^* \equiv (4\pi q m_n^* k^2)/h^3$ olmak üzere

$$J = J_{s\to m} - J_{m\to s} = \left[A^* T^2 \exp\left(\frac{-q\Phi_{bn}}{kT}\right)\right]\left[\exp\left(\frac{qV_a}{kT}\right) - 1\right] \tag{2.48}$$

olarak verilir. Burada A^* parametresi, termoiyonik emisyon için etkin Richardson sabiti olarak adlandırılır. (2.48) denklemi,

$$J = J_{sT}\left[\exp\left(\frac{qV_a}{kT}\right) - 1\right] \tag{2.49}$$

olarak genel diyodlar için yazılabilir. Eşitlikteki J_{sT} ters-saturasyon akım yoğunludur.

$$J_{sT} = A^{*}T^{2}\exp\left(\frac{-q\Phi_{bn}}{kT}\right) \tag{2.50}$$

ile verilir. SEY (Φ_{bn}) in imaj kuvvetindeki düşüş nedeniyle değiştiği (Şekil 2.6) hatırlanırsa $\Phi_{bn} = \Phi_{b0} - \Delta\Phi$ elde edilir. Böylece (2.50) denklemi,

$$J_{sT} = A^{*}T^{2}\exp\left(\frac{-q\Phi_{b0}}{kT}\right)\exp\left(\frac{q\Delta\Phi}{kT}\right) \tag{2.51}$$

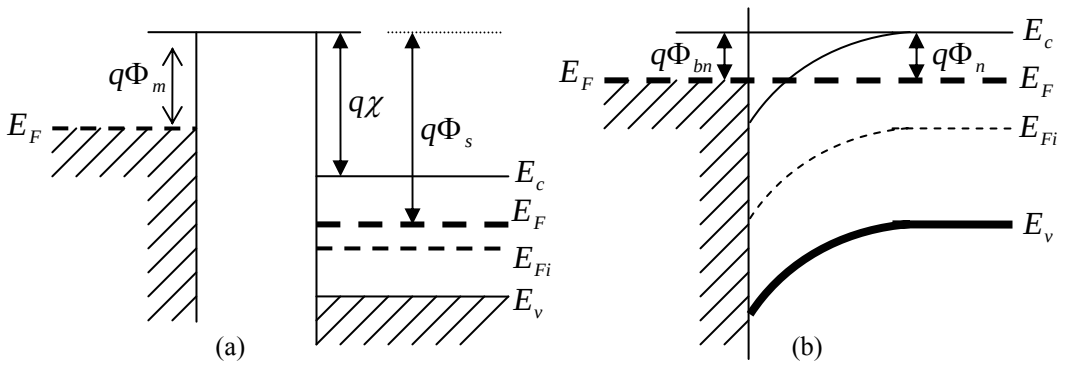
olarak yazılabilir. Engel yüksekliğindeki $\Delta\Phi$ değişimi, uygulanan ters-beslem voltajı ya da elektrik alandaki bir artış ile artacaktır. Ters beslem akımı, engel düşme etkisinden dolayı ters beslem voltajı ile artar (Neamen 1992). *I-V* karakteristiklerinin sıcaklığa bağlılığı, iletkenlik mekanizmalarının farklı yönlerinin anlaşılmasını da sağlar (Mönch 1999).

2.5. Omik Kontaklar

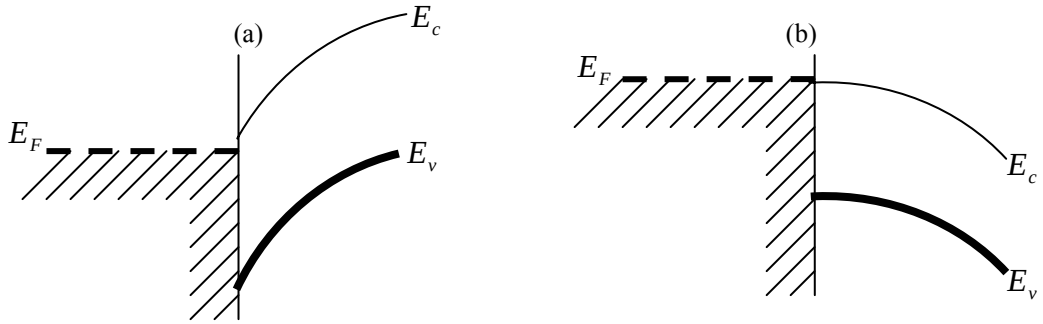
Omik kontak, metal-yarıiletken kontaklarda akım taşıyıcıların her iki yönde kolayca akabileceği kontaklara denir. Bir omik kontak, metal ve yarıiletken arasında her iki yönde iletkenliğin sağlandığı düşük-dirençli bir eklemdir. İdealde, omik kontak boyunca akım, uygulanan voltajın lineer bir fonksiyonudur ve uygulanan voltajın çok küçük olması gerekir. Omik kontakların iki genel tipi mevcuttur. Bunlardan ilki ideal doğrultucu olmayan (nonrectifying) engel ve ikincisi tünelleme engelidir.

2.5.1. İdeal doğrultucu olmayan (nonrectifying) eklemler

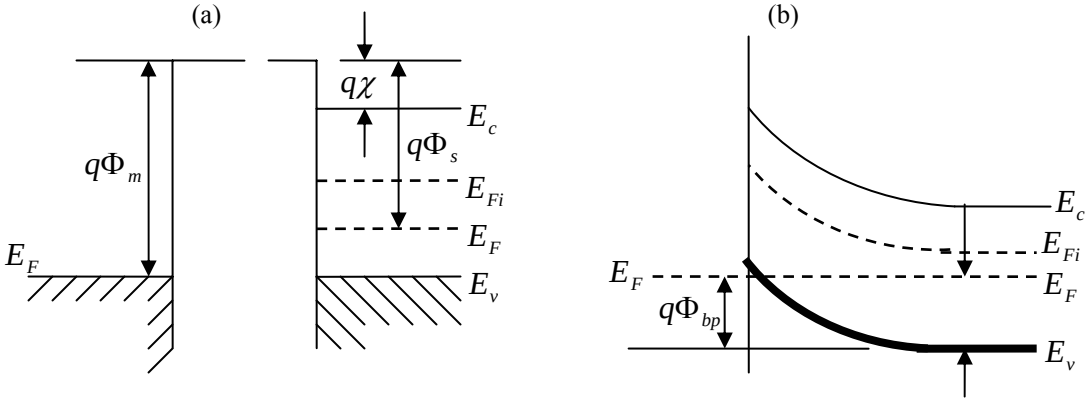
Daha önce verilen bilgilerde $\Phi_m \rangle \Phi_s$ durumu için ideal metal-n-tipi yarıiletken kontaklara değinildi (Şekil 2.2b). Şekil 2.7 ise $\Phi_m \langle \Phi_s$ tersi durum için aynı ideal kontağı göstermektedir. Şekil 2.7a kontaktan önceki enerji seviyelerini, Şekil 2.7b ise termal denge için kontaktan sonraki engeli göstermektedir.



Şekil 2.7. Metal-n-tipi yarıiletken ($\Phi_m \langle \Phi_s$) ideal enerji band diyagramı (a) kontaktan önce, (b) kontaktan sonra



Şekil 2.8. Metal-n-tipi yarıiletken omik kontağın ideal enerji band diyagramı (a) metale pozitif voltaj uygulanan durum, (b) yarıiletkene pozitif voltaj uygulanan durum



Şekil 2.9. Metal-p-tipi yarıiletken için ($\Phi_m \rangle \Phi_s$) ideal enerji band diyagramı (a) kontaktan önce, (b) kontaktan sonra

Bu eklemde termal denge meydana getirmek için elektronlar, metalden yarıiletkendeki daha düşük enerji hallerine akacaktır. Bu durumda yarıiletkenin yüzeyi daha fazla n-tipi özellik kazanacaktır. n-tipi yarıiletkendeki fazla elektron yükü temelde bir yüzey yük yoğunluğu olarak bulunur.

Eğer metale bir pozitif voltaj uygulanırsa, yarıiletkenden metale akan elektronlar için bir engel bulunmaz. Eğer yarıiletkene bir pozitif voltaj uygulanırsa, metalden yarıiletkene akan elektronlar için etkin engel yüksekliği yaklaşık olarak $\Phi_{bn} = \Phi_n$ olacaktır. Bu, yoğun bir şekilde katkılanan yarıiletken için oldukça küçüktür. Bu beslem şartı için elektronlar metalden yarıiletkene kolay bir şekilde akabilir.

Yarıiletkene göre metale bir pozitif voltaj uygulandığında oluşan enerji band diyagramı Şekil 2.8a'da gösterilmiştir. Bu durumda elektronlar yarıiletkenden metalin içine kolay bir şekilde akabilir. Şekil 2.8b ise metale göre yarıiletkene pozitif bir voltaj uygulandığı durumu gösteriyor. Burada da elektronlar metalden yarıiletkene, engel üzerinden kolay bir şekilde akabilir. İşte bu eklem omik kontaktır.

Yukarıda açıklanmış olan durum, n-tipi yarıiletkenle omik kontak elde etme yöntemidir. Omik kontak p-tipi yarıiletkenle de elde edilebilir. Şekil 2.9'da bir metal ve bir p-tipi yarıiletken arasındaki ideal doğrultucu olmayan kontak gösterilmiştir. Şekil 2.9a $\Phi_m \rangle \Phi_s$ olan durum için kontaktan önceki enerji seviyelerini gösteriyor. Kontak yapıldığında elektronlar yarıiletkenden, termal denge oluşturmak için geride boş haller ya da holler bırakarak metalin içine doğru akacaktır. Yüzeydeki bu aşırı boşluk konsantrasyonu yarıiletkenin yüzeyini daha fazla p-tipi yapar. Metalden elektronlar yarıiletkendeki boş hallere kolayca taşınabilir. Bu yük hareketi yarıiletkenden metale akan boşluklarla ilgilidir. Ayrıca yarıiletkene akan metaldeki boşluklarda düşünülebilir.

Şekil 2.7 ve Şekil 2.9'da gösterilen ideal enerji band diyagramlarında yüzey hallerinin etkisi hesaba katılmamıştır. Eğer akseptörlerin yüzey hallerinin yarıiletken yasak enerji aralığının üst yarısında mevcut olduğu düşünülürse, bütün akseptör halleri Şekil 2.7b'de

gösterilen durum için E_F nin altında olmasından dolayı bu yüzey halleri negatif olarak yüklenecektir ve enerji band diyagramı değişecektir. Benzer şekilde donor yüzey hallerinin yasak enerji aralığının daha da altında olduğu düşünülürse, bütün donor halleri pozitif olarak yüklenecektir (Şekil 2.9b). Pozitif olarak yüklü yüzey halleri de bu enerji band diyagramını değiştirecektir. Bu nedenle metal n-tipi yarıiletken kontak için

$\Phi_m \langle \Phi_s$ olması ve metal-p-tipi yarıiletken kontak için $\Phi_m \rangle \Phi_s$ olması iyi bir kontak oluşturmak için yeterli olmayabilir.

2.5.2. Tünelleme engeli

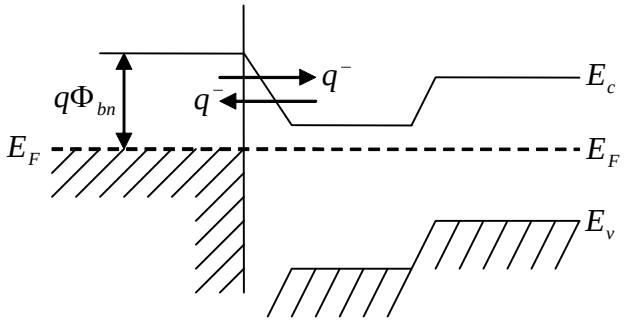
Omik kontakların diğer bir tipi tünelleme eklemidir. Bir doğrultucu metal-yarıiletken kontaktaki uzay yükü genişliği (deplasyon tabakası), yarıiletkene katkılanan kirlilik konsantrasyonunun kareköküyle ters orantılıdır. Deplasyon bölgesinin genişliği, yarıiletkendeki katkı konsantrasyonu arttıkça azalır. Bu nedenle katkı konsantrasyonu arttıkça engel boyunca tünelleme ihtimali artar. Tünelleme her iki yönde de olacağından yapı omik özellik gösterir. Bu durum Şekil 2.10'da gösterilmiştir. Tünelleme akımı,

$$J_t \infty \exp\left(\frac{-q\Phi_{bn}}{E_{00}}\right) \tag{2.52}$$

şeklinde verilir.

$$E_{00} = \frac{q\hbar}{2}\sqrt{\frac{N_d}{\varepsilon_s m_n^*}} \tag{2.53}$$

Karakteristik enerji olarak adlandırılır. Tünelleme akımı, doping konsantrasyonu ile eksponansiyel olarak artar.



Şekil 2.10. Tünelleme ile omik kontak oluşumu

2.6. Metal-Yarıiletken Kontaklara Sıcaklığın Etkisi

2.6.1. Sıcaklığın fonksiyonu olarak doğru-beslem *I-V* karakteristikleri

Bir ideal Schottky diyodda akım iletiminin çoğunluk taşıyıcılarına bağlı olduğu ve ara yüzey engeli üzerinden TE teorisi ile açıklanabildiği kesim 2.4'de ifade edilmişti. Doğru beslemde bu TE akımı,

$$I = I_0\left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right)-1\right] \tag{2.54}$$

olarak yazılabilir (Rhoderick and Williams 1988). Burada I_0 saturasyon akımıdır. Saturasyon akım yoğunluğu J_0 ise,

$$J_0 = \frac{I_0}{A_d} = A^* T^2 \exp\left(\frac{-q\Phi_{b0}}{kT}\right) \tag{2.55}$$

ile verilir. Bu ifadede, A_d diyod alanı, Φ_{b0} sıfır-beslem engel yüksekliği, diğer nicelikler ise daha önce belirtilenler ile aynıdır.

İdeal TE modelinden deneysel *I-V* verilerinin sapmasını tasvir etmek için ileri sürülen *n* idealite faktörü,

$$n = \frac{q}{kT}\left(\frac{dInI}{dV}\right)^{-1} \tag{2.56}$$

ile verilir.

(2.55) eşitliğinin her iki tarafının tabii logaritması alınıp, Φ_{b0} a göre çözülürse, engel yüksekliği ($q\Phi_b = kT\ln\left(AA^*T^2 / I_0\right)$) elde edilir.

Deneysel verilerin değerlendirilmesi sırasında *I-V* eğrisinin ideal davranıştan saptığı sıkça görülür ve *I-V* eğrileri denklem (2.54) ile fit edilemez. İdeal olmayan davranışın sebebinin Schottky etkisi, seri ve paralel direnç, ara yüzey etkisi ve homojen olmayan Schottky engel yükseklikleri olduğu yönünde literatürde bir çok çalışma mevcuttur. ($V \geq 3kT/q$) olmak üzere doğru beslem ile engel yüksekliğinin lineer arttığı kabul edilip seri direnç etkisi göz önünde bulundurularak denklem (2.54),

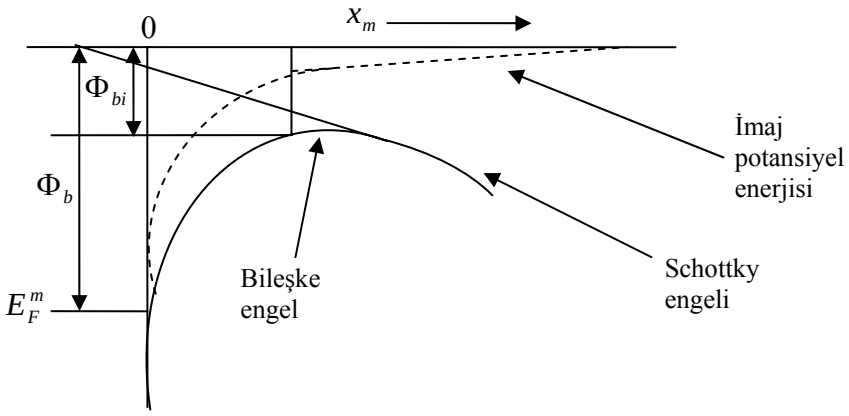
$$I = I_0 \exp\left(\frac{qV_d}{nkT}\right)\left[1 - \exp\left(\frac{-qV_d}{kT}\right)\right] \tag{2.57}$$

şeklinde yeniden yazılabilir. Burada V_d ($V_d = V - IR_s$) diyod voltajıdır. Yine I_0, denklem (2.55) ile aynı anlama sahiptir. Paralel direnç R_p, denklem (2.57) ye girdiği zaman toplam akım,

$$I_T = I + \frac{V_d}{R_p} \tag{2.58}$$

olarak yazılabilir (Ranuarez 2000; Hernandez 2001). Bu denklem, Schottky diyodun davranışını güvenilir bir şekilde tasvir eder.

Verilen bir sıcaklıkta I_0, n, R_s ve R_p ayarlanabilir parametreleri, bir iterasyon programı kullanılarak deneysel *I-V* eğrilerine en uygun eğriler fit edilebilir ve deneyle teorinin uyumu gözlenebilir (Chand 2002).



Şekil 2.11. Engelin imaj kuvvet düşmesi

Görünen sıfır-beslem engel yüksekliği (Φ_{b0}), J_0 verilerinden ve A^* etkin Richardson sabiti değeri yerine konularak her bir sıcaklıkta hesaplanabilir. Engel yüksekliğini değerlendirmek için denklem (2.55),

$$In\left(\frac{J_0}{T^2}\right) = InA^* - \frac{q\Phi_{b0}}{kT} \tag{2.59}$$

olarak yeniden yazılabilir. Böylece $In\left(J_0/T^2\right)$ ye karşı $1/T$ eğrisi (Richardson çizimi) çoğu zaman lineer bir değişim arz eder. 0 K'de sıfır-beslem engel yüksekliği $\Phi_{b0}(T=0)$ ve A^*, sırasıyla fit edilen doğrunun eğimi ve ordinat eksenini kestiği değerden elde edilir.

I-V ölçüm tekniği, engel düşme etkisine hassas olduğu için etkin *I-V* engel yüksekliği uygulanan voltaja ve materyalin doping seviyesine bağlıdır. Engel düşme mekanizması imaj kuvvet etkileri, potansiyel boyunca tünelleme akımının etkileri, düşük voltajda ortaya çıkan uzay yükü bölgesindeki rekombinasyon ve yakın ara yüzey yük dağılımının bir değişimini içerir (Newman *et al*. 1986).

2.6.2. İmaj kuvvet düşme etkisi

Teori ve deneyin öngörüleri kıyaslanmadan önce, bir elektron ve metalin yüzeyi arasındaki imaj kuvveti de hesaba katılmalıdır. Bu yapılırken de ara yüzey tabakasının var olmadığı düşünülür. Bir elektron bir metale yaklaştığı zaman elektrik alan metal

yüzeye dik olmalıdır ve elektron metalin yüzeyinden bir *x* mesafesinde olduğu zaman onu metalin yüzeyine doğru çeken

$$\frac{q^2}{4\pi\varepsilon_s^{'}(2x)^2} = \frac{q^2}{16\pi\varepsilon_s^{'}x^2} \tag{2.60}$$

kuvvetine maruz kalır. Bu çekici kuvvet nedeniyle elektron $-qV_l$ lik bir negatif potansiyel enerjiye sahip olur ve,

$$V_l = \frac{q}{16\pi\varepsilon_s^{'}}\int_x^{\infty}\frac{dx}{x^2} = \frac{q}{16\pi\varepsilon_s^{'}x} \tag{2.61}$$

elde edilir. İmaj potansiyel enerjisi Şekil 2.11'de gösterildiği gibi, Schottky engeli nedeniyle potansiyel enerjiye ilave edilmek zorundadır.

İmaj potansiyeli, sadece yüzey için önemli bir yakınlık olmasından dolayı, ε_{max} (Schottky engelindeki maksimum elektrik alan kuvveti) değerine sahip bir sabit olarak, Schottky engeli nedeniyle, alan için iyi bir yaklaşımdır. Maksimum potansiyel enerji, bileşke elektrik alanın kaybolduğu bir x_m pozisyonunda meydana gelir. İmaj kuvvet nedeniyle oluşan ε_{max} alanı

$$\frac{q}{16\pi\varepsilon_s^{'}x_m^2} = \varepsilon_{\max} \tag{2.62}$$

şeklinde deplasyon bölgesindeki alana eşit ve zıttır. İmaj kuvvetinin bir sonucu olarak engeldeki maksimum potansiyel enerji,

$$\Delta\Phi_{bi} = x_m \varepsilon_{\max} + \frac{q}{16\pi\varepsilon_s^{'} x_m} = 2x_m \varepsilon_{\max} \tag{2.63}$$

miktarı kadar düşürülür. Böylece,

$$\Delta\Phi_{bi} = 2\varepsilon_{\max}\left(\frac{q}{16\pi\varepsilon_s^{'}\varepsilon_{\max}}\right)^{1/2} = 2\left(\frac{q\varepsilon_{\max}}{16\pi\varepsilon_s^{'}}\right)^{1/2} \tag{2.64}$$

olur ve

$$\varepsilon_{\max} = \left(\frac{2qN_d}{\varepsilon_s}\right)^{1/2}\left[V_d - \frac{kT}{q}\right]^{1/2} \tag{2.65}$$

$$\Delta\Phi_{imf} = \left[\left(\frac{q^3 N_d}{8\pi^2\varepsilon_s^3}\right)\left(\Phi_{b0} - V - \xi - \frac{kT}{q}\right)\right]^{1/4} \tag{2.66}$$

elde edilir. Burada $\xi = (kT/q)[In(N_c/N_d)]$ şeklinde ifade edilir (Wittmer 1990). Yine idealite faktörü,

$$\frac{1}{n_{imf}} = 1 - \frac{1}{4}\left(\frac{q^3 N_d}{8\pi^2\varepsilon_s^3}\right)^{\frac{1}{4}}\left(\Phi_{b0} - V - \xi - \frac{kT}{q}\right)^{-\frac{3}{4}} \tag{2.67}$$

olarak verilir (Wittmer 1990).

2.6.3. Termoiyonik alan emisyonu etkisi

Belirli şartlar altında, kuantum mekaniksel tünelleme ile engele nüfuz etmek için engelin üst noktasının altındaki enerjilere sahip olma durumu elektronlar için mümkün olabilir.

Şekil 2.12 doğru beslem altında alan ve termoiyonik alan emisyonu diyagramını gösteriyor. $-\varsigma$ değeri dejenere katkılanmış yarıiletkenle ilgilidir (Padovani and Stratton 1966).

Düşük sıcaklıkta dejenere yarıiletken durumunda doğru beslem yönündeki akım, yarıiletkendeki FS'ye yakın enerjilere sahip elektronların tünellemesinden ötürü yükselir. Bu durum, alan emisyonu olarak bilinir. Eğer sıcaklık yükselirse elektronlar daha yüksek enerjilere uyarılır ve tünelleme ihtimaliyeti çok hızlı bir şekilde artar. Çünkü elektronlar daha ince ve daha düşük engeli görür. Öte yandan uyarılan elektronların sayısı enerji artışı ile çok hızlı bir şekilde azalır ve iletkenlik bandının alt noktasının üzerindeki bir E_m enerjisine sahip elektronlardan ötürü akıma maksimum bir katkı olacaktır. Bu da termoiyonik alan emisyonu olarak bilinir.

Alan emisyonu ve termoiyonik alan emisyonunun önemini belirleyen parametre,

$$E_{00} = \frac{q\hbar}{2}\left[\frac{N_d}{m^* \varepsilon_s}\right]^{1/2} \tag{2.68}$$

olarak ifade edilebilir (Rhoderick and Williams 1988). Teoriye göre AE, $E_{00} >> kT$ olduğunda önemli olur. Halbuki, TAE $E_{00} \approx kT$ olduğunda ortaya çıkar ve TE teorisi, $E_{00} << kT$ ise önem kazanır.

$$n_{tun} = \frac{qE_{00}}{kT}\coth\left(\frac{qE_{00}}{kT}\right) = \frac{E_0}{kT(1-\beta)} \tag{2.69}$$

denklemi kullanılarak ($\beta = d\Phi_b / dV$, engel yüksekliğinin voltaj katsayısı) elde edilen idealite faktörü değeri, deneysel olarak elde edilen idealite faktörü ile kıyaslanarak TE ya da TAE etkisi incelenir.

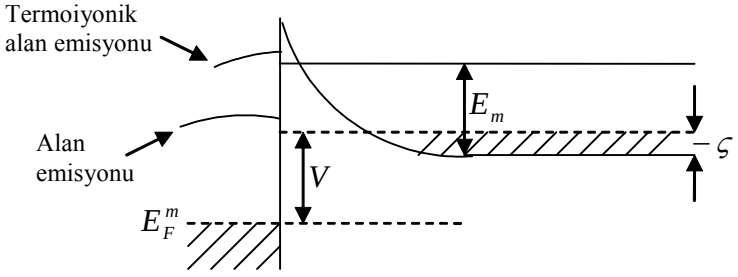
2.6.4. Düz-band engel yüksekliği ve Richardson eğrileri

Türetilen parametrelerden *n* ve Φ_{b0} için bağıntı kurmanın başka bir yolu da düz-band engel yüksekliğini (Φ_b^f) hesaplamaktır. Düz-band engel yüksekliği (DBEY) gerçek temel bir nicelik olarak düşünülür. DBEY ile engel yüksekliği ölçümünün daha iyi olduğuna inanılır. Aşağıdaki gibi idealite faktörü (*n*) ile sıfır beslem engel yüksekliğinin bir fonksiyonu olarak tanımlanır (Wagner *et al*. 1983; Werner and Güttler 1993):

$$\Phi_b^f = n\Phi_{b0} - (n-1)\xi \ . \tag{2.70}$$

Burada $\xi = (kT/q)[In(N_c / N_d)]$ dir.

Sıfır beslem engel yüksekliğinin tersine, yarıiletkendeki elektrik alan düz-band şartları altında sıfırdır ve böylece iletkenlik bandı düzdür ki bu durumda, *I-V* karakteristiklerini



Şekil 2.12. Doğru beslemde alan ve termoiyonik alan emisyonu

etkileyen tünelleme etkisi ve imaj kuvvet düşme etkisi çıkarılır. DBEY (Φ_b^f), sıcaklığın bir fonksiyonu olarak çizilir. Φ_b^f nin sıcaklığa bağlılığı,

$$\Phi_b^f(T) = \Phi_b^f(T=0) + \alpha T \tag{2.71}$$

olarak verilir. Burada $\Phi_b^f(T=0)$, 0 K sıcaklığına ekstrapole edilen DBEY, α ise DBEY 'nin sıcaklık katsayısıdır.

DBEY durumunda denklem (2.55) ve (2.70) ifadeleri aşağıdaki formda yazılabilir:

$$J_{0f} = A^* T^2 \exp\left(-\frac{q\Phi_b^f}{nkT}\right) . \tag{2.72}$$

Burada J_{0f}, düz band saturasyon akım yoğunluğu olarak adlandırılır (Unewisse and Storey 1993; McCafferty *et al*. 1996).

J_{0f}, sıfır beslem saturasyon akım yoğunluğu ile ilgili olup,

$$J_{0f} = J_0 \exp\left[\left(\frac{n-1}{n}\right) In\left(\frac{N_c}{N_d}\right)\right] \tag{2.73}$$

ile verilir. İdealite faktörünün sıcaklıkla değişimi göz önünde bulundurulduğunda, denklem (2.72) ye göre $In\left(J_{0f}/T^2\right)$ nin $1000/nT$ ye karşı çizimi çoğu zaman lineer bir değişim arz eder. Bu lineer bölgeye fit edilen doğrunun eğimi ve ordinat eksenini kestiği değer, $\Phi_b^f(T=0)$ ve A^* ı elde etmeye imkan sağlar. Düz bandın sıcaklık katsayısı dikkate alınarak düzeltilmiş A^* değeri,

$$A_{corr}^* = A^* \exp\left(\frac{q\alpha}{k}\right) \tag{2.74}$$

ile verilir (Missous and Rhoderick 1991; Zhu *et al*. 2000).

Diğer bir görüşe göre, düşük sıcaklıklarda *I-V* eğrilerinde ortaya çıkan bu sapmalar homojen olmayan durumların etkisinin hesaba katılmayışından kaynaklanmaktadır. Richardson eğrilerindeki sapma, ara yüzeydeki düşük ve yüksek engel bölgelerini içeren homojen olmayan engel yükseklikleri ve potansiyel dalgalanmalarına bağlı olabilir. Bu durumda diyod boyunca akım, potansiyel dağılımında daha düşük engeller boyunca tercihli bir şekilde akacaktır (Song *et al*. 1986; Chand and Kumar 1995, 1996, 2002; Werner and Güttler 1991, 1993; McCafferty *et al*. 1996; Zhu *et al*. 2000).

2.6.5. Homojen olmayan engel yüksekliği etkisi

Özellikle düşük sıcaklıklarda idealite faktörünün artışı ve sıfır-beslem engel yüksekliğinin dikkate değer derecede azalışı ilk olarak Song *et al*. (1986). tarafından ileri sürülmüştür Bu teoriye göre, engel bölgesinde kalınlıktaki değişim, ara yüzey kompozisyonu ve ara yüzey yüklerinin tek tip olmayışı gibi etkilerden ötürü homojen olmayan engel yüksekliğinin mevcut olabileceği öngörülmektedir (Song *et al*. 1986; Chin *et al*. 1990; Werner and Güttler 1991, 1993; Chand and Kumar 2002). Homojen olmayan engel yüksekliği mefhumunu açıklamak için ara yüzeyde farklı tiplerde engel dağılım fonksiyonları teklif edilmiştir (Song *et al*. 1986; Werner and Güttler 1991, 1993).

Song *et al*. (1986) tarafından ileri sürülen teoride, (σ_s) standart sapma ve ($\overline{\Phi}_b$) ortalama değerli (Φ_b) engel yüksekliğinin

$$P(\Phi_b) = \frac{1}{\sigma_s \sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{\left(\Phi_b - \overline{\Phi}_b\right)^2}{2\sigma_s^2} \right] \tag{2.75}$$

şeklinde verilen bir Gaussian dağılıma sahip olduğu kabul edilmektedir (Song *et al.* 1986; Dimitriadis 1995). Teoride, ortalama engel yüksekliği $\overline{\Phi}_b$ ve engel yüksekliğinin

standart sapmasının karesi σ_s^2 nin uygulama potansiyeline $\overline{\Phi}_b = \overline{\Phi}_{b0} + \rho_2 V$ ve $\sigma_s^2 = \sigma_{s0}^2 + \rho_3 V$ şeklinde lineer bağlılıkları kabul edilerek doğru beslem potansiyeline bağlı toplam akım,

$$I(V) = \int_{-\infty}^{\infty} I(\Phi_b, V) P(\Phi_b) d\Phi \tag{2.76}$$

şeklinde tanımlanmaktadır. Burada ρ_2 ve ρ_3 voltaj katsayılarıdır. İntegral almak suretiyle

$$I(V) = A^* T^2 \exp\left[-\frac{q}{kT}\left(\overline{\Phi}_b - \frac{q\sigma_s^2}{2kT} \right) \right] \exp\left(\frac{qV}{n_{ap} kT} \right) \left[1 - \exp\left(-\frac{qV}{kT} \right) \right] \tag{2.77}$$

elde edilir. Ayrıca satürasyon akımı,

$$I_0 = AA^* T^2 \exp\left(-\frac{q\Phi_{ap}}{kT} \right) \tag{2.78}$$

ile verilir. Φ_{ap} ve n_{ap} sırasıyla görünen engel yüksekliği ve görünen idealite faktörü olup,

$$\Phi_{ap} = \Phi_{b0} - \frac{q\sigma_{s0}^2}{2kT} \tag{2.79}$$

$$\frac{1}{n_{ap}(T)} - 1 = -\rho_1(T) = -\rho_2 + \frac{q\rho_3}{2kT} \tag{2.80}$$

şeklinde tanımlanmaktadır. Bu değişimler göz önünde bulundurularak daha önce verilmiş olan (2.57) akım denklemi,

$$I = I_0 \exp\left(\frac{qV_d}{n_{ap}kT}\right)\left[1-\exp\left(-\frac{qV_d}{kT}\right)\right] \tag{2.81}$$

$$J_0 = A^* T^2 \exp\left(-\frac{q\Phi_{ap}}{kT}\right) \tag{2.82}$$

şeklinde modifiye edilebilir. Özet olarak, bu teoriye göre sıfır beslem engel yüksekliğinin azalmasına engel yüksekliğinin Gaussian dağılımının varlığı neden olmakta ve bu etkinin mertebesi engel yüksekliğinin standart sapması ile belirlenmektedir denilebilir. Bu etki, özellikle düşük sıcaklıklarda önemlidir. Öte yandan idealite faktöründe görülebilecek anormal artış, ortalama engel yüksekliği ve beslem ile meydana gelen standart sapmanın değişimine de bağlıdır.

2.7. Cheung Fonksiyonları ile Schottky Diyod Karakteristiklerinin Belirlenmesi

Metal-yarıiletken kontak yapısının doğru beslem $I-V$ karakteristikleri yardımı ile Schottky diyod parametrelerinin hesaplanması için Cheung (1986) tarafından farklı bir model sunuldu. Termoiyonik emisyon teorisinden bulunan akım yoğunluğu (J) ifadesi, diyodun A etkin alanıyla çarpılırsa, diyoddan geçen toplam akım

$$I = A \cdot J = \left[AA^* T^2 \exp\left(\frac{-q\Phi_b}{kT}\right)\right]\left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right)-1\right] \tag{2.83}$$

olarak elde edilir. Bu ifadede $qV >> kT$ ise, 1 ihmal edilebilir.

Pratikte, uygulanan voltajın tümü arınma bölgesine düşmediğinden, ideal durumdan sapmalar olacaktır. Bu ideal durumdan sapmaları ifade edebilmek için, birimsiz bir sabit olan (n) idealite faktörünün hesaba katılması gerekir. Bu durumda akım denklemi,

$$I = A \cdot J = \left[AA^{*}T^{2} \exp\left(\frac{-q\Phi_b}{kT} \right) \right] \left[\exp\left(\frac{qV}{nkT} \right) \right] \tag{2.84}$$

haline dönüşür.

Burada uygulanan voltaj (V)'nin IR_s kadarlık kısmı seri direnç üzerinde düşeceği göz önüne alınırsa ($V \rightarrow V - IR_s$), (2.84) ifadesi

$$I = A \cdot J = \left[AA^{*}T^{2} \exp\left(\frac{-q\Phi_b}{kT} \right) \right] \left[\exp\left(\frac{q(V - IR_s)}{nkT} \right) \right] \tag{2.85}$$

şeklinde yazılabilir. Bu son eşitliğin logaritması alınıp, *V*'ye göre çözümü yapılırsa

$$V = \left(\frac{nkT}{q} \right) \ln\left(\frac{I}{AA^{*}T^{2}} \right) + n\Phi_b + IR_s \tag{2.86}$$

elde edilir. (2.86) eşitliğinin *ln I* 'ya göre diferansiyeli alınırsa

$$\frac{dV}{d(\ln I)} = \frac{nkT}{q} + IR_s \tag{2.87}$$

elde edilir. (2.87) eşitliğinde d*V*/dIn(*I*)'nın I 'ya göre grafiğinin bir doğru vereceği bilindiğine göre, bu doğrunun eğimi R_s seri direncini verecektir. Bu doğrunun ordinat eksenini kestiği noktadan (*n*) idealite faktörü bulunabilir (Cheung and Cheung 1986). Potansiyel engelini (Φ_b) bulmak için

$$H(I) = V - \left(\frac{nkT}{q} \right) \ln\left(\frac{I}{AA^{*}T^{2}} \right) \tag{2.88}$$

şeklinde bir *H*(*I*) fonksiyonu tanımlanabilir. (2.86) ve (2.87) eşitliklerinden

$$H(I)=n\Phi_b + IR_s \tag{2.89}$$

şeklinde yazılabilir. (2.89) eşitliği gözönüne alınarak $H(I)$-I grafiği çizilecek olursa yine bir doğru verecektir. Bu doğrunun eğimi, nötral bölge direnci ve kontak direncinin toplamını, yani seri direnci (R_S) verecektir. Bu doğrunun $H(I)$ eksenini kestiği noktadan da engel yüksekliği ($q\Phi_b$) bulunur.

2.8. Metal-Yarıiletken Schottky Diyodlarında Schottky Kapasitesi

Schottky diyodlarda uzay yükü bölgesinin kapasitesi, metal/yarıiletken ara yüzeyinin oluşumu hakkında önemli bilgiler vermektedir. Kapasitenin, ters beslem durumunda gerilime bağlı değişiminden, doğrultucu kontağın engel yüksekliği, yarıiletkendeki taşıyıcı konsantrasyonu, difüzyon potansiyeli ve Fermi enerji seviyesi gibi parametreler belirlenebilir.

Bir Schottky diyod için uzay yükü bölgesi kapasitesi,

$$\frac{1}{C^2} = \frac{2(V_d + V_r - kT/q)}{q\varepsilon_s\varepsilon_0 A^2 N_i} \tag{2.90}$$

ifadesi ile verilir (Van der Ziel 1968). Bu ifadede ε_s yarıiletkenin dielektrik sabiti, ε_0 boşluğun dielektrik sabiti, q elektronun yükü, V_d difüzyon potansiyeli, Vr ters beslem potansiyeli, k Boltzman sabiti, N_i telafi edilmeyen iyonize olmuş donor konsantrasyonu ve T Kelvin cinsinden sıcaklıktır. C-V çiziminden elde edilecek engel yüksekliği,

$$\Phi_b(C-V) = V_d + \frac{kT}{q}\left[1 + \ln\frac{N_c}{N_i}\right] \tag{2.91}$$

ifadesi ile verilir.

3. MATERYAL ve YÖNTEM

3.1. Giriş

Bu bölüm, numune hazırlanması, temizlenmesi, omik ve Schottky kontak imali ve Metal/n-InP/Au-Ge Schottky diyodların üretilmesinde kullanılacak sistemler ve tekniklerin tanıtımını kapsamaktadır.

Au/Pyronine-B/n-InP/Au-Ge diyodu elde edilirken, Pyronine-B'nin kullanılmasındaki amaç yöntem ve teknik bu bölümde yer almaktadır.

Hazırlanan numunelerin *I-V* ve *C-V* ölçümlerinde kullanılacak aletler ve tekniklerin tanıtımı da bu bölümde anlatılmaktadır.

3.2. Numune Hazırlanması ve Temizlenmesi

Bu çalışmada, InPact-Sumitomo Electric şirketinden alınan, S katkılı ($n=1.2x10^{16}$ cm^{-3}) (100) yönelimli n-InP numuneleri kullanıldı. İdeal ve kaliteli bir diyod yapılabilmesi için kullanılacak numunenin yüzeylerinin parlak, organik ve ağır metal kirliliklerden arındırılmış olması gerektiği için öncelikle numune yüzeyleri mekanik parlatma ve kimyasal dağlama işlemine tabi tutularak parlatıldıktan sonra, yüzeylerindeki organik ve ağır metal kirliliklerin uzaklaştırılması gereklidir (Sa and Meiners 1986; Lee and Anderson 1989). Bu basamaklar aşağıda verilmiştir:

A- Numune Yüzeylerinin Mekanik-Kimyasal Parlatılması

500 mikrometre kalınlığında ve 2 inç çapındaki InP diliminden yaklaşık 15x15 mm^2 ebatındakesilen numunenin bir yüzü büyükten küçüğe doğru farklı tane irilikli Al_2O_3 toz ve etilen glikol ile mekanik olarak, ardından bromin metanol ile kimyasal parlatılma işlemine tabi tutuldu (Song *et al*. 1986). Mekanik parlatma safhasında numune, önce

parlatma işleminin rahatça yapılabilmesi için bir teflon kütük yüzeyine uygun bir derinliğe gömülerek yapıştırıldı. Sonra kütük üzerindeki numune, değişik çaplı alumina toz (Al_2O_3)-deiyonize su karışımı emdirilen çuha üzerinde periyodik dairesel hareketlerle sürtülerek parlatılmaya çalışıldı. Bu işleme numunenin yüzeyi görünür ışığı yansıtıncaya kadar devam edildi. Bu işlemin ardından etilen glikol emdirilen ayrı bir çuha kullanılarak numune yüzeyinin mekanik parlatma işlemi tamamlandı. Daha sonra, numune yapıştırılan teflon kütük asetonda belli bir süre bekletilerek numunenin teflon kütükten ayrılması sağlandı. Ardından numune kimyasal parlatma işlemi için Bromin-metanol (%1) solüsyonunda 10 dakika bekletildikten sonra çıkarıldı (Hattori and Torii 1991) ve böylece parlatma işlemi tamamlandı.

B- Numune Yüzeylerinin Kimyasal Temizlenmesi

Temizleme işlemi şu basamaklarda yapıldı:

1. Trikloretilende ultrasonik olarak 10 dakika yıkandı.
2. Asetonda ultrasonik olarak 10 dakika yıkandı.
3. Metanolda ultrasonik olarak 10 dakika yıkandı.
4. Deiyonize su ile iyice yıkandı.
5. H_2SO_4: H_2O_2: H_2O (3:1:1) solüsyonunda 60 saniye bekletildi.
6. Deiyonize su ile iyice yıkandı.
7. HF % 49: H_2O (1:1) solüsyonunda 60 saniye bekletildi.
8. Deiyonize su ile iyice yıkandı.
9. Azot gazı (N_2) ile kurutuldu.

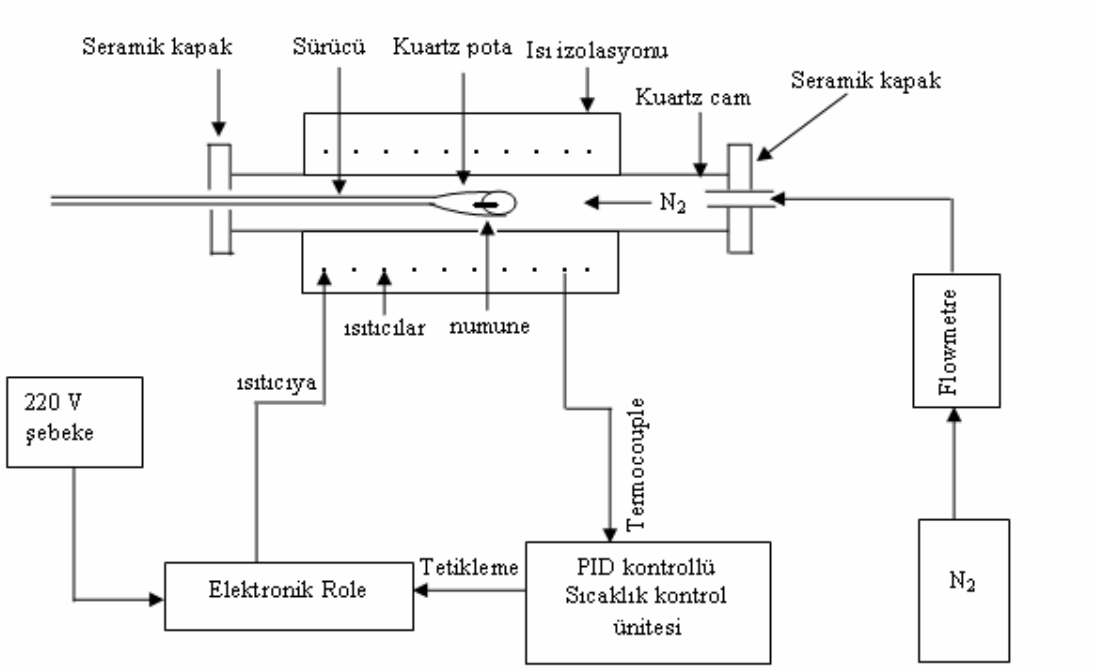
Bu kimyasal temizleme işleminde belirtilen 5. ve 7. basamak, sırasıyla organik kirleri ve kristal yüzeyindeki ağır metal kirlilikleri elimine etmek için kullanılmaktadır.

3.3. Metal/ n-InP Yapılarında Omik Kontak Hazırlanması

n-InP'a omik kontak imalinde Au:Ge alaşımı kullanıldı. Au:Ge alaşımı, 5 N saflıktaki Au ve Ge elementlerinden ağırlıkça sırasıyla %88 ve %12 olacak şekilde tartılarak

hazırlandı. Ardından, metallerin eritileceği özel olarak hazırlanmış kuartz pota ultrasonik banyoda deiyonize su ile iyice yıkandı. Au ve Geparçaları, üzerindeki kirliliklerin uzaklaştırılması için aseton, metanol ve deiyonize su ile art arda yıkanıp ve kurutulduktan sonra kuartz pota içine kondu ve turbomoleküler pompaya bağlandı. Pota basıncı $\approx 1x10^{-5}$ mbar'a düştükten sonra pota, asetilen-oksijen hamlacı ile metaller eriyik haline gelip birbiri ile karışana kadar ısıtıldı. Sonra ısıtma işlemine son verilerek soğumaya bırakıldı. Böylece Au:Ge alaşımı elde edildi.

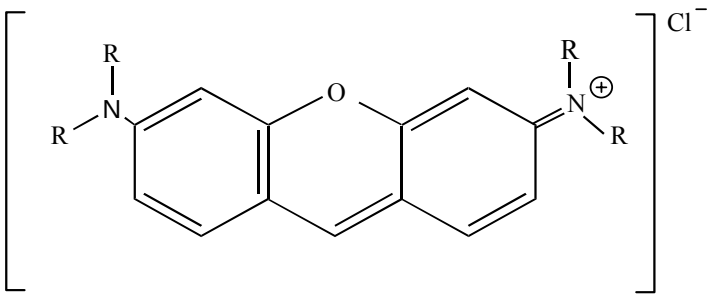
Buharlaştırma için kullanılan ısıtıcılar seyreltilmiş HF (HF+10 H_2O) içerisinde temizlenip, deiyonize su içerisinde durulandıktan sonra kurutuldu. Kaplama ünitesine yerleştirilen potalar boş iken tavlanarak kirlilik atomlarından arındırılmaya çalışıldı. Böylece tavlanan ısıtıcılar metal metalizasyonu için hazır hale getirildi. Sonra omik kontak oluşturmak için buharlaştırılacak Au:Ge alaşımı ultrasonik banyoda sırasıyla aseton, metanol ve deiyonize su ile iyice temizlenip kurutulduktan sonra ısıtıcının içine kondu ve alaşım eritilerek içinde bulunabilecek kirlilik atomlarından arındırılmaya çalışıldı. Bu işlemler $\approx 10^{-5}$ mbar'lık vakum ortamında yapıldı. Daha sonra kimyasal temizleme işlemi biten kristal, zaman kaybetmeden metal kaplama ünitesinin içerisine uygun yükseklikteki tutucunun üzerine parlatılmamış yüzeyi aşağıdaki ısıtıcıya bakacak şekilde yerleştirildi. Kristalin üst yüzeyi üzerine cam lam konarak buharlaşan metalin bu yüzü kirletmesi engellendi. Daha sonra, vakum seviyesi $\approx 10^{-5}$ mbar'a düşünceye kadar beklendi ve kaplama ünitesi içindeki ısıtıcıya akım verilerek Au:Ge alaşımı buharlaştırılan kristalin parlatılmamış yüzeyi metal alaşımla kaplandı. Ardından vakum ortamına hava verilerek numune dışarı çıkarıldı. Şekil 3.1'de şematik olarak gösterilen tavlama fırınının her iki zon sıcaklığı 345 ^{0}C 'ye ayarlandı ve tavlama fırınının bu derecede dengeye gelmesi beklendi. Kuartz bir pota içine yerleştirilen numune, kuartz çubuk vasıtası ile tavlama fırınının orta noktasına yerleştirilerek numune 5 dakika tavlandıktan sonra tavlama fırınının girişine çekilerek soğuması için beklendi (Quan and Hbib 1993). Bu işlemler esnasında fırın tüpü içerisinden azot gazı akışı bir flowmetre vasıtasıyla kontrol edildi. Böylece omik kontak oluşturulmuş oldu. Referans Au/n-InP ve Au/Pyronine-B/n-InP yapıları imal edilmek omik kontağı yapılmış numune iki eşit parçaya bölündü.



Şekil 3.1. Tavlama ünitesinin şeması

3.4. Yüzey Pasivasyonu

Organik bileşikler, iletkenlik ve elektriksel aktifliklerinden dolayı farklı uygulama alanlarına sahiptirler. Örneğin; polimerler elektrostatik malzemelerde, iletken yapıştırıcılarda, elektrokimyasal kılıflamada, baskı devre bordlarında, antistatik kaplamada, aktif elektronikte (diyod, transistör), moleküler elektronikte, elektriksel göstergelerde, sensörlerde (kimyasal, biyokimyasal, termal), şarj edilebilir batarya ve katı elektrolitlerde, optik bilgisayarlarda ve daha bir çok alanda kullanılmaktadır. Organik bir bileşik olan ve laser endüstrisinde, laser tekniği kullanılarak araştırma yapılan laboratuarlarda, "Dye Laser" lerde, elektromanyetik ışımanın dalga boyunu ayarlamada ve tıp alanında fotodinamik terapide kullanılan Pyronine-B, bir ksanten türevi olup, yapısı Şekil 3.2'de gösterilmiştir. $C_{21}H_{27}N_2OCI$ şeklinde ampirik formülü olan Pyronine-B temel halde iyonlaşabilen, suda ve alkolde çözünebilen bir yapıya sahip olup, kırmızı renklidir.



$R = C_2H_5$

Şekil 3.2. Pyronine-B'nin yapısı

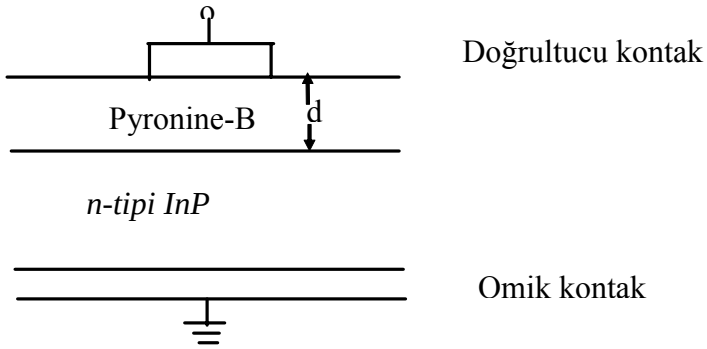
Yarıiletken yüzey üzerinde organik film tabaka hazırlanırken; çözeltiden çözücüyü uzaklaştırma, Spin coating (dönel kaplama), elektrokimyasal depolama, vakum altında depolama, Langmuir-Blodget ve tek tabaka gibi teknikler kullanılmaktadır (Shirota 2000).

InP yüzeyi üzerinde ince organik Pyronine-B tabakası oluşturmak için Spin coating tekniği kullanıldı. Omik kontağı yapılmış numune, omik kontak yapılmış tarafı altta, parlak yüzü üstte, olacak şekilde spinnere uygun bir tutucuyla sabitlendi. $1x10^{-6}$ Molarlık Pyronine-B çözeltisi, InP numunesinin parlak yüzeyi üzerine bir damlalıkla damlatılıp, spinner 3000 rpm hızla döndürülerek Pyronine-B nin yüzeye homojen olarak dağılması ve çözücünün buharlaşması sağlandı. Böylece, numunenin parlak olan yüzeyinde ince organik bir film tabakası oluşturuldu. Bu işlemin ardından zaman geçirilmeden filmin yüzeyde tutunmasını sağlamak amacıyla numune 200 ^oC'de 5 dakika azot gazı akışında tavlandı.

3.5. Au/n-InP ve Au/Pyronine-B/n-InP Schottky Kontak İmali

Referans Au/n-InP ve Au/Pyronine-B/n-InP Schottky yapıların imali için omik kontağı yapılmış pasive edilmemiş ve pasive edilmiş numuneler, 1 mm çapındaki deliklere sahip molibden gölge maske üzerine, omik kontak için kaplanan yüzleri yukarı bakacak şekilde deliklerin tam üzerine yerleştirilerek üzeri cam lam ile örtüldü ve kaplama

ünitesinin cam fanusu kapatılarak içerideki hava boşaltıldı. Turbomoleküler pompa vasıtasıyla kaplama ünitesinin içerisinde basınç $\approx 10^{-5}$ mbar değerine ulaşınca, metal ısıtıcıya akım verildi. Au metali, ısınan ısıtıcı sayesinde buharlaştırılarak, (kristalin üzerine, maskenin deliklerinden geçerek) kristalin yüzeyinde nokta şeklinde doğrultucu (Schottky) kontaklar elde edildi. Böylece Au/n-InP ve Au/Pyronine-B/n-InP yapısı oluşturuldu. Şekil 3.4'de organik-inorganik yapının arakesiti şematik olarak çizilmiştir.



Şekil 3.3. Metal/Pyronine-B/n-InP yapısının şematik olarak gösterimi

3.6. Deney ve Ölçüm Sistemi

Referans Au/n-InP ve Au/Pyronine-B/n-InP Schottky diyodlarının sıcaklığa bağlı *I-V* karakteristikleri için bilgisayar kontrolünde çalışan KEITLEY 487 Picoammeter/Voltage Source cihazı, *C-V* karakteristikleri için yine bilgisayar kontrolünde çalışan Hewlett Packard firmasının HP 4192A LF Impedance Analyzer cihazı hazırlandı. Sıcaklığa bağlı ölçümler, ± 0.1 lik hassasiyete sahip Lake Shore 331 sıcaklık kontrol ünitesi ile kontrol edilen ARS HC-2 kapalı devre helyum kryostatı ile alındı.

4. ARAŞTIRMA BULGULARI ve TARTIŞMA

4.1. Giriş

Bu bölümde, bir önceki bölümde ayrıntıları verilen işlem basamakları takip edilerek hazırlanan Au/n-InP ve Au/Pyronine-B/n-InP Schottky diyodlarının sıcaklığa bağlı akım-voltaj (*I-V*) ve kapasite-voltaj (*C-V*) karakteristiklerinin elde edilmesinde kullanılan ölçüm teknikleri, bu karakteristiklerin değerlendirilmesi sonucu elde edilen temel diyod parametrelerinin sıcaklığa bağlı değişimleri ve sonuçların değerlendirilmesi yer almaktadır.

4.2. *I-V* (Akım-Gerilim) Ölçümleri ile Diyod Parametrelerinin Belirlenmesi

Hazırlanan Au/n-InP ve Au/Pyronine-B/n-InP Schottky diyodlarının sıcaklığa bağlı *I-V* karakteristikleri için bilgisayar kontrolünde çalışan KEITLEY 487 Picoammeter/ Voltage Source cihazı, *C-V* karakteristikleri için yine bilgisayar kontrolünde çalışan Hewlett Packard firmasının HP 4192A LF Impedance Analyzer cihazı kullanıldı. Sıcaklığa bağlı ölçümler, ARS HC-2 kapalı devre helyum kryostatı ile alındı. Numune sıcaklığı Lake Shore 331 sıcaklık kontrol ünitesi yardımıyla ± 0.1 K hassasiyetle kontrol edildi.

Referans Au/n-InP ve Au/Pyronine-B/n-InP Schottky engel diyodlarının 60-300 K ve 160-400 K sıcaklık aralığındaki tipik yarı-logaritmik doğru ve ters beslem akım-voltaj karakteristikleri Şekil 4.1 ve 4.2'de verilmiştir.

Termoiyonik Emisyon (TE) teorisine göre, bir Schottky diyodun doğru beslem akımı uygulanan potansiyele bağlı olarak (2.54) ifadesi ile verilir. Bu ifade kullanılarak elde edilen idealite faktörü (2.56) ifadesi ile verildiği üzere

$$n = \frac{q}{kT}\left(\frac{dInI}{dV}\right)^{-1} \tag{4.1}$$

şeklindedir. Doğru beslem akım-voltaj ölçümleri kullanılarak elde edilen idealite faktörü (*n*), diyodun ideallikten ayrıldığını gösteren boyutsuz bir parametredir. İdeal bir diyod için bu faktörün değeri *n*=1 olarak verilir. *n* değeri "1" 'den uzaklaştıkça diyod ideal olmayan bir davranış sergiler.

Doğru beslem $\ln I - V$ çizimlerinin lineer kısımlarına fit edilen doğrunun eğim ve kesim noktalarından sırasıyla $dV/d(\ln I)$ ve I_0 doyma akımı değerleri elde edildi. Her bir sıcaklıktaki $dV/d(\ln I)$ değeri ve gerekli fiziksel sabitler (4.1) ifadesinde yerine yazılarak idealite faktörü değerleri hesaplandı.

(2.55) eşitliğinin her iki tarafının tabii logaritması alınıp Φ_b ye göre çözülürse,

$$q\Phi_b = kT\ln\left(A^* T^2 / J_0\right) \tag{4.2}$$

elde edilir. $\ln I - V$ çizimlerinin lineer kısımlarına fit edilen doğrunun kesim noktalarından elde edilen I_0 doyma akımı değerleri, etkin diyod alanı A (=7.854x10^{-3} cm^2) ve n-InP için Richardson sabiti A^* (=9.4 $AK^{-2}cm^{-2}$) değerleri (4.2) ifadesinde kullanılarak her bir sıcaklık için engel yükseklikleri elde edildi. Elde edilen idealite faktörleri, engel yükseklikleri ve doyma akım değerleri Çizelge 4.1'de verilmiştir. Bu çizelgeden görüldüğü gibi azalan sıcaklıkla idealite faktörü değerleri artarken, engel yüksekliği değerleri azalmaktadır. Şekil 4.3, 4.4 ve Şekil 4.5, 4.6'da sırasıyla referans Au/n-InP ve Au/Pyronine-B/n-InP Schottky engel diyodlarının idealite faktörleri ve engel yüksekliklerinin sıcaklığa bağlı değişimleri verilmiştir.

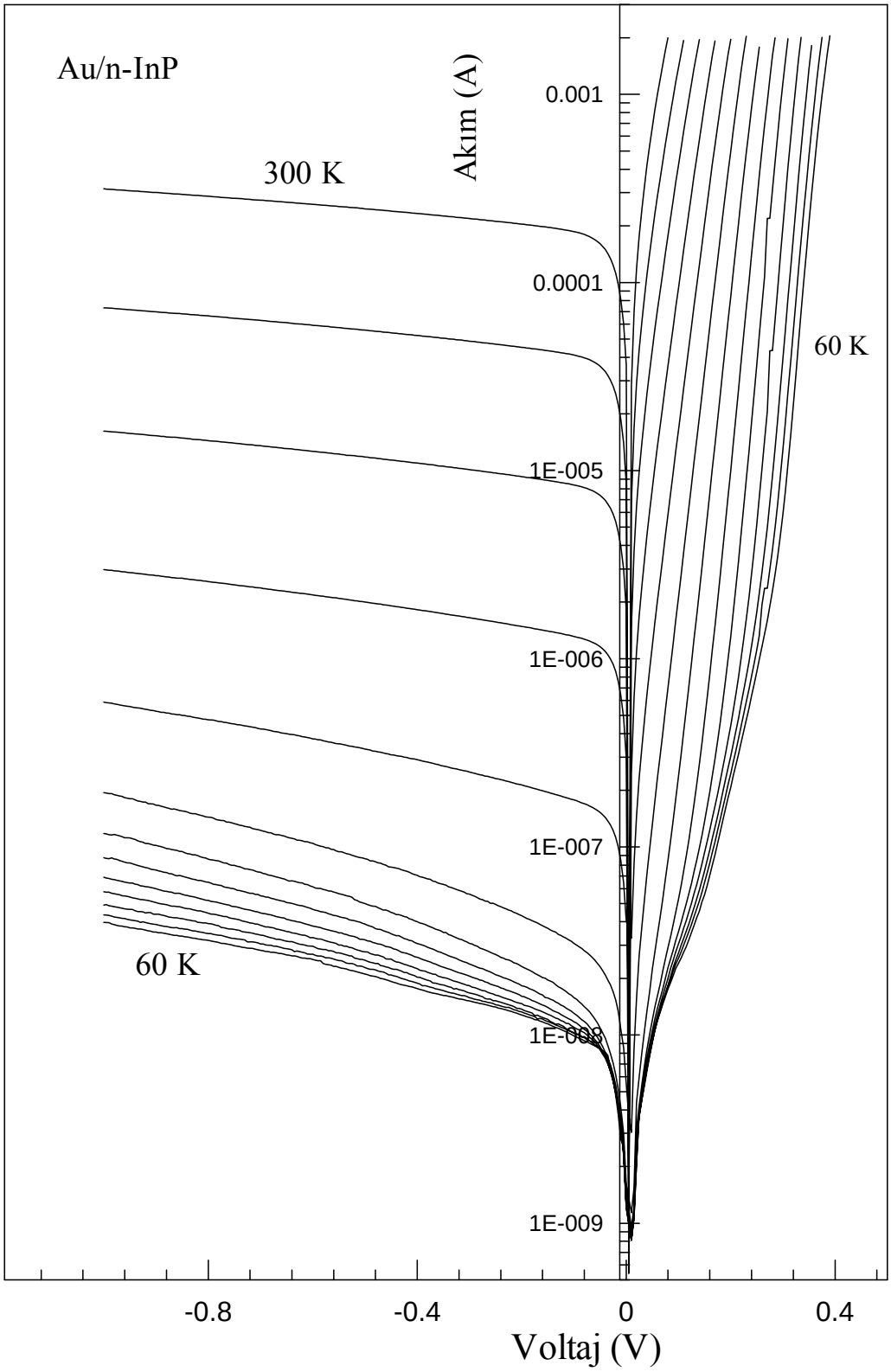
Azalan sıcaklıkla idealite faktörünün artması ve engel yüksekliğinin azalması, metal-yarıiletken ara yüzeyindeki atomik homojensizliğe bağlı olarak açıklanabilir. Bu homojensizlik, metal-yarıiletken ara yüzeye ait atomik yapıda çoklu fazlar, gözenekler

ve yüzey kusurlarının ortaya çıkmasından meydana gelebilir. Ara yüzeyli diyod için de, organik bileşik/yarıiletken arasındaki atomik homojen olmayan engelle açıklanabilir. Bu homojensizliğin nedeni yine farklı atomik fazlar, yüzey kusurları veya ara yüzeyin etkisine atfedilebilir (Werner and Güttler 1991, 1993).

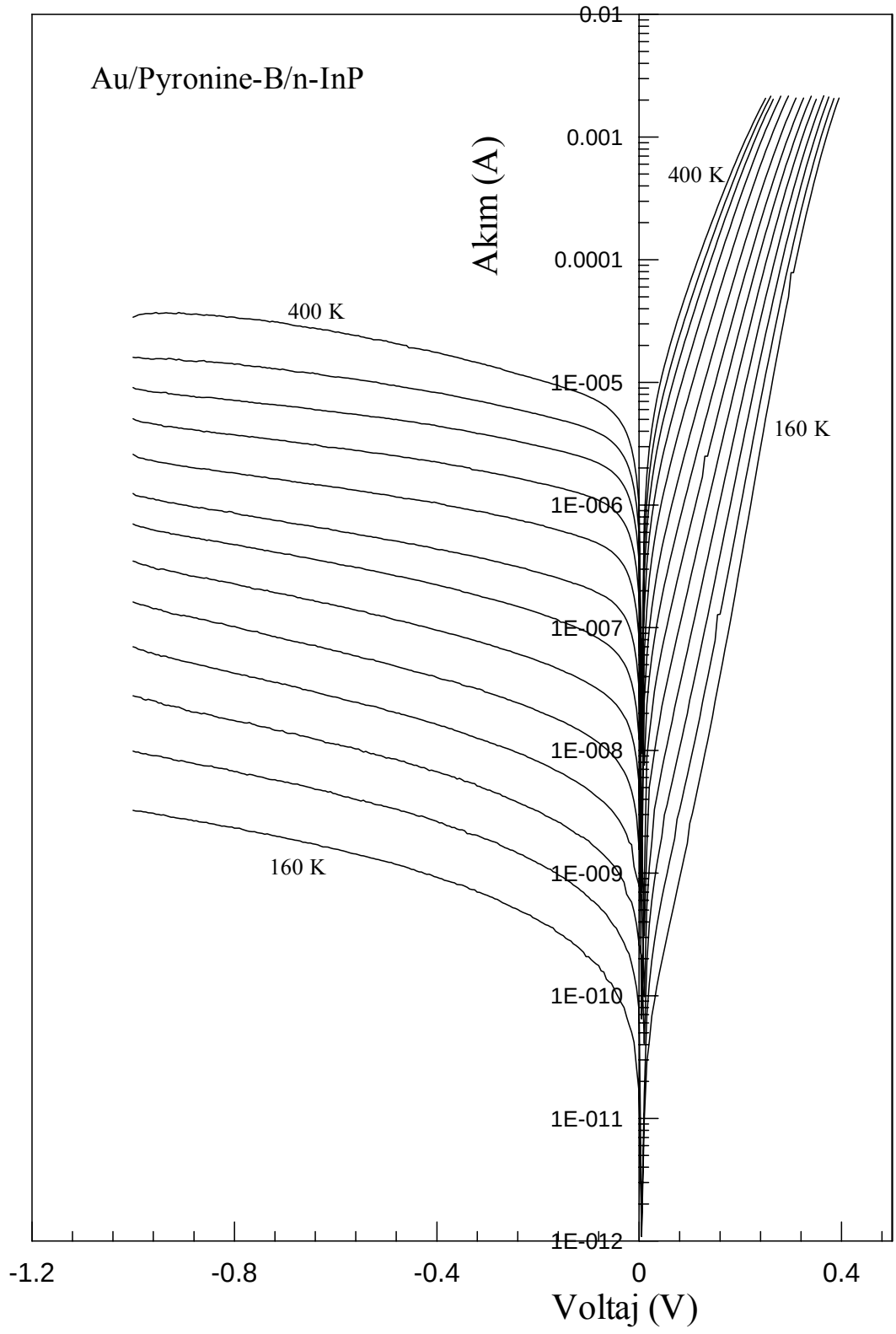
Çizelge 4.1'den görülebileceği gibi yüzey işlemi yapılmamış referans Au/n-InP ve Au/Pyronine-B/n-InP diyodları için 300 K'de idealite faktörü değerleri, 1.029 ve 1.103 tür. Bir diyodun idealite faktörü değeri, 1.10 dan küçük ise ideale yakın bir diyod olarak kabul edilir. *I-V* karakteristiklerinden elde edilen idealite faktörü değeri, ara yüzey oluşturulmadan üretilen diyodun ideale yakın olduğunu göstermektedir. Referans Au/n-InP Schottky diyodu, alışılagelmiş tekniklerle yapıldığı için ince bir oksit tabakasının ara yüzeyde oluşması kaçınılmazdır.

Çizelge 4.1. Au/n-InP ve Au/Pyronine-B/n-InP diyodlarına ait sıcaklığa bağlı *I-V* karakteristiklerinden elde edilen temel diyod parametreleri

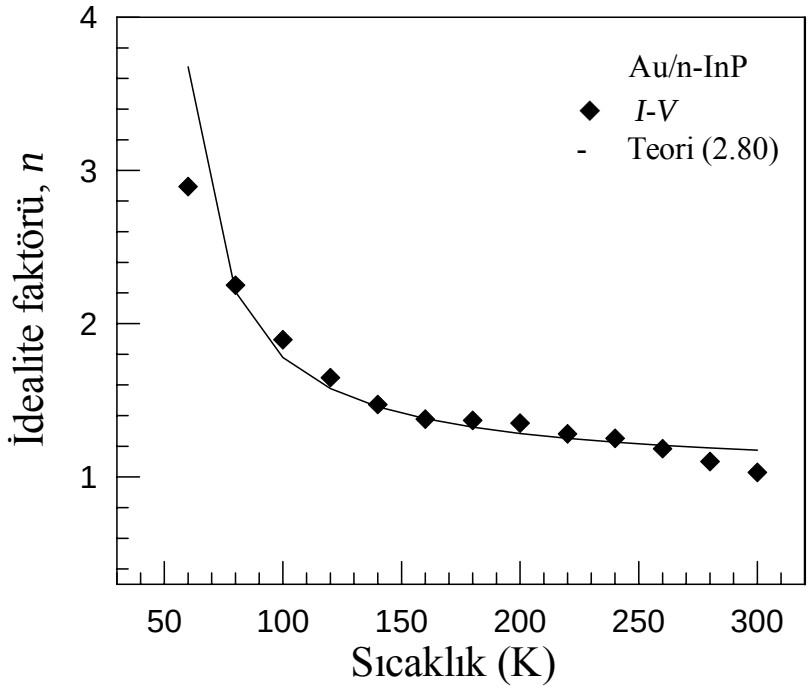
Sıcaklık (K)	*I-V* (Au/n-InP)			Sıcaklık (K)	*I-V* (Au/Pyronine-B/n-InP)		
	n	Φ_b (eV)	$I_0(A)$		n	Φ_b (eV)	$I_0(A)$
60	2.895	0.194	$1.271\text{x}10^{-14}$	160	1.761	0.407	$2.830\text{x}10^{-10}$
80	2.251	0.252	$6.625\text{x}10^{-14}$	180	1.605	0.451	$5.568\text{x}10^{-10}$
100	1.895	0.302	$4.349\text{x}10^{-13}$	200	1.464	0.493	$1.101\text{x}10^{-9}$
120	1.648	0.346	$3.007\text{x}10^{-12}$	220	1.357	0.531	$2.417\text{x}10^{-9}$
140	1.473	0.386	$1.797\text{x}10^{-11}$	240	1.272	0.565	$5.912\text{x}10^{-9}$
160	1.377	0.396	$6.186\text{x}10^{-10}$	260	1.203	0.595	$1.478\text{x}10^{-8}$
180	1.369	0.405	$1.087\text{x}10^{-8}$	280	1.151	0.621	$3.907\text{x}10^{-8}$
200	1.351	0.415	$1.046\text{x}10^{-7}$	300	1.103	0.644	$1.002\text{x}10^{-7}$
220	1.281	0.429	$5.254\text{x}10^{-7}$	320	1.066	0.666	$2.457\text{x}10^{-7}$
240	1.252	0.438	$2.717\text{x}10^{-6}$	340	1.048	0.688	$5.467\text{x}10^{-7}$
260	1.184	0.448	$1.019\text{x}10^{-5}$	360	1.025	0.708	$1.161\text{x}10^{-6}$
280	1.101	0.459	$3.187\text{x}10^{-5}$	380	1.018	0.731	$2.168\text{x}10^{-6}$
300	1.029	0.465	$10.220\text{x}10^{-5}$	400	1.013	0.756	$3.555\text{x}10^{-6}$



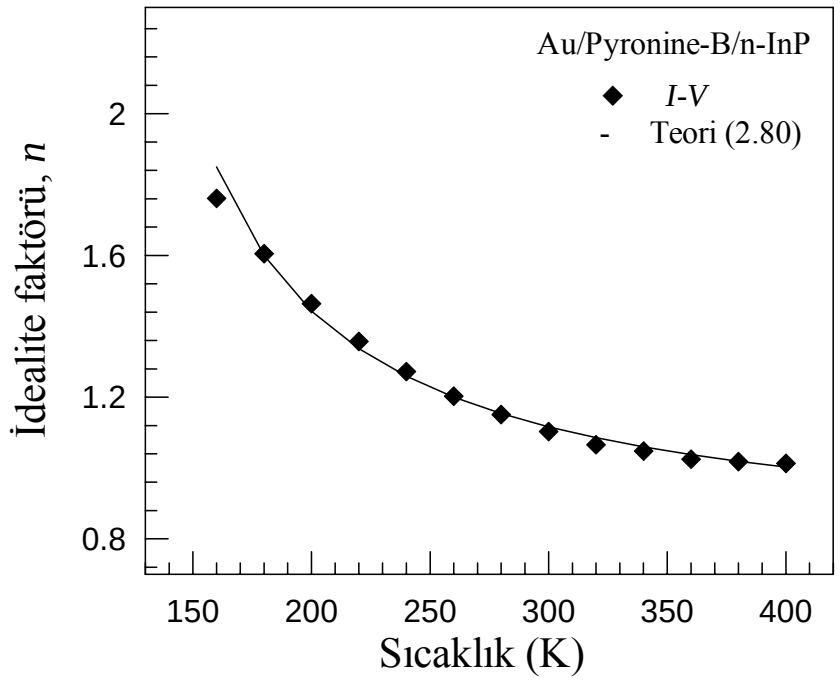
Şekil 4.1. Au/n-InP diyoduna ait 60-300 K sıcaklık aralığında 20 K adımlarla alınan *I-V* ölçümleri



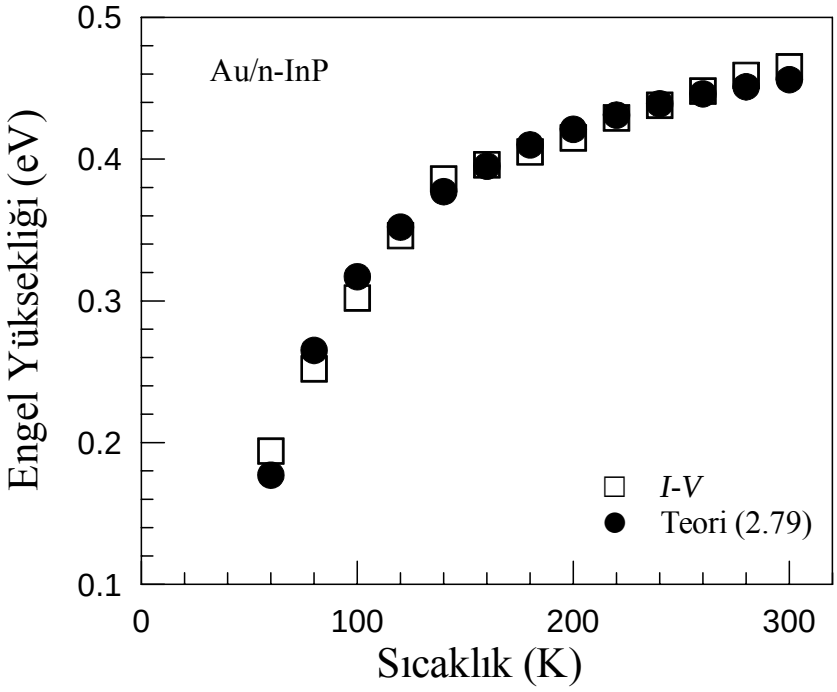
Şekil 4.2. Au/Pyronine-B/n-InP diyoduna ait 160-400 K sıcaklık aralığında 20 K adımlarla alınan *I-V* ölçümleri



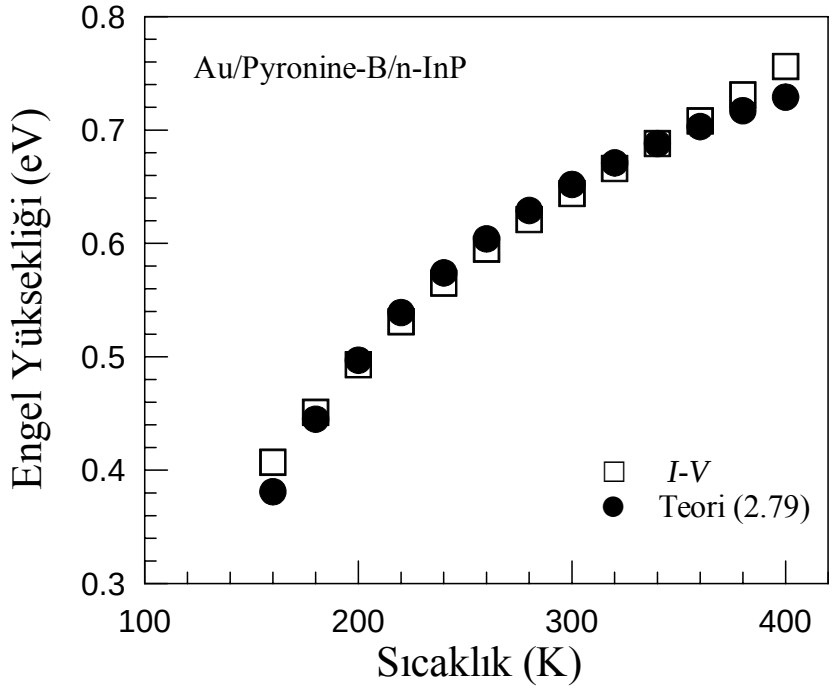
Şekil 4.3 Au/n-InP diyoduna ait sıcaklığa bağlı *I-V* karakteristiklerinden elde edilen idealite faktörlerinin sıcaklıkla değişimi



Şekil 4.4 Au/Pyronine-B/n-InP diyoduna ait sıcaklığa bağlı *I-V* karakteristiklerinden elde edilen idealite faktörlerinin sıcaklıkla değişimi



Şekil 4.5. Au/n-InP diyoduna ait sıcaklığa bağlı *I-V* karakteristiklerinden elde edilen engel yüksekliklerinin sıcaklıkla değişimi



Şekil 4.6. Au/Pyronine-B/n-InP diyoduna ait sıcaklığa bağlı *I-V* karakteristiklerinden elde edilen engel yüksekliklerinin sıcaklıkla değişimi

Her ne kadar ara yüzeyde oluşan oksit tabakası, diyodu ideallikten uzaklaştırsa da deneysel yolla bulunan idealite faktörünün ideal değere yakın olması kasten oluşturulmayan oksit tabakasının çok ince ($\approx$10-20 ^{0}A) olduğuna işaret etmektedir. Bununla birlikte, Au/Pyronine-B/n-InP diyodunun da ideale yakın olduğu söylenebilir. Kasten oluşturulmuş ara yüzey tabakasının engel yüksekliğini değiştirmesi yanında yüksek idealite faktörüne sebep olduğu gerçeği göz önünde bulundurulduğunda, Pyronine-B ara yüzey tabakasının Au/n-InP yapısının engel yüksekliğinde 0.18 eV lik artış sağlamasına karşın diyodun ideallik sınırları içerisinde kaldığı söylenilebilir.

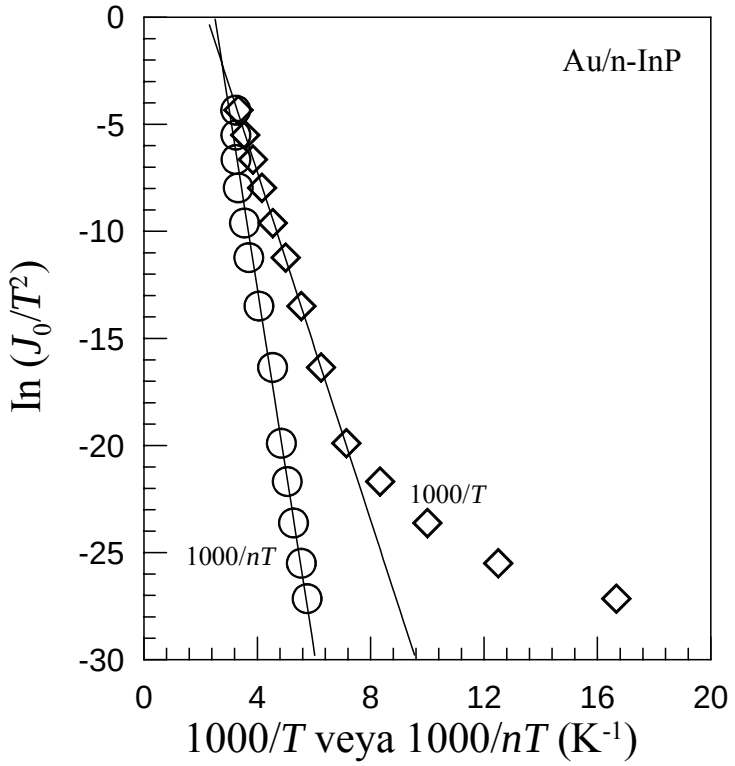
İdealite faktörünün büyük değerleri, rekombinasyon akım mekanizmasının güçlü etkisinin varlığını gösterir. Yapılan çalışmada bulunan idealite faktörü değerlerinin, ideal değere yakın çıkması rekombinasyon akım mekanizmasının önemsiz olduğunu göstermektedir. Horwáth *et al*. (2005) tarafından n-InP ile yapılan Schottky diyodlarda oda sıcaklığında elde edilen idealite faktörlerinin büyük değerleri (yaklaşık 2) rekombinasyon akım mekanizmasının baskın olduğuna atfedildi.

Metal-yarıiletken ara yüzeyi için basit Schottky-Mott modeli dikkate alındığında Au/n-InP Schottky diyodu için öngörülen engel yüksekliği 0.59 eV gibi bir sınır değere sahip olur. Ancak, referans Au/n-InP diyodu için deneysel olarak elde edilen engel yüksekliği 0.46 eV tur. Görüldüğü gibi, deneysel olarak bulunan bu değer teorik Schottky-Mott sınırından düşüktür. Bu durum, engel yüksekliğinin metal seçiminden bağımsız olduğunu kabul eden Fermi seviyesi mıhlanması düşüncesine atfedilebilir. Çoğu pratik metal-yarıiletken kontaklarda ideal duruma (Schottky-Mott sınırına) asla ulaşılmaz. Çünkü, yarıiletkenin yüzeyi üzerinde 10-20 ^{0}A kalınlığında, ince bir oksit tabakası genellikle vardır. Böyle bir yalıtkan film, bir ara yüzey tabakası olarak kabul edilir. Teori ile uygulama arasında ortaya çıkan engel yükseklikleri farkı, asal ara yüzey durumları ile asal olmayan ara yüzey durumlarına atfedilir (Rhoderick and Williams 1988). Fermi seviyesi mıhlanması, bu alanda çalışan araştırmacılar için sürekli bir araştırma alanı olmuştur. Lee *et al*. (2001) tarafından, $(NH_4)_2S_x$ çözeltisi ile pasive edilmiş n-GaN tabanlı Ni/Au/n-GaN diyodun Schottky engel yüksekliği, pasive edilmemiş yapıya nazaran Schottky sınırına çok yakın bir değere yükseltildi. Aynı

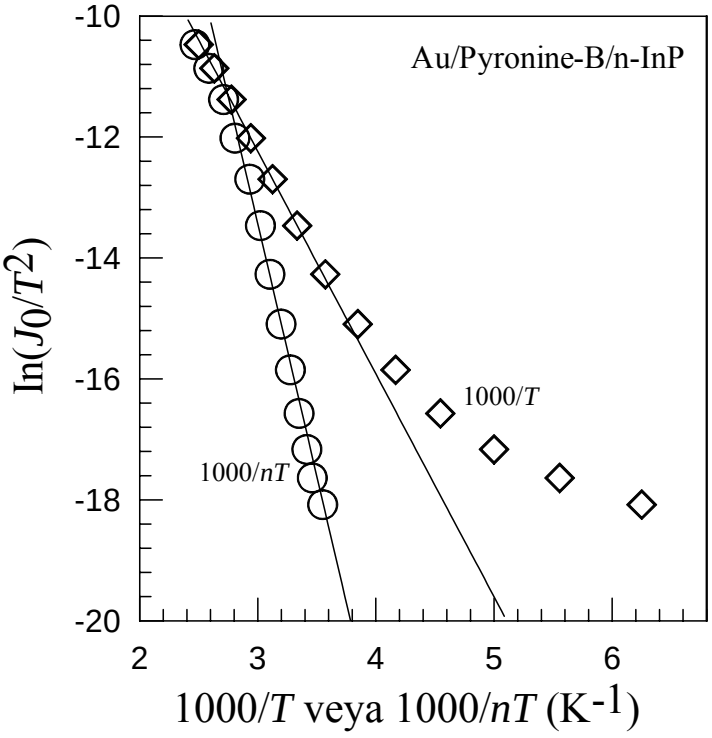
zamanda, $(NH_4)_2S_x$ ile pasive edilmiş n-GaN ün yüzey hal yoğunluğunun pasive edilmemiş yüzeye nazaran iyileştiği ve yüzey hallerinden kaynaklanan keskin Fermi seviyesi mıhlanmasının oluşmadığı sonucuna vardılar. $(NH_4)_2S_x$ işlemi ile yüzey hal yoğunluğunun azalması, azot (N) tarafından oluşturulan boşlukları işgal eden Ga-S bağlarının oluşumuna ve MOCVD (Metalorganic Chemical Vapor Deposition) tekniği ile büyütülen polar yüz üzerindeki asılı (dangling) galyum bağların azalmasına atfedildi.

Hasegawa *et al*. (2000), GaAs ve InP üzerine nanometre boyutlu Schottky kontaklarda Fermi seviyesi mıhlanmasını önleme amaçlı çalışmalarında, Schottky kontak olarak pek çok nano nokta (nanometre boyutlu) içeren makroskobik noktalar ve izole edilmiş tek nokta kontaklar imal ettiler. Küçük ölçekli metal noktaların bağlanmalarda bozulma olmaksızın yarıiletken ile koherent (uyumlu) bağ ilişkisini sürdürdüğü ve bu yüzden Fermi seviyesinin mıhlanmadığı belirlendi. Yani, küçülen nokta boyutu ile Fermi seviyesi mıhlanmasının ortadan kalktığı ve güçlü Fermi seviyesi mıhlanmasının makroskobik metal-yarıiletken ara yüzeyinin asal bir özelliği olmadığı sonucuna varıldı. Böylece, üretilen nano boyutlu Schottky kontakların nokta boyutlarının küçültülmesi ile Mott-Schottky sınırına yaklaşıldı.

Sıcaklığa bağlı akım-voltaj karakteristikleri geleneksel Richardson çizimleri ile analiz edilir. Aktivasyon enerjisinin ve Richardson sabitinin deneysel olarak tespit edilmesi amacıyla $In(J_0/T^2)$-1000/T ve -1000/nT Richardson çizimleri Au/n-InP ve Au/Pyronine-B/n-InP yapıları için sırasıyla Şekil 4.7 ve 4.8'de verilmiştir. Bu çizimlerden görüldüğü gibi [$In\left(J_0/T^2\right)$-1000/T] değişimleri, sebebi aşağıda ayrıntılı olarak inceleneceği üzere, düşük sıcaklıklarda lineerlikten sapmaktadır. Eğrinin lineer kısmına fit edilen doğrunun eğimi ve kesim noktasından sırasıyla $q\Phi_b/k$ ve $In(A^*)$ değerleri elde edilir. Referans Au/n-InP ve Au/Pyronine-B/n-InP diyodları için hesaplanan Richardson sabiti değerleri ve engel yükseklikleri sırasıyla A^*=0.8475, 3.2x10^{-5} AK^{-2}cm^{-2} ve Φ_b=0.35, 0.31 eV tur. Elde edilen bu değerler, teorik Richardson sabiti (n-InP yarıiletkenindeki elektronlar için A^*=9.4 AK^{-2}cm^{-2}) ve aktivasyon enerjisi



Şekil 4.7. Au/n-InP diyoduna ait geleneksel Richardson çizimi



Şekil 4.8. Au/Pyronine-B/n-InP diyoduna ait geleneksel Richardson çizimi

değerleri ile uyumlu olmayıp, beklenen değerlerden daha küçüktür. A^* değerinin farklı oluşu, engelin homojen olmayışı ve/veya gerçek etkin kütle değerinin hesaplamalarda kullanılan teorik değerinden farklı olmasıyla ilişkili olabilir (Horwáth 1996). Diğer taraftan, Richardson çizimlerinin düşük sıcaklıklarda lineerlikten sapması engel yüksekliğinin ve idealite faktörünün sıcaklığa bağlı olarak değişiminden kaynaklanır. Akım-voltaj (*I-V*) ölçüm tekniği, engel düşme mekanizmalarına çok hassas bir şekilde bağlı olduğundan, *I-V* ölçümlerinden elde edilen etkin engel yüksekliği uygulama potansiyeline ve malzemedeki kirlilik atomlarının sayısına bağlıdır. Engel düşme mekanizması; imaj kuvvet etkileri, potansiyel engeli boyunca tünelleme akımı etkileri, düşük voltajlarda görülen uzay yükü bölgesindeki rekombinasyon ve ara yüzeye yakın yük dağılımındaki değişimden kaynaklanabilir (Newman *et al*. 1986; Werner and Güttler 1991; Chand and Kumar 1995, 1996; Zhu *et al*. 2000*)*. Şimdi, bu anomalilerin kaynağı olarak belirtilen imaj kuvvet düşme etkisini, termoiyonik alan emisyonu etkisini, flat band engel yüksekliği düşünülerek Richardson eğrilerinin düzeltildiği modeli ve homojen olmayan engel modelini tek tek ele alalım:

4.3. İmaj Kuvvet Düşme Etkisi

İlk bakışta, Schottky engel diyodlarda, ölçüm sıcaklığının düşmesi ile engel yüksekliğinin düşmesinin ve idealite faktörünün artmasının, imaj kuvvet düşmesine ($\Delta\Phi_{imf}$) bağlı olduğu düşünülebilir.

İmaj kuvvet etkisine bağlı engel düşmesi ($\Delta\Phi_{imf}$) (2.66) eşitliğinden, referans Au/n-InP ve Au/Pyronine-B/n-InP diyodları için sırasıyla, 300 K'de 20, 60 K'de ise 17 meV; 400 K'de 22, 160 K'de ise 20 meV olarak bulundu. $\Delta\Phi_{imf}$ nin bu değerlerinden, sıfır beslem engel yüksekliği üzerine imaj kuvveti nedeniyle engel düşme etkisinin, araştırılan sıcaklık bölgesinde neredeyse sabit olduğu anlaşılmaktadır. Bu durum, artan sıcaklıkla engel yüksekliğinin artışında $\Delta\Phi_{imf}$ nin yanında diğer etkilerin de hesaba katılması gerektiğini göstermektedir.

Sıcaklığın azalması ile idealite faktöründeki artışın sebebinin imaj kuvvet düşmesi olduğu düşünüldüğünde (2.67) eşitliği deneysel değerlerden elde edilen idealite faktörlerini yorumlamak için kullanılabilir (Wittmer 1990).

Bu eşitlik kullanılarak referans Au/n-InP ve Au/Pyronine-B/n-InP diyodları için elde edilen idealite faktörü değerleri sırasıyla, 300 ve 60 K için 1.015 ve 1,024; 400 ve 160 K için 1.01 ve 1.014 dür. Halbuki, 60 ve 160 K için deneysel verilerden elde edilen 2.895 ve 1.761 büyüklükleri bu değerlerden oldukça büyüktür.

Bu durum, engel düşmesinde imaj kuvvet etkisiden ziyade Termoiyonik Alan Emisyonu (TAE) ya da rekombinasyon gibi başka akım üretim mekanizmalarının, sıcaklığın azalması ile idealite faktöründeki artışta baskın rol oynadığı şeklinde yorumlanabilir (Chand and Kumar 1996a,b; Jones *et al.* 1999; Abay *et al.* 2003).

4.4. Termoiyonik Alan Emisyonu Etkisi

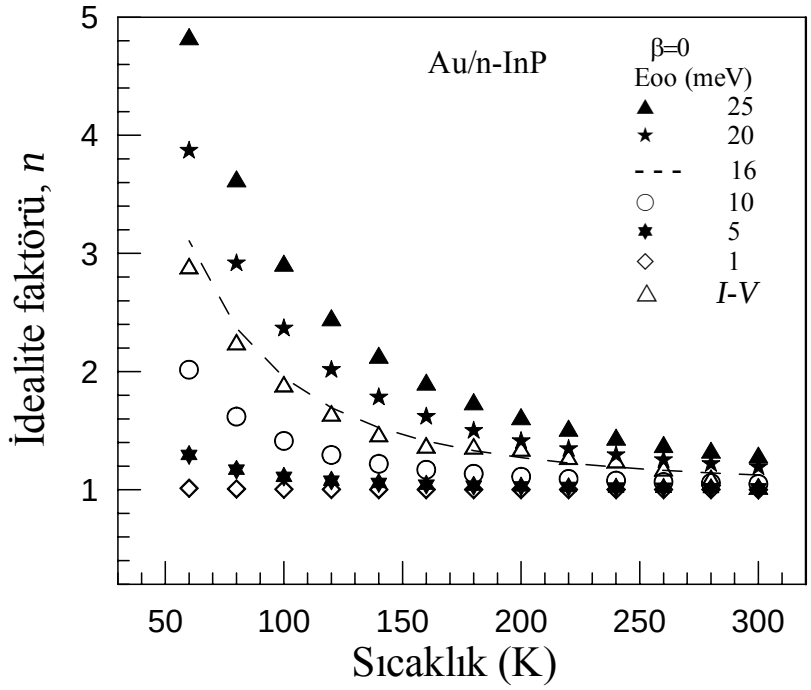
İdealite faktörünün sıcaklığa bağlılığının bir başka açıklaması da engel boyunca gerçekleşen Termoiyonik Emisyon (TE) ya da termal olarak desteklenen termoiyonik alan emisyonudur.

n-InP için N_d kirlilik konsantrasyonu (300 ve 60 K'de) $1.12\text{x}10^{16}$ ve $8.341\text{x}10^{15}$ cm^{-3}, $m^* = 0.078m_0$ (Wilmsen 1985; Neamen 1992) ve $\varepsilon_s = 12.4\varepsilon_0$ (Shmidt 1996) değerleri (2.68) eşitliğinde kullanılarak referans Au/n-InP yapısı için engel boyunca taşıyıcıların geçiş ihtimaliyeti ile ilgili olan karakteristik enerji değerleri 300 ve 60 K'de $E_{00} = 2.002\text{x}10^{-3}$ ve $1.724\text{x}10^{-3}$ eV olarak elde edildi. $E_{00} \approx kT$ olduğu durumda TAE, $E_{00} << kT$ olduğu durumda TE ve $E_{00} >> kT$ olduğu durumda ise alan emisyonu (AE) akım iletiminde etkin rol oynamaktadır. Bu çalışmanın en düşük ölçüm sıcaklığına tekabül eden kT değeri $5.171\text{x}10^{-3}$ eV tur. Böylece, ilk değerlendirme olarak TAE'nun baskın olduğu söylenebilir.

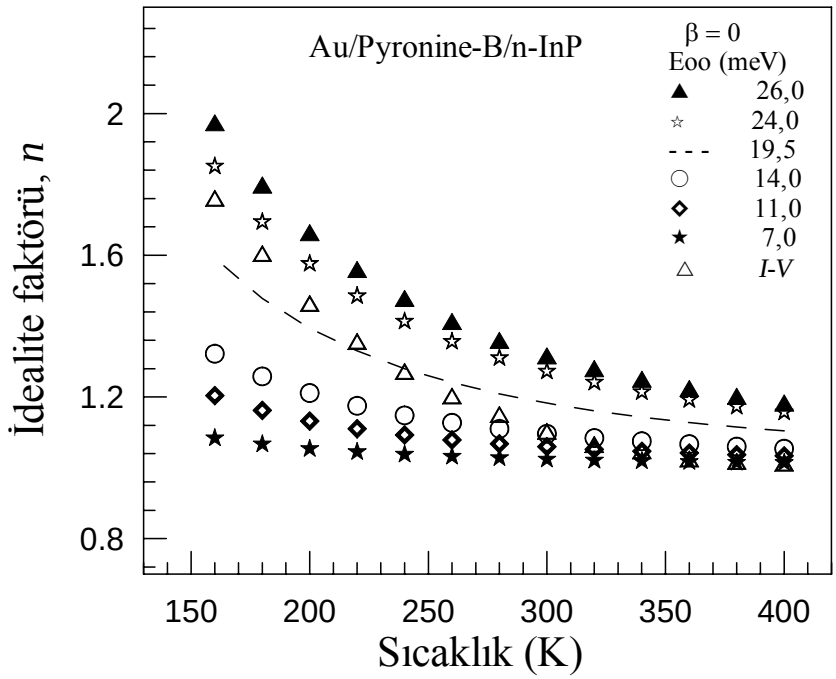
(2.69) denklemi kullanılarak referans Au/n-InP ve Au/Pyronine-B/n-InP diyodları için elde edilen idealite faktörü değerleri sırasıyla, 60 ve 300 K için 1.049 ve 1.002; 160 ve 400 K için 1.007 ve 1.001 dir. Bu değerlerin 60 ve 160 K için deneysel olarak elde edilen idealite faktörü değerlerinden (2.895 ve 1.761) oldukça küçük oluşu, TAE etkisinin ilgilenilen sıcaklık aralığında idealite faktörünün azalan sıcaklıkla artışında önemli bir role sahip olmayacağını belirtir.

Bununla birlikte, Horváth *et al.* (1994) tarafından TAE etkisi gözönünde bulundurularak bu değişimlerin sebebinin izahı için ileri sürülen modeli göz önüne alarak konu üzerindeki değerlendirmemizi derinleştirelim: Bu modele göre idealite faktörü (2.69) ifadesi ile verilmektedir. Şekil 4.9, 4.10 ve Şekil 4.11, 4.12'de sırasıyla referans Au/n-InP ve Au/Pyronine-B/n-InP Schottky engel diyodlarının Schottky eklemi boyunca akım geçişinde TAE etkisinin baskın olduğu durumda idealite faktörlerinin sıcaklığa bağlı teorik değişimleri verilmiştir. Şekil 4.9 ve 4.10'da engel yüksekliğinin voltaj katsayısı dikkate alınmadığı durumda (β=0) farklı E_{00} değerleri için denklem (2.69) ile üretilmiş sıcaklığa bağlı teorik idealite faktörü eğrileri görülmektedir. Bu çizimlerde, referans Au/n-InP ve Au/Pyronine-B/n-InP yapısı için sırasıyla 16.0 ve 19.5 meV'luk E_{00} fit parametreleri ile üretilen teorik eğrilerin deneysel idealite faktörleri ile uyumlu olduğu görülmektedir. Her iki yapı için fit parametresi olarak elde edilen E_{00} karakteristik enerji değeri teorik olarak hesaplanmış değerlerden ($E_{00} = 2.002\text{x}10^{-3}$ ve $1.724\text{x}10^{-3}$ eV) oldukça büyüktür. Böylece, β=0 durumunda dahi teorik ve deneysel değerler arasında oldukça büyük bir fark vardır.

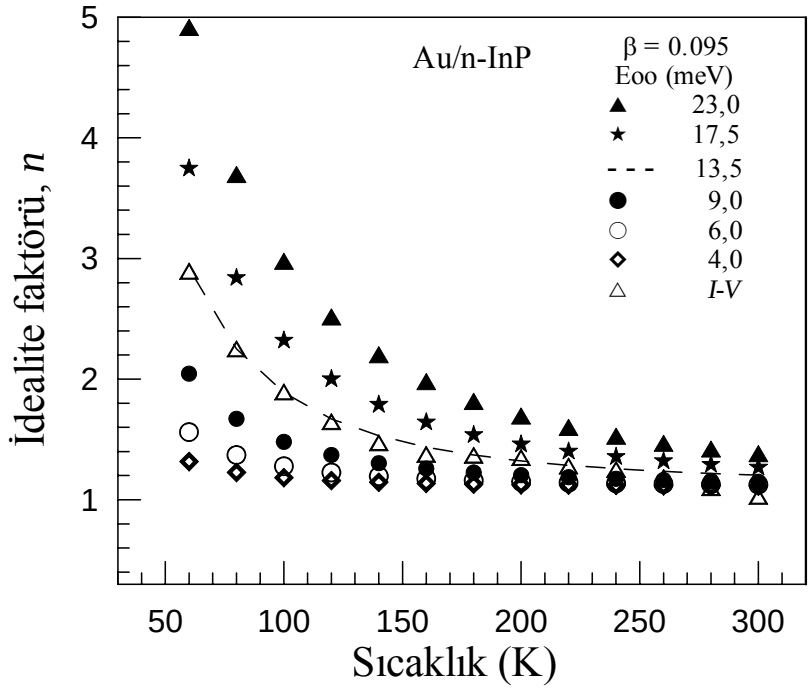
Diğer taraftan, engel yüksekliğinin voltaj katsayısının sıfırdan farklı olduğu düşünüldüğünde referans Au/n-InP ve Au/Pyronine-B/n-InP yapısı için sırasıyla β=0.095, E_{00}=13.5 meV ve β=0.01, E_{00}=17.5 meV'luk fit parametreleri ile üretilen teorik eğrilerin deneysel idealite faktörleri ile uyumlu olduğu görülmektedir. Her iki yapı için fit parametresi olarak elde edilen E_{00} karakteristik enerji değerleri yine teorik olarak hesaplanmış değerlerden ($E_{00} = 2.002\text{x}10^{-3}$ ve $1.724\text{x}10^{-3}$ eV) oldukça büyüktür.



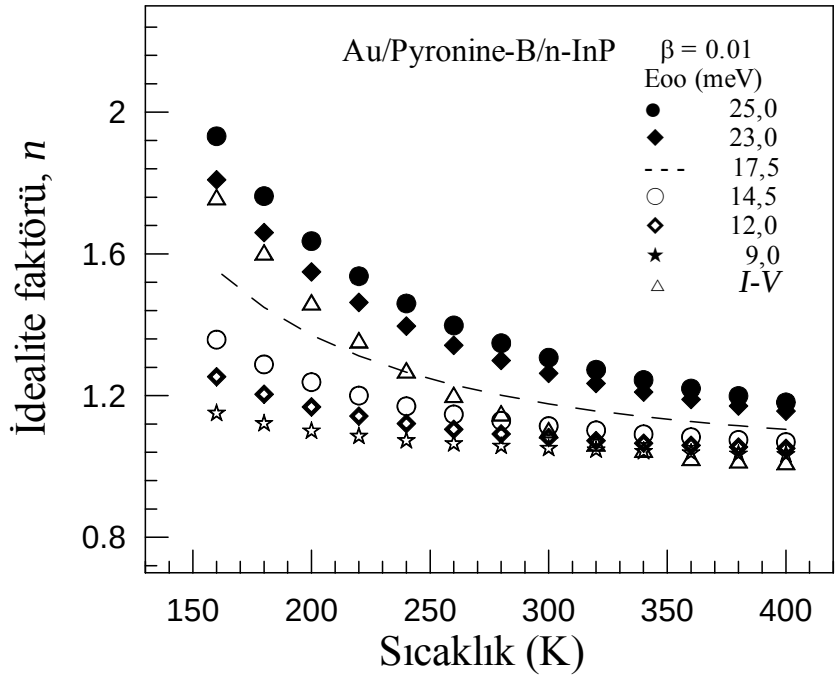
Şekil 4.9 Au/n-InP diyodu için akım geçişinde TAE'nun baskın olduğu durumda farklı karakteristik enerji değerlerinde idealite faktörlerinin sıcaklığa teorik olarak bağlılığı: engel yüksekliğinin voltaj katsayısı β=0



Şekil 4.10 Au/Pyronine-B/n-InP diyodu için akım geçişinde TAE'nun baskın olduğu durumda farklı karakteristik enerji değerlerinde idealite faktörlerinin sıcaklığa teorik olarak bağlılığı: engel yüksekliğinin voltaj katsayısı β=0



Şekil 4.11 Au/n-InP diyodu için akım geçişinde TAE'nun baskın olduğu durumda farklı karakteristik enerji değerlerinde idealite faktörlerinin sıcaklığa teorik olarak bağlılığı: engel yüksekliğinin voltaj katsayısı β=0.095



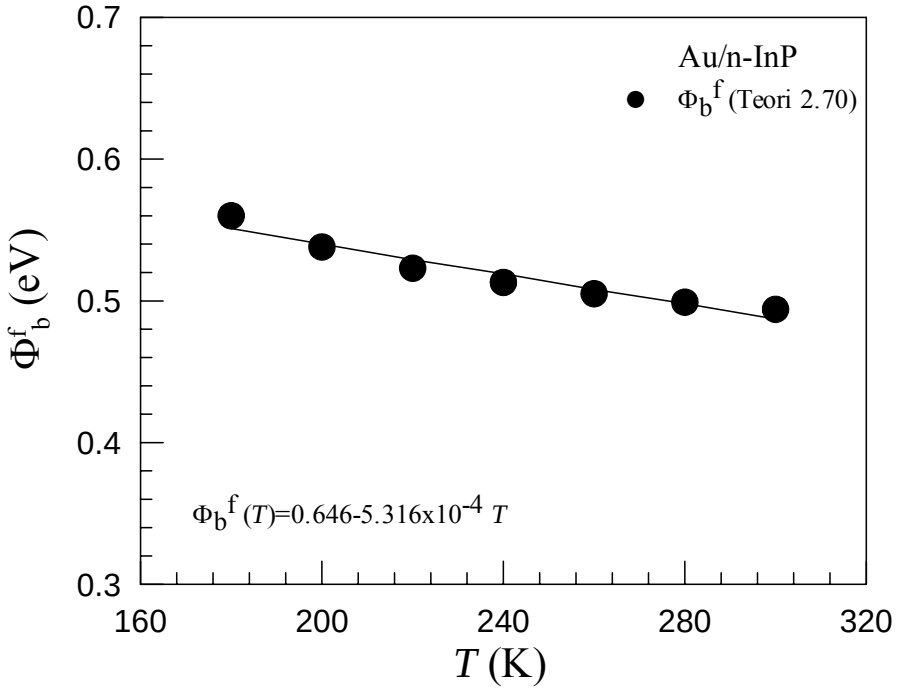
Şekil 4.12 Au/Pyronine-B/n-InP diyodu için akım geçişinde TAE'nun baskın olduğu durumda farklı karakteristik enerji değerlerinde idealite faktörlerinin sıcaklığa teorik olarak bağlılığı: engel yüksekliğinin voltaj katsayısı β=0.01

Yüksek E_{00} karakteristik enerji değerinin sebebi E_{00}'ın geçiş ihtimaliyeti ile bağlantılı oluşudur. Bir yandan E_{00}, taşıyıcı konsantrasyonu ve dielektrik sabitinden dolayı verilen bir uygulama geriliminde yarıiletken yüzeydeki elektrik alanı karakterize eder. Böylece, bu elektrik alan engel biçimini ve yüksekliğini belirler. Diğer taraftan, E_{00} etkin kütleden ötürü hal yoğunluğunu da karakterize eder. Bu yüzden yarıiletken yüzeyde elektrik alan ya da hal yoğunluğunu artıran herhangi bir mekanizma TAE'nunu ve dolayısıyla E_{00}'ı artıracaktır (Horváth *et al.* 1996). Ancak, idealite faktörünün ve engel yüksekliğinin sıcaklığa benzer bağlılıkları, genellikle engel yüksekliğinin yanal dağılımı ile açıklanmaktadır.

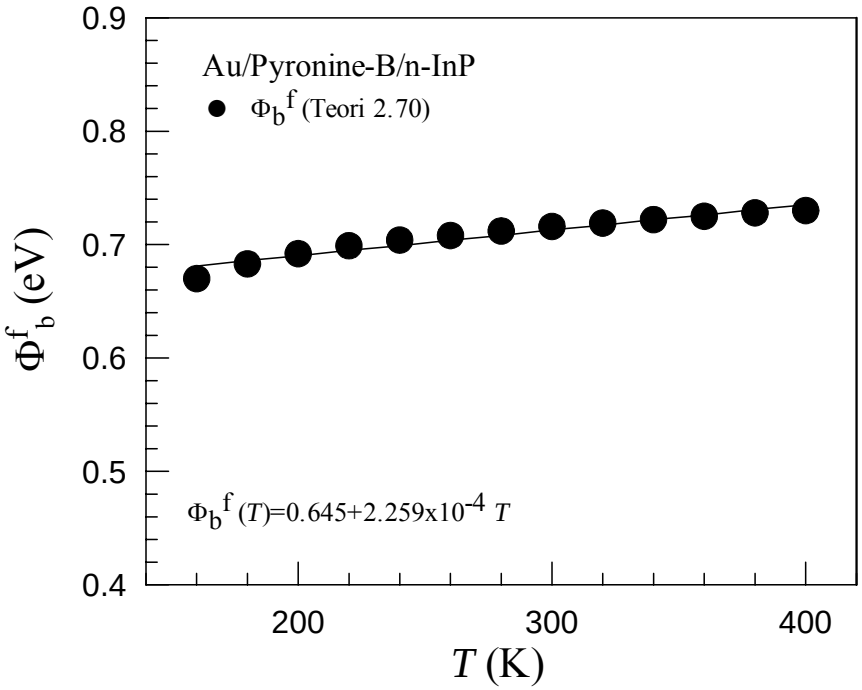
Böylece, aşağıda detaylı olarak anlatılacağı üzere ilgilenilen referans Au/n-InP ve Au/Pyronine-B/n-InP yapılarının düşük sıcaklıklardaki idealite faktörünün yüksek değerleri akım iletiminin gaussian dağılımına sahip bir engelden TE yoluyla sağlandığını öngören bir teoriyle açıklanacaktır.

4.5. Düz–Band Engel Yüksekliği ve Richardson Eğrilerinin Düzeltilmesi

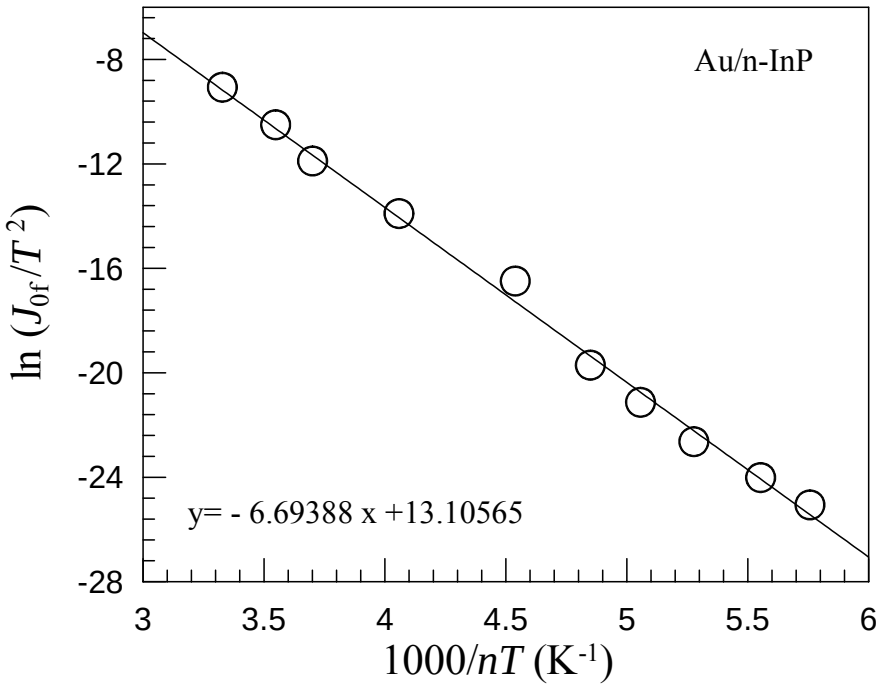
Sıfır beslem engel yüksekliği durumundan farklı olarak, yarıiletkendeki elektrik alan düz band şartı altında sıfırdır. Bu yüzden yarıiletkendeki bandlar düzdür (Gümüş *et al*. 2002). Bu durumda, *I-V* karakteristiklerini etkileyen ve yanal homojensizlikleri uzaklaştıran imaj kuvvet düşme etkisi ortadan kalkar (Hardikar *et al*. 1999). *n* idealite faktörü ve Φ_{b0} sıfır beslem engel yüksekliğine bağlı olarak düz-band engel yüksekliği Φ_b^f kesim (2.6.4) deki denklem (2.70) ile verilmektedir. Referans Au/n-InP ve Au/Pyronine-B/n-InP diyodları için sıcaklığın fonksiyonu olarak düz-band engel yüksekliği Φ_b^f nin değişimi Şekil 4.13 ve 4.14'de verilmiştir. Şekillerden görüldüğü gibi Φ_b^f, belirtilen sıcaklık aralığında sıfır beslem engel yüksekliğinden daha büyüktür. Elde edilen sıcaklığa bağlı düz-band engel yüksekliği, (2.71) denklemine uygun olarak fit edildi. Referans Au/n-InP diyodu için $\Phi_b^f(T=0)$ ve α parametreleri sırasıyla,



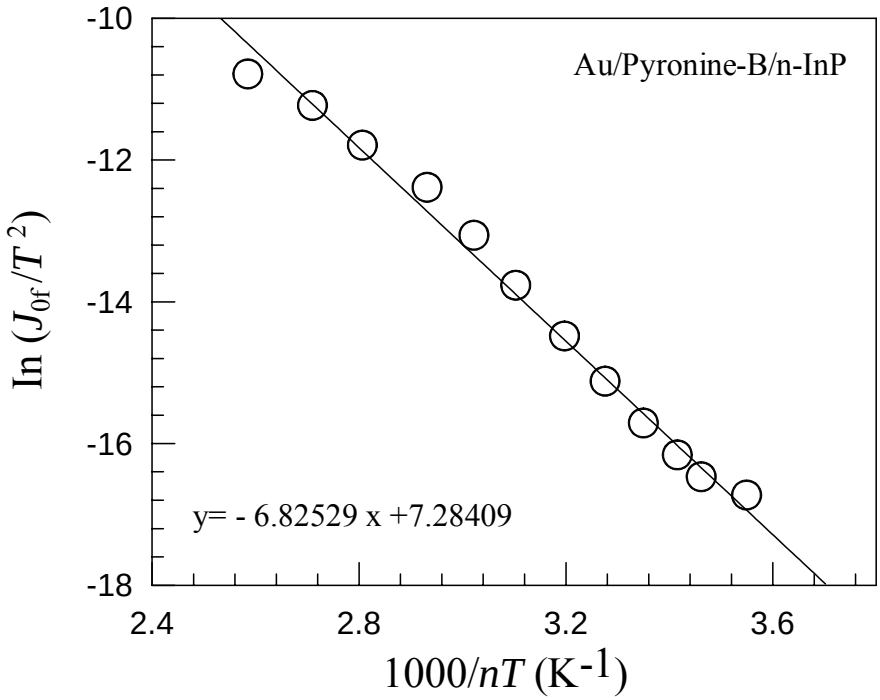
Şekil 4.13. Au/n-InP Schottky engeli için düz band engel yüksekliğinin sıcaklıkla değişimi



Şekil 4.14. Au/Pyronine-B/n-InP Schottky engeli için düz band engel yüksekliğinin sıcaklıkla değişimi



Şekil 4.15. Au/n-InP Schottky engeli için $In(J_{0f}/T^2)$ nin 1000/nT ye karşı çizilen Richardson çizimi



Şekil 4.16. Au/Pyronine-B/n-InP Schottky engeli için $In(J_{0f}/T^2)$ nin 1000/nT ye karşı çizilen Richardson çizimi

$\Phi_b^f(T=0)$=0.646 eV ve $\alpha = -5.316\text{x}10^{-4}$ eVK^{-1} olarak elde edildi. Bulunan sıcaklık katsayısı, InP yarıiletkeninin yasak enerji aralığının sıcaklık katsayısına ($\alpha = -4\text{x}10^{-4}$ eVK^{-1}) (Tsay *et al*. 1972) oldukça yakındır. Aynı zamanda, bu değer Song *et al*. (1986) tarafından imal edilen Al/p-InP yapısı için rapor edilen Φ_b^{C-V} engel yüksekliğinin sıcaklık katsayısı (-3.3x10^{-4} eV/K^{-1}) ile uyum içerisindedir. Bu durum, Song *et al*. (1986) tarafından da teklif edildiği üzere, engel yüksekliğinin InP'ın yasak enerji aralığının sıcaklıkla değişimine paralel bir değişim sergilediği şeklinde değerlendirilebilir. Ayrıca, engel yüksekliğinin sıcaklık katsayısının metal kontağın ve ara yüzey kristalografisinin kimyasal yapısına da bağlı olduğu literatürde zikredilmektedir (Werner and Güttler 1993).

(2.73) ifadesi ile verilen, düz band akım yoğunluğu değerleri kullanılarak referans Au/n-InP ve Au/Pyronine-B/n-InP yapıları için $In(J_{0f}/T^2)$-1000/nT düzeltilmiş Richardson eğrileri, Şekil 4.15 ve 4.16'dan görüldüğü gibi sıcaklıkla lineer değişmektedir. Bu değişimlere en küçük kareler metoduyla fit edilen doğruların eğimleri ve ordinat eksenini kesim noktalarından elde edilen düz band engel yükseklikleri ve Richardson sabitleri sırasıyla $\Phi_b^f(T=0)$=0.577 eV, 0.588 eV ve A^*=49.39, 0.146 Acm^{-2}K^{-2} olarak bulundu. Düz bandın sıcaklık katsayısı dikkate alınarak düzeltilmiş Richardson sabiti (A^*) değeri ise, (2.74) denklemi kullanılarak her iki diyod için sırasıyla A^*_{corr}=0.1029 ve 0.01059 Acm^{-2}K^{-2} olarak belirlendi. Bu değerler n-InP için hesaplanan teorik değerle (9.4 AK^{-2}cm^{-2}) kıyaslandığında çok küçüktür.

Her iki yapı için elde edilen düzeltilmiş Richardson sabitlerinin teorik 9.4 AK^{-2}cm^{-2} değerinden çok farklı çıkması düşük ve yüksek engelli alanlardan ibaret olan ara yüzeydeki potansiyel dalgalanmalarıyla ve homojen olmayan engel yüksekliği ile açıklanabilir (Werner and Güttler 1993; Jones *et al*. 1999; Bandyopadhyay *et al*. 1999). Diğer taraftan, sıcaklığa bağlı akım-voltaj karakteristiklerinden elde edilen A^* değerinin teorik değerden farklı çıkması engelin yanal homojensizliğinden (lateral inhomogeneity) ve gerçek etkin kütle değerinin teorik olarak hesaplanan değerinden

farklı oluşundan kaynaklanabileceği Horwáth (1996) tarafından belirtilmektedir. Aynı zamanda, bu farklılığın sebebi değişik araştırmacılar tarafından (Song *et al*. 1986; Werner and Güttler 1993; Chand and Kumar 1995) uzaysal olarak homojen olmayan engel yükseklikleri, düşük ve yüksek engel alanlarını içeren ara yüzeydeki potansiyel dalgalanmaları olduğu da rapor edilmiştir.

Böylece, düşük sıcaklıklarda *I-V* eğrilerinin değerlendirilmesinde metal/yarıiletken ara yüzey inhomojenliği etkisini düzeltmek için flat band engel yüksekliği kavramı da yeterli değildir.

Sıcaklığa bağlı engel yüksekliği ve idealite faktörü değerlerinin beklenenden farklı çıkması ve klasik termoiyonik emisyon teorisinden sapmalar görülmesi, araştırmacıları yeni değerlendirme yolları bulmaya sevk etmiştir.

4.6. Homojen Olmayan Engel Analizi

Özellikle düşük sıcaklıklarda sıfır beslem engel yüksekliğindeki ciddi miktardaki azalma ve idealite faktöründeki artış, Song *et al*. (1986) tarafından önerildiği gibi ara yüzey yüklerinin tek düze olmayışı, ara yüzey tabakasının kompozisyonu ve kalınlığındaki değişimden ötürü engel yüksekliği homojensizliğinden kaynaklanmaktadır. Bahsedilen anormal davranışlar, ortalama engel yüksekliğinin ($\overline{\Phi}_b$) ve onun standart sapmasının karesinin (σ_s^2) sırasıyla

$$\overline{\Phi}_b = \overline{\Phi}_{b0} + \rho_2 V \tag{4.3}$$

ve

$$\sigma_s^2 = \sigma_{s0}^2 + \rho_3 V \tag{4.4}$$

şeklinde uygulama potansiyeliyle lineer değiştiği kabul edilerek geliştirilen bir teori ile açıklanmıştır (Werner and Güttler 1991, 1993; Zhu *et al*. 2000). Bu ifadede $\overline{\Phi}_{b0}$ ve

σ_{s0}^2, sırasıyla sıfır beslemdeki ortalama engel yüksekliği ve engel yüksekliği için standart sapma; ρ_2 ve ρ_3 ise voltaj katsayılarıdır. Bu teoriye göre, (2.57) ve (2.55) ifadelerinde Φ_{b0} engel yüksekliği ve *n* idealite faktörü yerine sırasıyla Φ_{ap} ve n_{ap} görünen sıfır beslem engel yüksekliği ve görünen idealite faktörü konularak diyod denklemi

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

şeklinde yazılabilir. Bu durumda J_0 akım yoğunluğu,

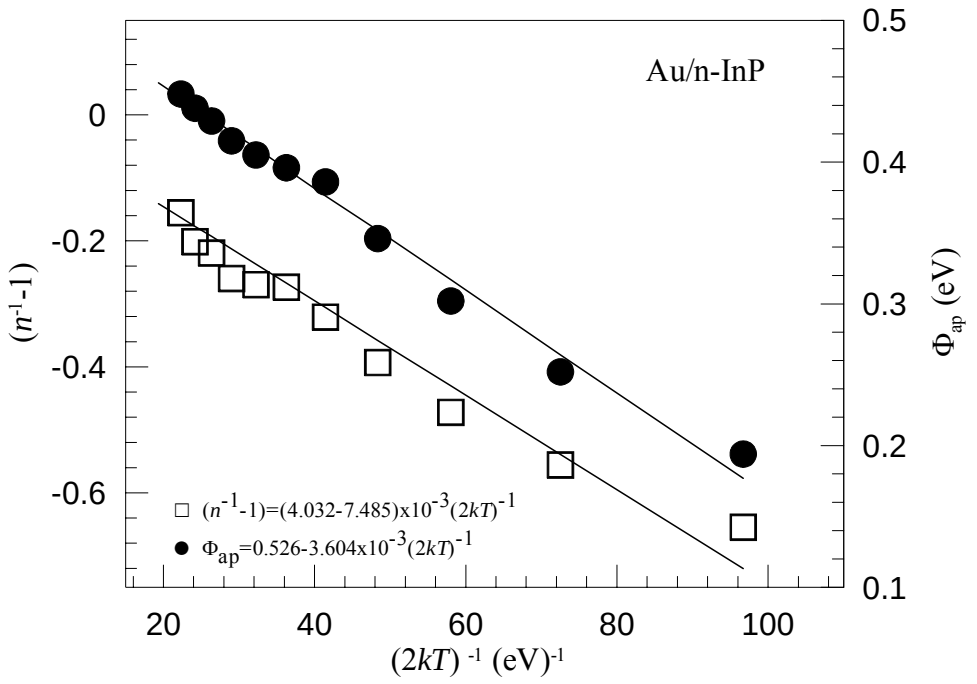
$$J_0 = \frac{I_0}{A} = A^* T^2 \exp\left(-\frac{q\Phi_{ap}}{kT}\right) \tag{4.6}$$

şeklini alır. Teorik olarak, görünen sıfır beslem engel yüksekliği (Φ_{ap}) ve görünen idealite faktörü (n_{ap}) için sırasıyla,

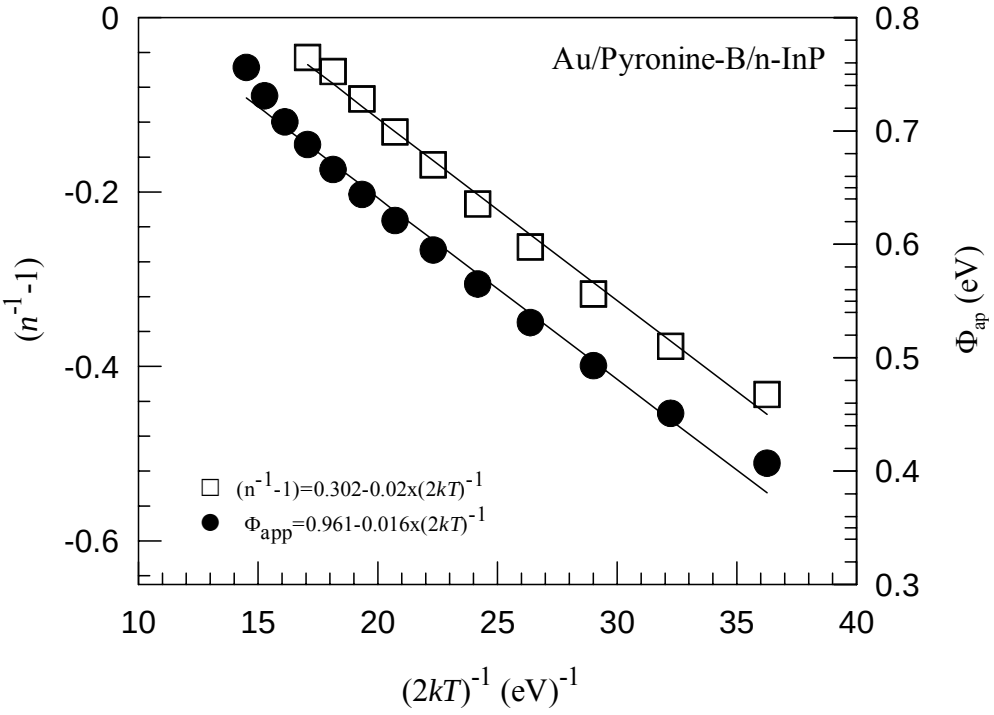
$$\Phi_{ap} = \overline{\Phi}_{b0} - \frac{q\sigma_{s0}^2}{2kT} \tag{4.7}$$

$$1/n_{ap}(T) - 1 = -\rho_1(T) = -\rho_2 + \frac{q\rho_3}{2kT} \tag{4.8}$$

ifadeleri kullanılabilir (Werner and Güttler 1991, 1993). (2.55) ve (4.6) ifadeleri aynı forma sahip olduğundan (4.5) ifadesi gözönüne alınarak deneysel verilerin değerlendirilmesi sonucunda (4.7) ve (4.8) ifadeleri ile verilen Φ_{ap} ve n_{ap} değerleri elde edilir. Bu durumda, Φ_{ap}-$(T)^{-1}$ ve $[(1/n_{ap})-1]$-$(T)^{-1}$ çizimlerinine fit edilen doğruların ordinat eksenini kesim noktaları ve eğimleri sırasıyla ortalama engel yüksekliği ve onun standart sapması ve ρ_2 ve ρ_3 voltaj katsayılarını verir. Şekil 4.17 ve



Şekil 4.17. Au/n-InP Schottky diyoduna ait [(1/*n*)-1] ve engel yüksekliğinin 1/(2*kT*) ye karşı değişimi



Şekil 4.18. Au/Pyronine-B/n-InP Schottky diyoduna ait [(1/*n*)-1] ve engel yüksekliğinin 1/(2*kT*) ye karşı değişimi

4.18'de bu çizimler verilmiştir. Bu çizimlerden ortalama engel yüksekliği ve onların standart sapmaları referans Au/n-InP ve Au/Pyronine-B/n-InP diyodu için sırasıyla $\overline{\Phi}_{b0}$=0.526eV, σ_{s0}=0.060 eV ve $\overline{\Phi}_{b0}$=0.961 eV, σ_{s0}=0.1264 eV olarak elde edildi. $\overline{\Phi}_{b0}$ ve σ_{s0} değerleri birbirleri ile kıyaslandığında, standart sapmanın ortalama engel yüksekliğinin $\approx$ %11 i olduğu görülmektedir. Standart sapma engel homojenliğinin bir ölçüsü olduğundan, standart sapma ne kadar düşük olursa homojen engel yüksekliğine o kadar çok yaklaşılır. σ_{s0} değerlerinin $\overline{\Phi}_{b0}$ ye nazaran küçük olmasına rağmen, bu değerler ara yüzeyde homojen olmayan durumu ifade eder. Bu homojensizlik ve potansiyel dalgalanmaları düşük sıcaklık akım-voltaj karakteristiklerine etki eder. Bu etki, özellikle Şekil 4.7 ve 4.8'de verilen Richardson eğrilerindeki nonlineer davranıştan sorumludur (Song *et al*. 1986; Zhu *et al*. 1999).

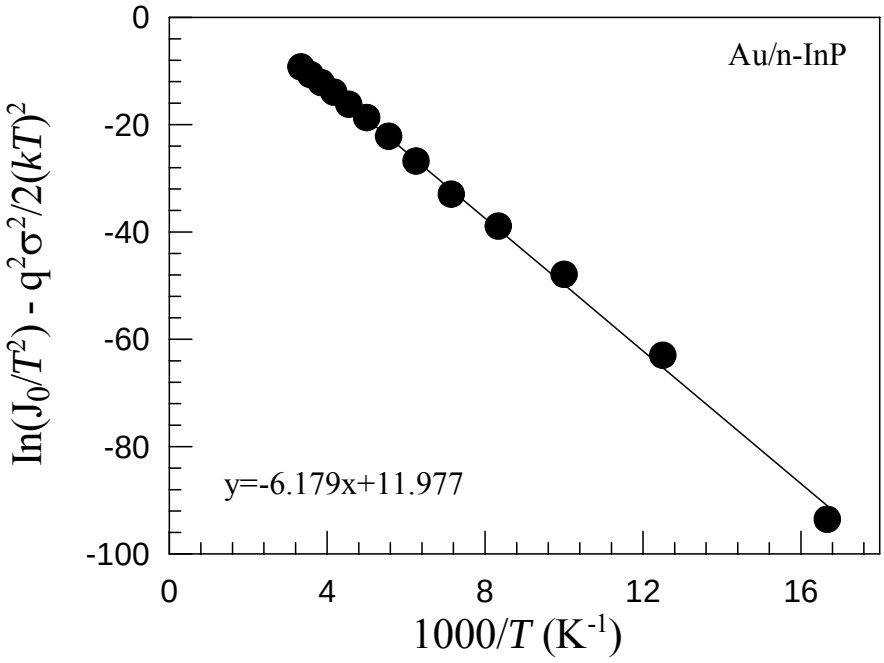
Şekil 4.17 ve 4.18'deki $[(1/n_{ap})-1]$-$(T)^{-1}$ çizimlerinde deneysel verilere fit edilen doğruların ordinat eksenini kesim noktasına ve eğimine tekabül eden voltaj katsayıları, referans Au/n-InP ve Au/Pyronine-B/n-InP diyodu için sırasıyla ρ_2=-4.032x10^{-3}; -0.302 ve ρ_3=$-$7.485x10^{-3}; -0.021 eV'tur. $[(1/n_{ap})-1]$-$(T)^{-1}$ çizimlerinin incelenen sıcaklık aralığında lineer davranışı, idealite faktörünün sıcaklıkla değişimine gaussian dağılımlı Schottky engelindeki voltaj deformasyonunun sebep olduğunu gösterir.

(4.8) ifadesi dikkate alındığında azalan sıcaklıkla idealite faktörünün artışındaki baskın rolün ρ_3 voltaj katsayısının negatif olmasından kaynaklandığı söylenebilir. Aynı zamanda ρ_2 katsayısının da negatif oluşu, uygulama gerilimi arttıkça engel yüksekliğinin ve dolayısıyla onun standart sapmasının azaldığını belirtir. Bu sonuçlar, uygulama voltajının engel yüksekliğindeki dalgalanmaları homojenize ettiğini (uygulama voltajı ne kadar artarsa engel yüksekliğindeki dalgalanma da o kadar daralır) belirtir. Bu durum, uygulama voltajı artışıyla etkin engelin maksimumunun yarıiletken gövde içine doğru kaydığı ve böylece engelin homojen bir dağılıma sahip olduğu şeklinde açıklanabilir.

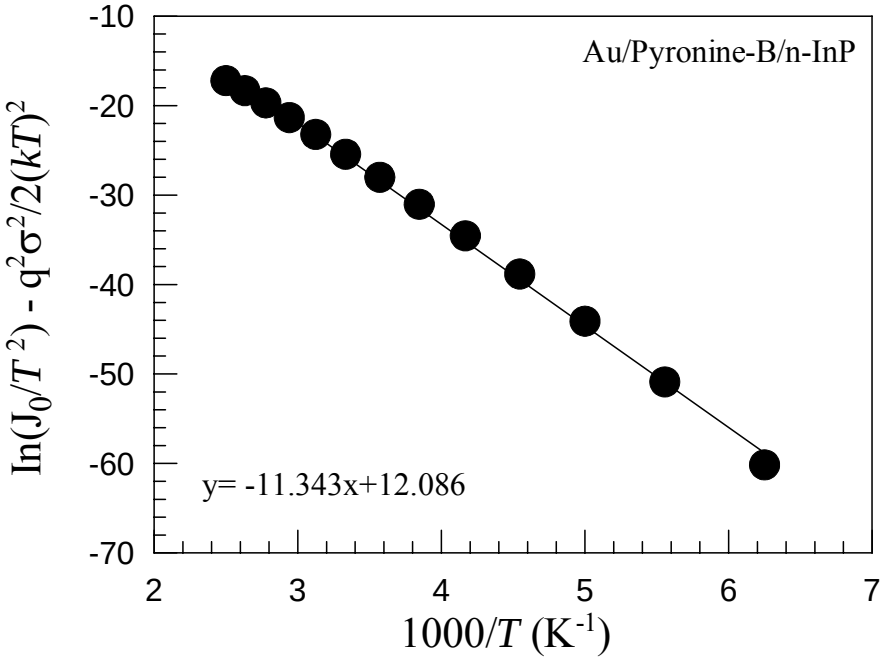
(4.6) ve (4.7) ifadeleri birleştirilerek inhomojen engel modelinde Richardson çizimleri

$$In\left(\frac{J_0}{T^2}\right)-\left(\frac{q^2\sigma_{s0}^2}{2k^2T^2}\right)=In\left(A^*\right)-\frac{q\overline{\Phi}_{b0}}{kT} \tag{4.9}$$

şeklinde modifiye edilebilir. Bu durumda, $[In(J_0/T^2)-(q^2\sigma_{s0}^2/2k^2T^2)]$-1000/$T$ çizimi, eğim ve ordinat eksenini kesim noktası sırasıyla $\overline{\Phi}_{b0}$ ortalama engel yüksekliği ve A^* Richardson sabitini veren lineer bir değişim sergiler. Şekil 4.19 ve 4.20'de referans Au/n-InP ve Au/Pyronine-B/n-InP diyodları için bu çizimler verilmiştir. (4.9) ifadesine göre modifiye edilmiş çizimlerdeki deneysel verilere en küçük kareler yöntemiyle fit edilen doğruların eğim ve ordinat eksenini kesim noktalarından elde edilen ortalama engel yüksekliği ve Richardson sabiti değerleri sırasıyla, $\overline{\Phi}_{b0}$=0.532, 0.988 eV ve A^*=15.90, 17.73 $AK^{-2}cm^{-2}$ dir. Richardson sabiti için elde edilen bu değerler n-InP için literatürde verilen 9.4 $AK^{-2}cm^{-2}$ değeriyle uyum içindedir. Bununla birlikte, referans Au/n-InP ve Au/Pyronine-B/n-InP diyodları için $[In(J_0/T^2)-(q^2\sigma_{s0}^2/2k^2T^2)]$-1000/$T$ Richardson çizimlerinden elde edilen ortalama engel yüksekliği değerlerinin ($\overline{\Phi}_{b0}$=0.532, 0.988 eV), Φ_{ap}-$(T)^{-1}$ çizimlerinden elde edilen $\overline{\Phi}_{b0}$=0.526, 0.961 eV'luk ortalama engel yüksekliği değerleriyle uyum içinde olması incelenen yapılar için gaussian dağılımlı engel yüksekliği modelinin geçerliliğini belirtir.



Şekil 4.19. Engel yüksekliklerinin Gaussian dağılımına göre Au/n-InP Schottky diyodunun modifiye edilmiş $In(J_0/T^2)-(q^2\sigma_{s0}^2/2k^2T^2)$ nin 1000/T ye karşı değişimi



Şekil 4.20. Engel yüksekliklerinin Gaussian dağılımına göre Au/Pyronine-B/n-InP Schottky diyodunun modifiye edilmiş $In(J_0/T^2)-(q^2\sigma_{s0}^2/2k^2T^2)$ nin 1000/T ye karşı değişimi

4.7. Akım Gerilim Karakteristiklerinde Cheung Fonksiyonlarının Kullanılması

TE teorisine göre doğru beslem için verilen temel akım denkleminden elde edilen Cheung fonksiyonları (denklem 2.92 ve 2.93) kullanılarak, sıcaklığa bağlı olarak nötral bölge seri direnci hesaplanabilir. Aynı zamanda, bu fonksiyonlar idealite faktörü ve engel yüksekliğinin tayininde ikinci bir alternatif teşkil eder.

d*V*/d(In*I*)-*I* çizimi, eğim ve ordinat eksenini kesim noktası sırasıyla R_s seri direncini ve *n* idealite faktörünü veren lineer bir değişim sergiler. Ayrıca, *H(I)*-*I* çizimi de eğimi ve ordinat eksenini kesim noktası sırasıyla R_s seri direncini ve Φ_b engel yüksekliğini veren lineer bir değişim sergiler. Referans Au/n-InP ve Au/Pyronine-B/n-InP yapıları için d*V*/d(In*I*)-*I* çizimleri Şekil 4.21 ve 4.22'de; *H*(*I*)-*I* çizimleri ise Şekil 4.23 ve 4.24'de verilmiştir. Bu çizimlerden elde edilen idealite faktörü, engel yüksekliği ve seri direnç değerleri Çizelge 4.2'de verilmiştir. Şekil 4.25-4.30'da ise Cheung fonksiyonlarından elde edilen seri direnç, idealite faktörü ve engel yüksekliklerinin sıcaklığa bağlı değişimleri çizilmiştir. Bu çizimlerde geleneksel *I*-*V* çizimlerinden elde edilen idealite faktörü ve engel yüksekliğinin sıcaklığa bağlı değişimlerine de yer verilmiştir.

Bu çizimlerden görüldüğü gibi Cheung fonksiyonlarında elde edilen idealite faktörü ve engel yüksekliğinin sıcaklıkla değişimi, *I*-*V* eğrilerinden elde edilenlerle benzer karakter göstermektedir.

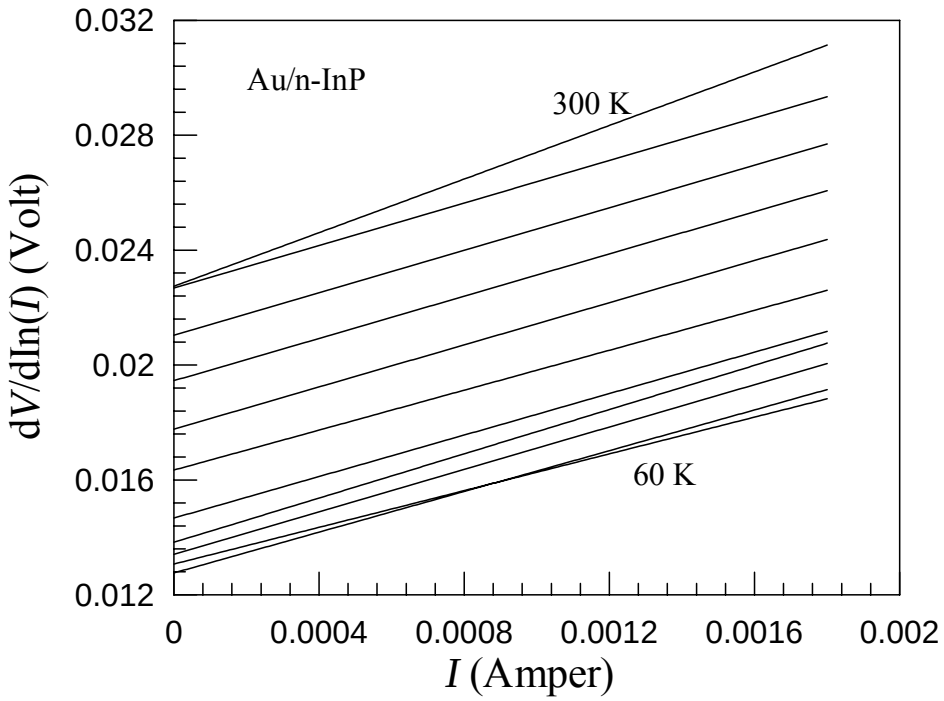
Şekil 4.25'de referans Au/n-InP diyodu için Cheung fonksiyonları kullanılarak elde edilen seri direncin sıcaklıkla değişimi görülmektedir. Referans Au/n-InP diyodu için seri direncin oda sıcaklığından düşük sıcaklıklara doğru inildikçe azaldığı, orta sıcaklık bölgesinde (240-140 K) yaklaşık sabit olduğu, düşük sıcaklıklarda ise(<100 K) tekrar artışa geçtiği görülmektedir. Şekil 4.26'da Au/Pyronine-B/n-InP diyoduna ait Cheung fonksiyonları kullanılarak elde edilen seri direncin artan sıcaklıkla azalıp daha sonra yükselişe geçtiği görülmektedir. Sıcaklıkla seri dirençteki artış ya da azalış serbest taşıyıcı yoğunluğunun artış ya da azalışının bir sonucu olarak yorumlanabilir (Chand

and Kumar 1996). Ayrıca sıcaklıkla iletim bandındaki taşıyıcı sayısının artması ya da azalması da seri direnci değiştirecektir.

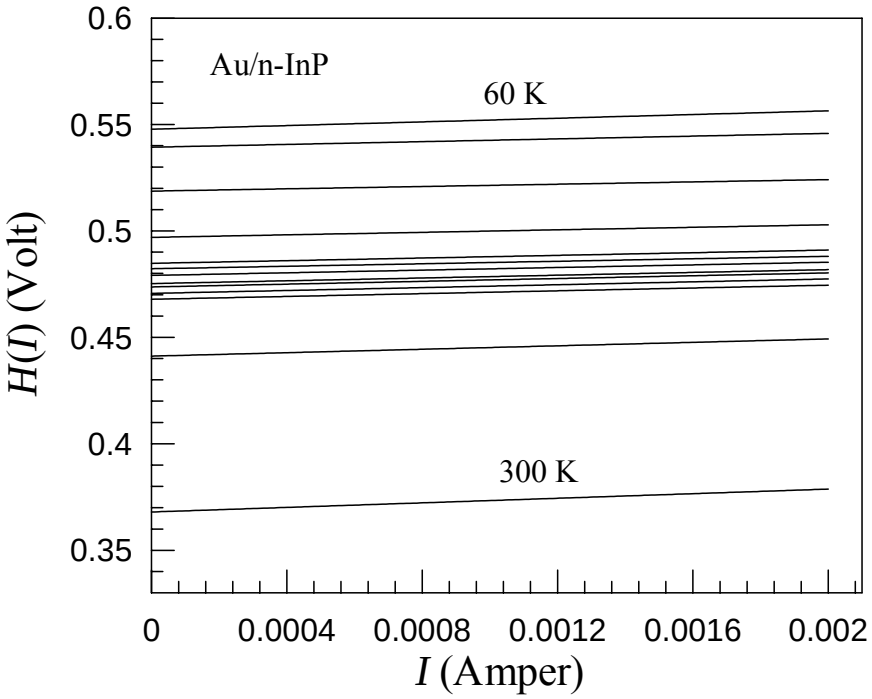
İdealite faktörü ve engel yükseklikleri ise geleneksel *I-V* karakteristiklerinden elde edilen değişime paralel bir karaktere sahiptir. Bu çizelge, değişik değerlendirme metodlarının arasındaki uyuma işaret eder.

Çizelge 4.2. Au/n-InP ve Au/Pyronine-B/n-InP diyodlarına ait Cheung fonksiyonları kullanılarak elde edilen diyod parametreleri

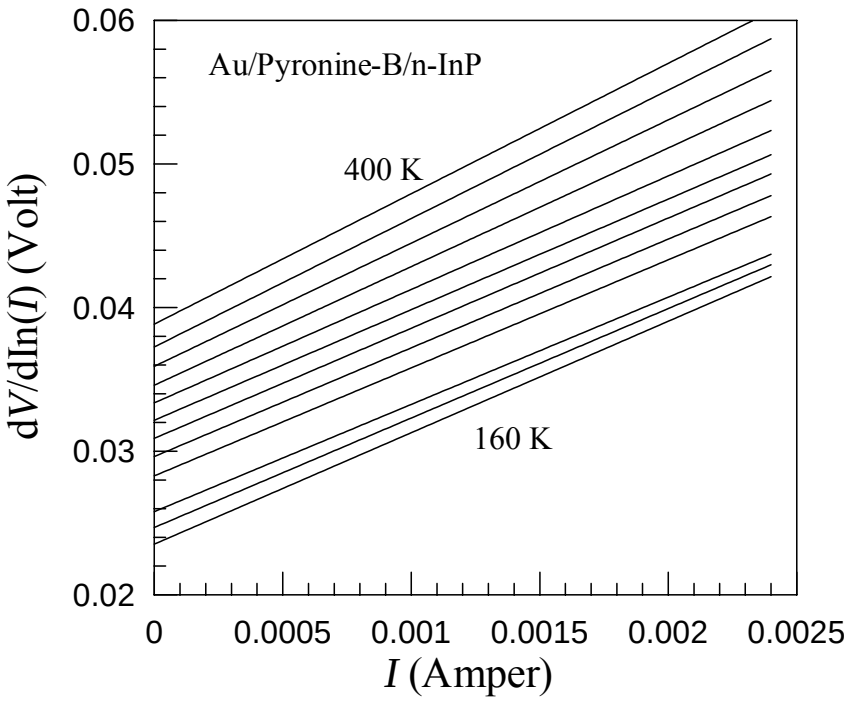
T (K)	Au/n-InP				T (K)	Au/Pyronine-B/n-InP			
	d*V*/dln(*I*)		*H*(*I*)-*I*			d*V*/dln(*I*)		*H*(*I*)-*I*	
	n	*R*s(Ω)	Φ_b (eV)	*R*s(Ω)		*n*	*R*s(Ω)	Φ_b (eV)	*R*s(Ω)
300	0.771	6.735	0.477	5.377	400	1.127	9.077	0.742	8.729
280	0.943	4.663	0.468	4.048	380	1.138	8.940	0.717	8.558
260	1.012	3.700	0.462	3.315	360	1.158	8.577	0.691	8.182
240	1.017	3.699	0.463	3.408	340	1.181	8.257	0.668	7.877
220	1.026	3.675	0.462	3.299	320	1.210	7.900	0.646	7.515
200	1.031	3.667	0.461	3.281	300	1.244	7.699	0.624	7.315
180	1.054	3.475	0.455	3.101	280	1.280	7.669	0.600	7.274
160	1.073	3.610	0.450	2.935	260	1.322	7.570	0.574	7.175
140	1.112	3.689	0.436	3.124	240	1.368	7.522	0.546	7.128
120	1.234	3.546	0.403	2.952	220	1.430	7.439	0.516	7.033
100	1.517	3.196	0.342	2.705	200	1.497	7.466	0.485	7.003
80	2.006	3.850	0.269	3.253	180	1.592	7.620	0.449	7.148
60	2.741	3.072	0.200	4.321	160	1.707	7.761	0.412	7.259



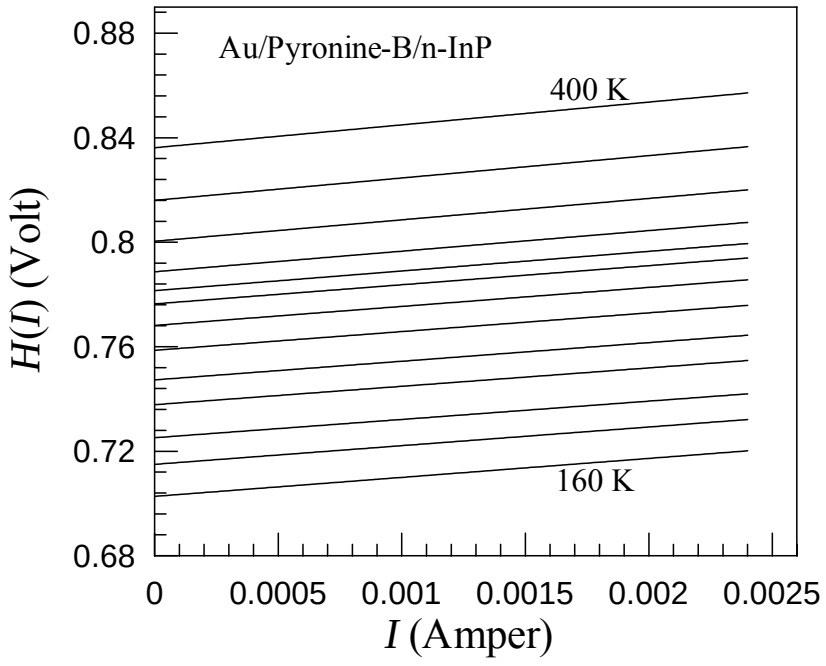
Şekil 4.21. Au/n-InP diyoduna ait sıcaklığa bağlı d*V*/dIn(*I*) nın *I* ya karşı değişimi



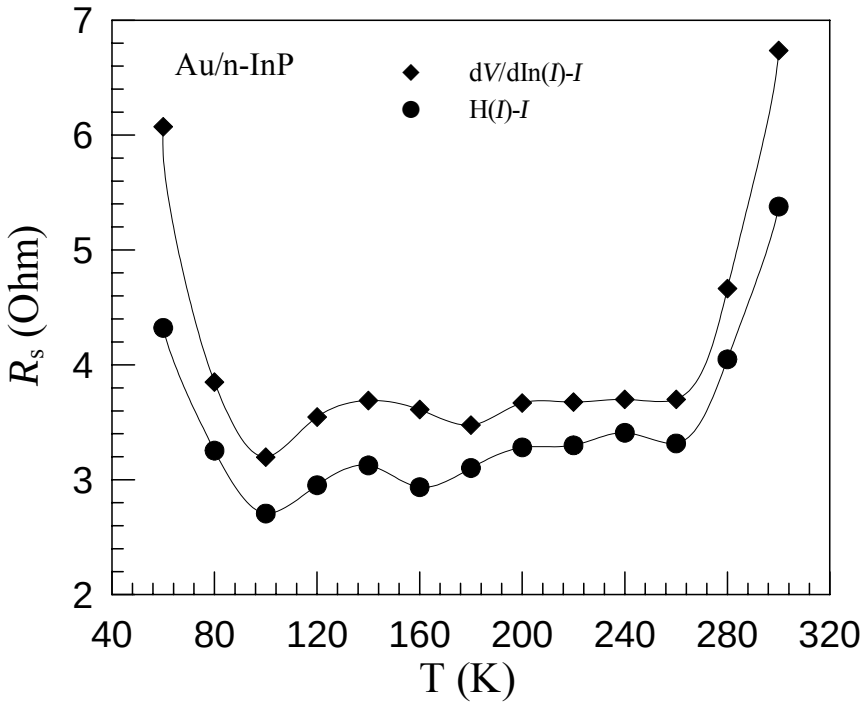
Şekil 4.22. Au/n-InP diyoduna ait sıcaklığa bağlı *H*(*I*) nın *I* ya karşı değişimi



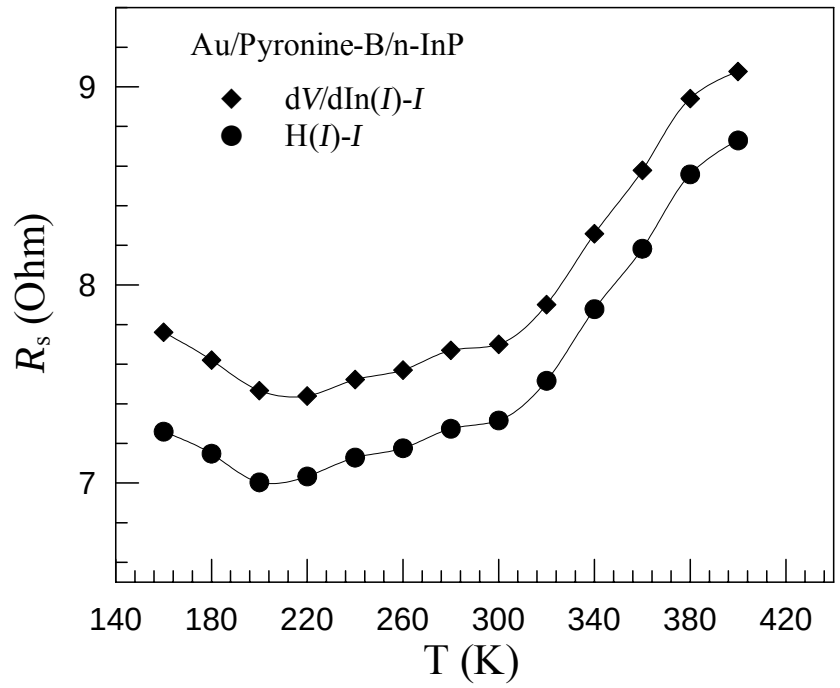
Şekil 4.23. Au/Pyronine-B/n-InP diyoduna ait sıcaklığa bağlı d*V*/dIn(*I*) nın *I* ya karşı değişimi



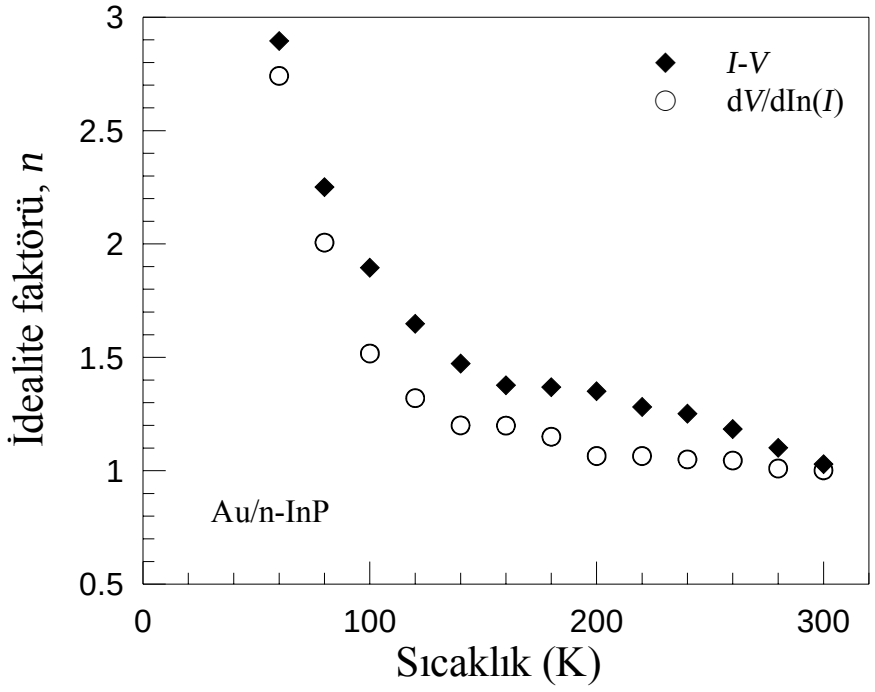
Şekil 4.24. Au/Pyronine-B/n-InP diyoduna ait sıcaklığa bağlı *H*(*I*) nın *I* ya karşı değişimi



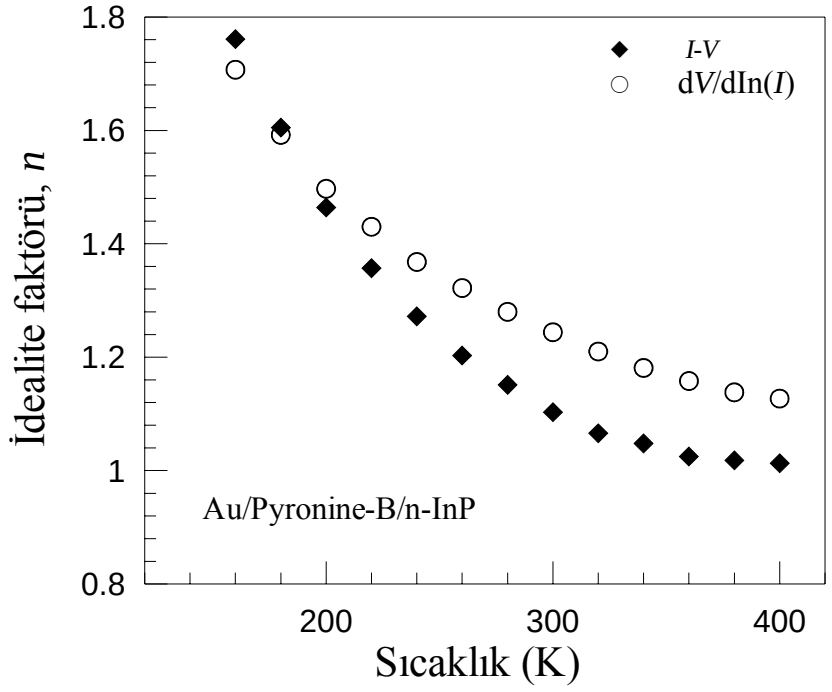
Şekil 4.25. Au/n-InP diyoduna ait Cheung fonksiyonlarından elde edilen seri direncin sıcaklıkla değişimi



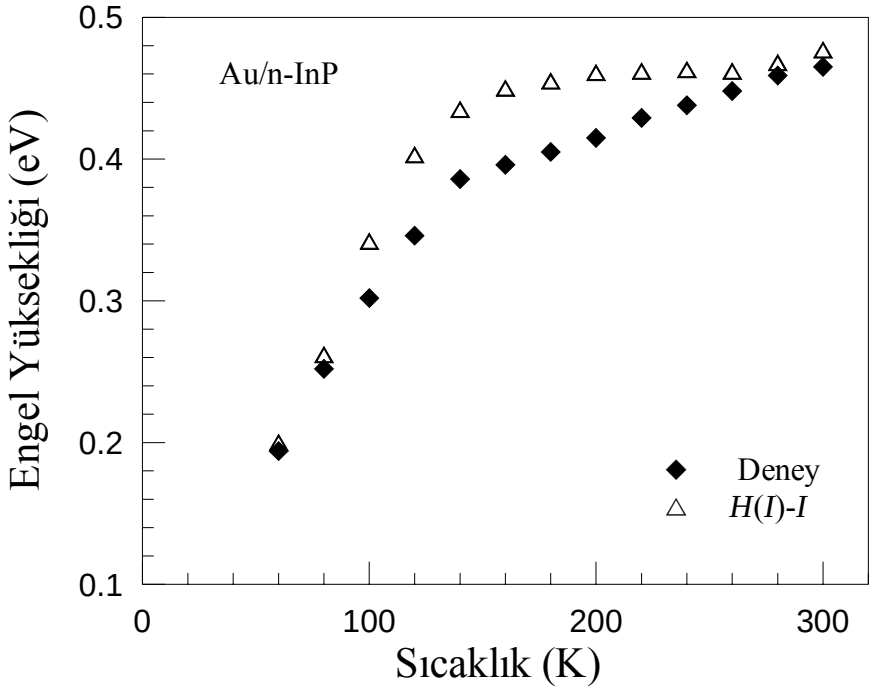
Şekil 4.26. Au/Pyronine-B/n-InP diyoduna ait Cheung fonksiyonlarından elde edilen seri direncin sıcaklıkla değişimi



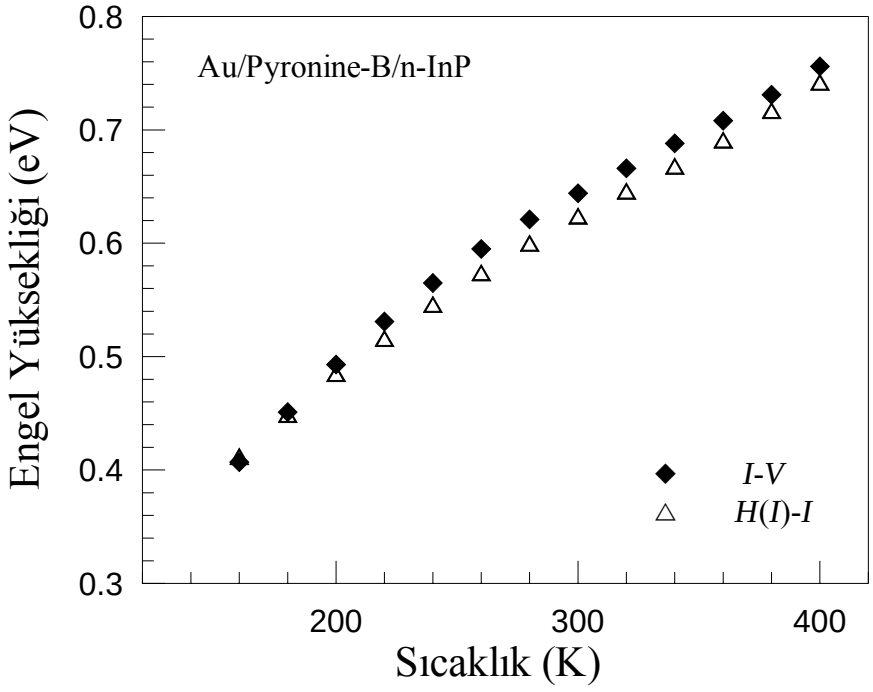
Şekil 4.27. Au/n-InP Schottky diyodu için geleneksel *I-V* karakteristikleri ve Cheung fonksiyonundan elde edilen idealite faktörlerinin sıcaklıkla değişimi



Şekil 4.28. Au/Pyronine-B/n-InP Schottky diyodu için geleneksel *I-V* karakteristikleri ve Cheung fonksiyonundan elde edilen idealite faktörlerinin sıcaklıkla değişimi



Şekil 4.29. Au/n-InP Schottky diyodu için geleneksel *I-V* karakteristikleri ve Cheung fonksiyonundan elde edilen engel yüksekliklerinin sıcaklıkla değişimi



Şekil 4.30. Au/Pyronine-B/n-InP Schottky diyodu için geleneksel *I-V* karakteristikleri ve Cheung fonksiyonundan elde edilen engel yüksekliklerinin sıcaklıkla değişimi

4.8. *C-V* (Kapasite-Gerilim) Ölçümleri ile Diyod Parametrelerinin Belirlenmesi

Bir Schottky diyodunun uzay yükü bölgesi kapasitesi, metal-yarıiletken arayüzeyin oluşumu hakkında önemli bilgiler verir. Kapasitenin ters beslem gerilimine bağlı olarak ölçülmesi durumunda, doğrultucu kontağa ait engel yüksekliği ve yarıiletkendeki taşıyıcı konsantrasyonu hesaplanabilir. Referans Au/n-InP ve Au/Pyronine-B/n-InP yapılarının ters beslem *C-V* ölçümleri 1 MHz uygulama frekansı ve 10 mV osilasyon geriliminde –2.0-0.0 *V* aralığında 20 K sıcaklık adımlarıyla alındı.

Bir Schottky diyod için uzay yükü bölgesi kapasitesi, (2.90) ifadesi ile verildiği üzere

$$C^{-2} = \frac{2(V_d + V_r - kT/q)}{\varepsilon_s \varepsilon_0 q A^2 N_i} \tag{4.10}$$

şeklindedir. Bu ifadede V_d, $C^{-2} - V$ verilerine fit edilen doğrunun $C^{-2} = 0$ için V eksenini kestiği noktadan elde edilen difüzyon potansiyeli, V_r ters beslem potansiyeli, A (=7.854x10^{-3} cm^2) etkin diyod alanı, ε_0 (=8.85x10^{-14} Fcm^{-1}) boşluğun dielektrik sabiti, ε_s (=12.4) yarıiletkenin dielektrik sabiti ve N_i telafi edilmeyen iyonlaşmış donor konsantrasyonudur. (4.10) ifadesinin V ye göre türevi alındığında,

$$\frac{d(C^{-2})}{dV} = \frac{2}{\varepsilon_s \varepsilon_0 q A^2 N_i} \tag{4.11}$$

elde edilir. (4.11) ifadesi N_i ye göre çözülürse,

$$N_i = \frac{2}{\varepsilon_s \varepsilon_0 q A^2 \dfrac{d(C^{-2})}{dV}} \tag{4.12}$$

bağıntısı elde edilir. Böylece, $C^{-2}-V$ çiziminin eğimi N_i konsantrasyonunu verir. Termal dengede n-tipi bir yarıiletkendeki elektron konsantrasyonu,

$$n_0 = N_c \exp\left(\frac{E_f - E_c}{kT}\right) \tag{4.13}$$

ile verilmektedir. Burada,

$$N_c = 2\left[\frac{2\pi m^* kT}{h^2}\right]^{3/2} \tag{4.14}$$

termal dengede iletkenlik bandındaki hal yoğunluğudur. n-InP için m^* (=0.078m_0) etkin kütle değeri kullanılarak oda sıcaklığında (T=300 K) N_c=5.4x10^{17} cm^{-3} olarak elde edilir.

n-tipi bir yarıiletken için $N_i \rangle\rangle n_i$ olacağı için $n_0 \cong N_i$ olur (Neamen 1992). Burada n_i, asal elektron konsantrasyonudur. Bu durumda (4.13) ifadesi,

$$Ni = N_c \exp\left(\frac{E_f - E_c}{kT}\right) \tag{4.15}$$

olarak elde edilir. (4.15) ifadesinin tabii logaritması alınacak olursa ve $E_c = 0$ yani iletkenlik bandı referans seviye olarak kabul edilirse E_f Fermi enerjisi,

$$E_f = \frac{kT}{q}\ln\left(\frac{Ni}{N_c}\right) \tag{4.16}$$

olarak elde edilir. *C-V* çiziminden elde edilecek engel yüksekliği,

$$\Phi_b(C-V) = V_d + \frac{kT}{q}\left[1 + \ln\frac{N_c}{N_i}\right] \tag{4.17}$$

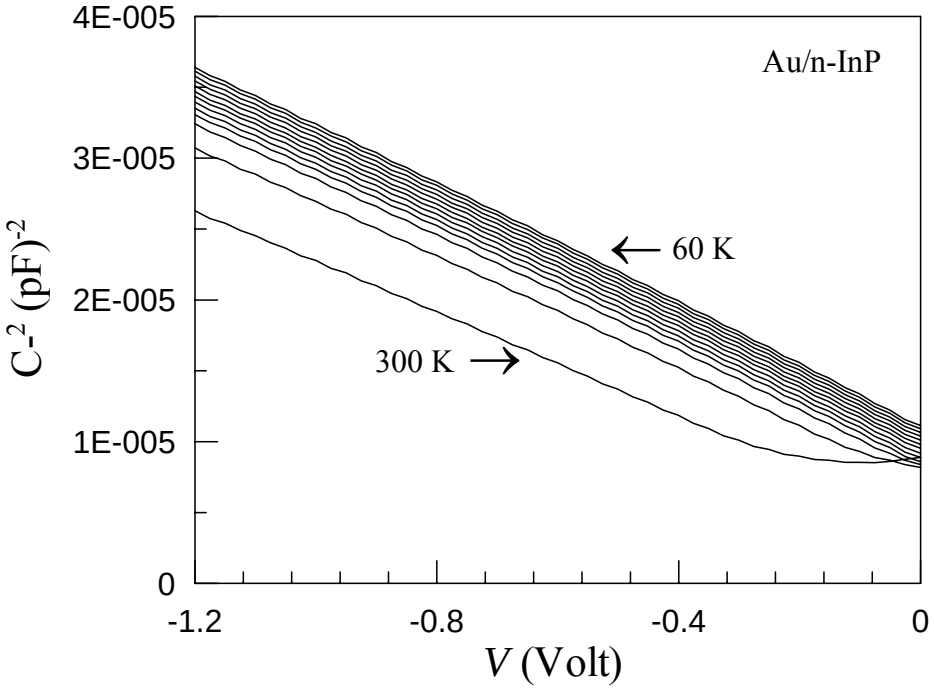
ile verilir.

Şekil 4.31 ve 4.32'de sırasıyla referans Au/n-InP ve Au/Pyronine-B/n-InP yapılarına ait *f*=1 MHz'de sıcaklığa bağlı $C^{-2}-V$ çizimleri verilmiştir. Her iki yapı için kapasite artan sıcaklıkla artmaktadır. $C^{-2}-V$ değişimlerinin lineer tabiatı, arayüzey hallerinin ve inversiyon tabakası yüklerinin 1 MHz frekanstaki a.c. sinyalini takip etmemesi dolayısıyla bu yüklerin kapasiteye katkılarının çok çok küçük olduğunu belirtir. Her bir sıcaklık için ekstrapole edilmiş $C^{-2}-V$ doğrularının kesim noktası ve eğimlerinden V_d ve N_i değerleri elde edildi. Böylece, bu değerler (4.17) ifadesinde yerine konularak her bir sıcaklık için $\Phi_b(C-V)$ engel yükseklikleri hesaplandı. Elde edilen fiziksel parametreler Çizelge 4.3'de verilmiştir.

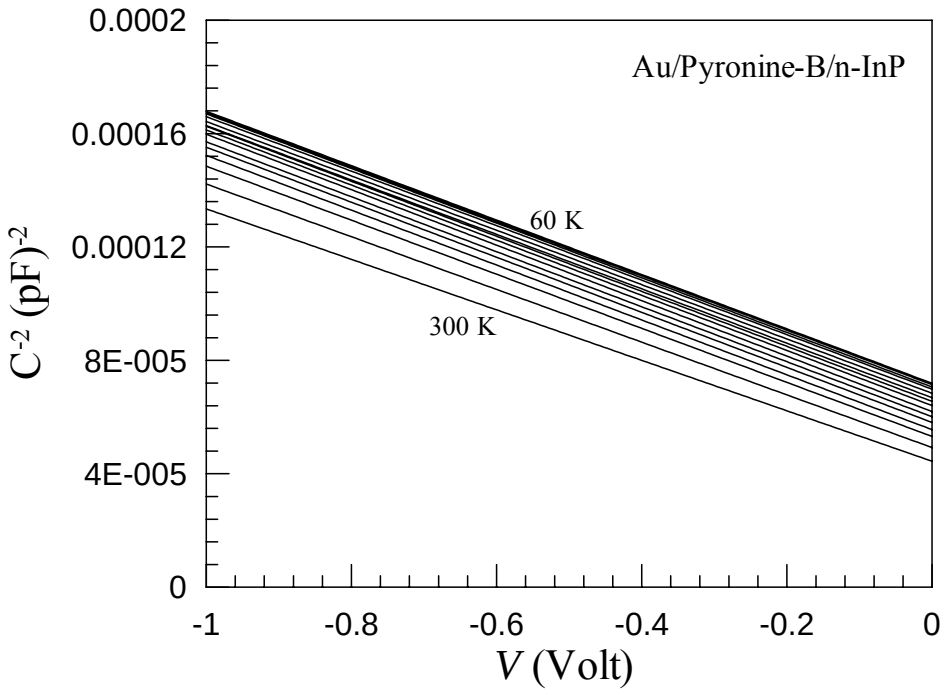
Şekil 4.33 ve 4.34'de sırasıyla referans Au/n-InP ve Au/Pyronine-B/n-InP yapıları için $\Phi_b(C-V)$ engel yüksekliklerinin sıcaklıkla değişimleri verilmiştir. Kıyaslama için bu çizimlerde *I-V* ölçümlerinden elde edilen engel yüksekliklerine de yer verilmiştir. Şekil 4.33 ve 4.34'den görüldüğü gibi *C-V* ölçümlerinden elde edilen engel yükseklikleri, azalan sıcakla artarken, *I-V* ölçümlerinden elde edilen engel yükseklikleri azalmaktadır. Referans Au/n-InP ve Au/Pyronine-B/n-InP diyodları için $\Phi_b(C-V)$ engel yüksekliğinin sıcaklık katsayıları sırasıyla $\alpha = -1.631\text{x}10^{-4}$ ve $-4.681\text{x}10^{-4}$ eVK^{-1} olarak elde edildi. Bulunan sıcaklık katsayıları kesim 4.5'de zikredilen düz-band engel yüksekliğinin sıcaklık katsayısıyla, InP yarıiletkeninin yasak enerji aralığının sıcaklık katsayısıyla ($\alpha(E_g) = -4\text{x}10^{-4}$ eVK^{-1}) (Tsay *et al*. 1972) ve Song *et al*. (1986) tarafından imal edilen Al/p-InP yapısı için rapor edilen $\Phi_b(C-V)$ engel yüksekliğinin sıcaklık katsayısı (-3.3x10^{-4} eV/K^{-1}) ile uyum içerisindedir. Engel yüksekliğinin sıcaklık katsayılarının InP'ın yasak enerji aralığının sıcaklık katsıyısına yaklaşık eşit oluşu, engel yüksekliğinin InP'ın yasak enerji aralığının sıcaklıkla değişimine paralel bir değişim sergilediği şeklinde değerlendirilebilir.

Çizelge 4.3. Au/n-InP ve Au/Pyronine-B/n-InP yapıları için *f*=1 MHz'de C^{-2}-*V* değişimlerinden elde edilen temel diyod parametreleri

Sıcaklık (K)	*I-V* (Au/n-InP)				*I-V* (Au/Pyronine-B/n-InP)			
	V_d (V)	E_f (eV)	N_d (cm^{-3})	Φ_b (eV)	V_d (V)	E_f (eV)	N_d (cm^{-3})	Φ_b (eV)
60	0.501	9.14E-3	9.049E+15	0.510	0.501	9E-3	8.341E+15	0.736
80	0.491	0.015	8.856E+15	0.506	0.491	0.015	8.358E+15	0.733
100	0.482	0.022	8.759E+15	0.503	0.482	0.022	8.387E+15	0.731
120	0.473	0.029	8.672E+15	0.502	0.473	0.029	8.441E+15	0.728
140	0.461	0.036	8.609E+15	0.498	0.491	0.036	8.462E+15	0.726
160	0.452	0.044	8.532E+15	0.496	0.659	0.065	1.897E+15	0.724
180	0.444	0.053	8.462E+15	0.497	0.633	0.076	1.885E+15	0.709
200	0.433	0.061	8.441E+15	0.494	0.620	0.087	1.902E+15	0.707
220	0.423	0.070	8.387E+15	0.492	0.599	0.099	1.899E+15	0.697
240	0.413	0.078	8.358E+15	0.491	0.574	0.110	1.906E+15	0.684
260	0.404	0.087	8.341E+15	0.491	0.558	0.122	1.934E+15	0.679
280	0.385	0.095	8.305E+15	0.471	0.530	0.133	1.984E+15	0.663
300	0.259	0.103	8.269E+15	0.456	0.499	0.144	2.072E+15	0.643



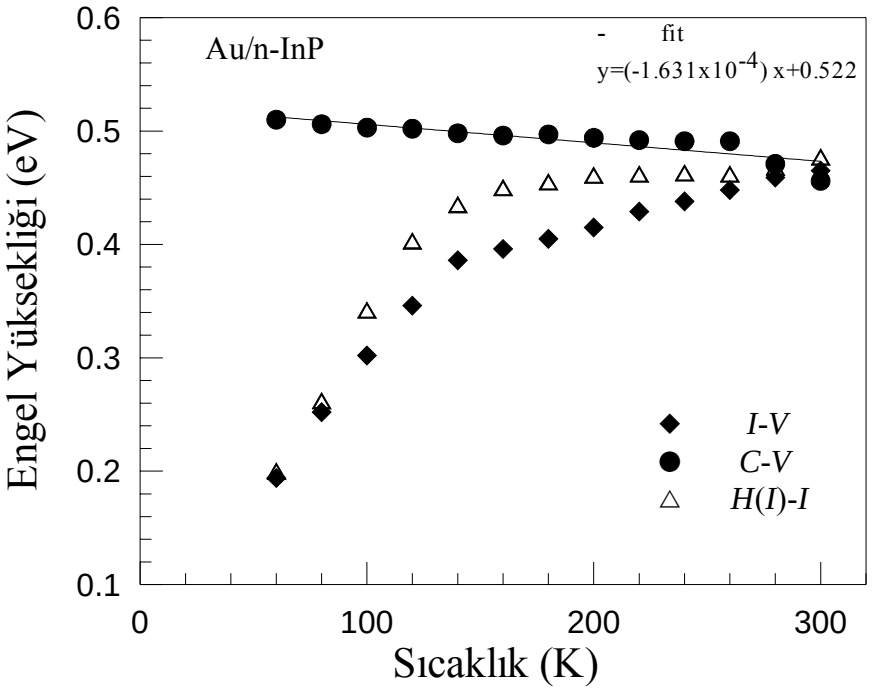
Şekil 4.31. Au/n-InP Schottky diyoduna ait *f*=1 MHz de sıcaklığa bağlı ters beslem durumunda C^{-2}-*V* değişimi



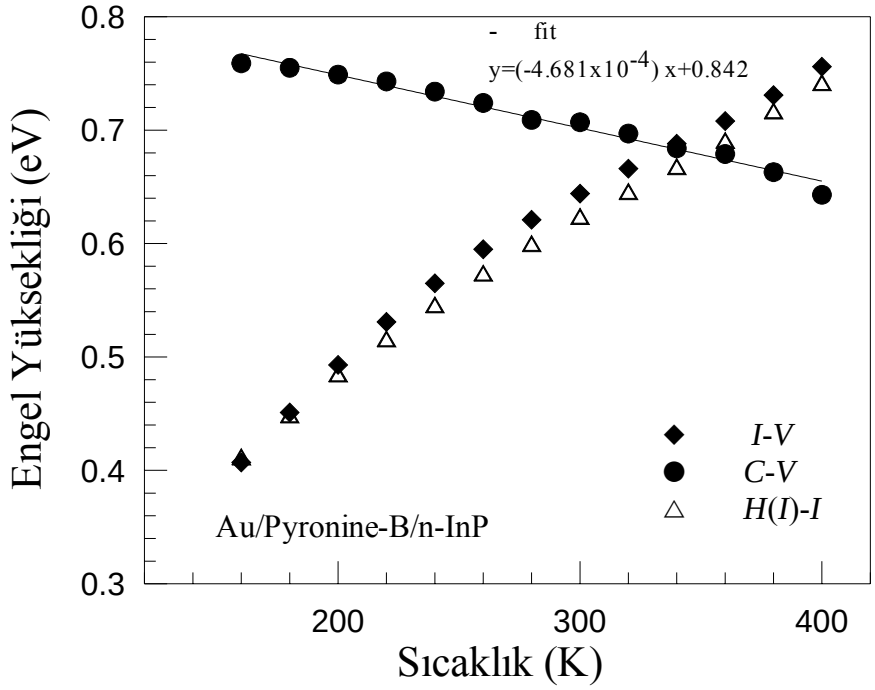
Şekil 4.32. Au/Pyronine-B/n-InP Schottky diyoduna ait *f*=1 MHz de sıcaklığa bağlı ters beslem durumunda C^{-2}-*V* değişimi

Diğer taraftan, yine Şekil 4.33 ve 4.34'den görüldüğü gibi *C*-*V* ölçümlerinden elde edilen engel yükseklikleri ilgilenilen sıcaklık aralığında geleneksel *I*-*V* değişimlerinden ve Cheung fonksiyonlarından elde edilen engel yüksekliklerinden daha büyüktür. Farklı tekniklerle tayin edilen engel yüksekliklerinin farklı oluşunun arayüzeydeki yüzey kontaminasyonu, derin kirlilik seviyeleri, ara yüzeyde yalıtkan tabakanın varlığı, kuantum mekaniksel tünelleme, imaj kuvvet düşmesi ve kenar sızıntı akımları gibi sebeplerden kaynaklandığına dair literatürde çeşitli spekülasyonlar mevcuttur (Van der Ziel 1968; Sze 1981; Rhoderick and Williams 1988; Tung 1992).

Diğer taraftan, *I*-*V* ve *C*-*V* ölçüm tekniklerinin farklı oluşu ölçülen engel yüksekliği değerlerinin farklı oluşuna temel teşkil eder. *C*-*V* ölçümleri, diyoddaki impedans ölçümlerine dayanır. Devre elemanının kapasitesi, uygulama geriliminin fonksiyonu olarak değişir. Homojen bir engele sahip devre elemanında kapasite, deplasyon bölgesinin genişliği ile orantılıdır. *C* kapasitesi, ω frekanslı $dE/dt = i\omega C$ akımından kaynaklanır. Bu akım, zamanla periyodik olarak, uzay yükü bölgesinin genişliğinde bir



Şekil 4.33. Au/n-InP Schottky diyodu için *I-V*, *C-V* ve Cheung fonksiyonu grafiklerinden elde edilen engel yüksekliklerinin sıcaklıkla değişimi



Şekil 4.34. Au/Pyronine-B/n-InP Schottky diyodu için *I-V*, *C-V* ve Cheung fonksiyonu grafiklerinden elde edilen engel yüksekliklerinin sıcaklıkla değişimi

değişime neden olur. Uzay yükü bölgesinin genişliği, metal-yarıiletken ara yüzeyde oluşan ortalama elektrik alanına bağlıdır. Metal-yarıiletken ara yüzeyindeki kısa dalga boylu potansiyel değişimleri, uzay yükü bölgesinin kenarında sınırlanır. Böylece, C kapasitesinin uzay yükü bölgesinin genişliğinden daha küçük potansiyel değişimlerine hassasiyeti azalacaktır. Bu durumda, kapasitans ölçümlerinde sadece ortalama V_d ve Φ_b değerlerinin ölçülmesi beklenir. Öte yandan, ara yüzeydeki d.c. akımının Φ_b ye üstel olarak bağlı oluşundan dolayı akım ara yüzeydeki engel dağılımına daha çok duyarlıdır. Engel yüksekliğinde meydana gelebilecek herhangi bir uzaysal değişim, akımın tercihli olarak minimum engelden geçmesine neden olacaktır. Bundan dolayı, Schottky diyodlarda kapasite-voltaj karakteristiklerinden bulunan engel yüksekliklerinin, akım-voltaj karakteristiklerinden bulunan engel yüksekliklerinden daha büyük olması beklenen bir durumdur (Werner and Güttler 1991).

5. SONUÇ

Schottky diyodlar elektronik sanayisinde kullanılan elektronik devre elemanlarının temelini teşkil eder. Giriş bölümünde de işaret edildiği gibi, elektronik devre elemanlarından, güneş pilleri, MESFET, HEMT, JFET, OP-AMP, LED, çeşitli dedektörler, genellikle hızlı anahtarlama uygulamaları ve mikro dalga karıştırıcı devre elemanları olarak Schottky kontaklardan yani metal-yarıiletken kontaklardan faydalanılmaktadır. Ayrıca, Schottky kontakların sensör olarak geniş bir kullanım alanı da vardır. Bu devre elemanlarında genellikle p veya n tipi Si, GaAs ve InP gibi yarıiletkenlerle çalışılmaktadır.

n-InP Schottky diyodlar yüksek hız ve güç yoğunluğu gerektiren elektronik ve optoelektronik devre elemanlarının üretiminde kullanılmaktadır. Bununla birlikte, metal/n-InP kontakların düşük engel yüksekliği ve yüksek sızıntı akımı sergilemeleri n-InP yarıiletkeninin bu alanlardaki kullanımını sınırlamaktadır. Metal/n-InP kontakların bu eksikliklerinin giderilmesi amacıyla bir çok araştırmacı tarafından çok sayıda teknik uygulamaya konmuş ve bazılarında başarı sağlanmıştır. Düşük engel yüksekliği, büyük ters beslem sızıntı akımı ve oluşturulan devre elemanlarının kararlılıktan yoksun oluşu gibi problemlerin üstesinden gelmek amacıyla metal-yarıiletken arasında ince bir ara yüzey tabakasının kasıtlı olarak oluşturulması Metal/n-InP yapılar üzerinde iyileştirici rol oynadığı bilinmektedir.

Bu çalışmada, Au/n-InP Schottky yapısının engel yüksekliğinin modifikasyonu için organik Pyronine-B bileşiği ile Au/ Pyronine-B/n-InP yapısı oluşturuldu. Referans Au/n-InP ve Au/Pyronine-B/n-InP yapılarının imali için 500 μm kalınlıklı (100) yönelimli n-tipi InP kristali kullanıldı. 2 inç çaplı dilimden kesilen 15x15 mm^2 boyutlu numune gerekli kimyasal işlemler uygulanarak temizlendi. Omik kontak, numunenin parlatılmamış yüzeyine Au-Ge metalizasyonu ve 300 ^oC de 5 dakika azot gazı akışı altında tavlanarak oluşturuldu. İki eşit parçaya bölünen numunenin parlatılmış yüzüne damlatılmış Pyronine-B çözeltisinden dönel kaplama tekniği kullanılarak çözücünün

uzaklaştırılması suretiyle numune yüzeyinde homojen kalınlıklı ince bir film tabakası oluşturulduktan sonra her iki parça üzerinde referans Au/n-InP ve ara yüzeyli Au/Pyronine-B/n-InP Schottky diyodları imal edildi.

Hazırlanan Au/n-InP ve Au/Pyronine-B/n-InP yapıların *I-V* ve *C-V* ölçümleri sıcaklığa bağlı olarak alındı. Oda sıcaklığında Au/Pyronine-B/n-InP yapısının engel yüksekliği referans Au/n-InP yapısınınkine göre yaklaşık 0.18 eV arttığı gözlenirken 1.103 ideaite faktörü ile diyodun ideallik sınırı içinde kaldığı gözlendi. Deneysel *I-V* verilerinden elde edilen engel yüksekliklerinin artan sıcaklıkla artartığı, idealite faktörlerinin ise azaldığı belirlendi. Her iki diyod için lineer olmayan davranış sergileyen geleneksel Richardson çizimlerinin lineer kısımlarına yapılan fitlerden aktivasyon enerjileri ve Richardson sabitleri sırasıyla 0.35, 0.32 eV ve 0.848, 3.04×10^{-5} $AK^{-2}cm^{-2}$ olarak elde edildi.

Artan sıcaklıkla engel yüksekliğinin artarması ve idealite faktörünün azalması ve Richardson çizimlerindeki lineer olmayan davranış; imaj kuvvet düşme etkisi, termoiyonik alan emisyonu etkisi, düz-band engel yüksekliği ve gaussian dağılıma sahip homojen olmayan engel yüksekliği göz önünde bulundurulmak suretiyle detaylı olarak irdelendi. İmaj kuvvet düşme etkisi dikkate alınarak yapılan incelemede Au/n-InP ve Au/Pyronine-B/n-InP diyodları için en düşük ölçüm sıcaklıklarında elde edilen teorik idealite faktörü değerleri (sırasıyla, 60 K için 1,024; 160 K için 1.014) 60 ve 160 K için deneysel verilerden elde edilen (2.895 ve 1.761) idealite faktörü değerlerinden oldukça küçük bulundu. Engel boyunca gerçekleşen Termoiyonik Emisyon (TE) teorisi ve düz-band engel yüksekliği dikkate alınarak elde edilen Richarson sabitlerinin teorik değerle herhangi bir uyum göstermemesi, başka modelleri göz önünde bulundurmayı teşvik etti.

Termoiyonik Alan Emisyon (TAE) etkisi gözönünde bulundurulduğunda referans Au/n-InP ve Au/Pyronine-B/n-InP diyodları için elde edilen idealite faktörü değerleri sırasıyla, 60 ve 300 K için 1.049 ve 1.002; 160 ve 400 K için 1.007 ve 1.001 dir. Bu değerlerin 60 ve 160 K için deneysel olarak elde edilen idealite faktörü değerlerinden (2.895 ve 1.761) oldukça küçük oluşu, TAE etkisinin ilgilenilen sıcaklık aralığında idealite faktörünün azalan sıcaklıkla artışında önemli bir role sahip olmayacağını

belirtmektedir. Diğer taraftan, deneysel veriler Horváth *et al.* (1994) tarafından TAE etkisi dikkate alınararak bu değişimlerin sebebinin izahı için ileri sürülen diğer bir modelle değerlendirildi. Engel yüksekliğinin voltaj katsayısının β=0 ve $\beta \neq 0$ olması durumunda elde edilen E_{00} karakteristik enerji değerlerinin teorik değerlerden büyük oluşu bu modelin de uygulanabilirliğini sınırlamaktadır.

Gaussian dağılıma sahip homojen olmayan engel modeli kullanılarak Au/n-InP ve Au/Pyronine-B/n-InP yapıları için ortalama engel yüksekliği ve bu engel yüksekliğinin standart sapmaları Φ_{ap}-$(T)^{-1}$ çizimlerinden $\overline{\Phi}_b$=0.526, 0.961 eV ve σ_{s0} = 0.060, 0.126 eV olarak elde edildi. Ayrıca, gaussian dağılım teorisi kullanılarak modifiye edilen Richardson çizimlerinden ortalama engel yüksekliği ve Richardson sabiti değerleri sırasıyla $\overline{\Phi}_b$=0.532, 0.988 eV ve A^*=15.90, 17.73 $AK^{-2}cm^{-2}$ olarak elde edildi.

Richardson sabiti için elde edilen bu değerler diğer modellerde elde edilenlere nazaran n-InP için literatürde verilen 9.4 $AK^{-2}cm^{-2}$ değeriyle uyum içindedir. Ayrıca, referans Au/n-InP ve Au/Pyronine-B/n-InP diyodları için $[In(J_0/T^2)-(q^2\sigma_{s0}^2/2k^2T^2)]$-1000/$T$ Richardson çizimlerinden elde edilen ortalama engel yüksekliği değerlerinin ($\overline{\Phi}_{b0}$=0.532, 0.988 eV), Φ_{ap}-$(T)^{-1}$ çizimlerinden elde edilen $\overline{\Phi}_{b0}$=0.526, 0.961 eV'luk ortalama engel yüksekliği değerleriyle uyum içinde olması incelenen yapılar için gaussian dağılımlı engel yüksekliği modelinin diğer modellere nazaran geçerliliğini artırmaktadır. Diğer taraftan, $\Phi_b(C-V)$ engel yüksekliklerinin sıcaklık katsayılarının InP'ın yasak enerji aralığının sıcaklık katsayısına yaklaşık eşit oluşu, engel yüksekliğinin InP'ın yasak enerji aralığının sıcaklıkla değişimine paralel bir değişim sergilediği şeklinde değerlendirilebilir.

Ayrıca, Cheung fonksiyonları kullanılarak $H(I)$-I ve dV/dln$I$-I eğrilerinden elde edilen seri direnç (Rs), engel yüksekliği (Φ_b) ve idealite faktörü (n) değerleri ve bunların sıcaklıkla değişimleri geneksel I-V karakteristiklerinden elde edilenlerle karşılaştırıldı. İdealite faktörü ve engel yüksekliklerinin geleneksel I-V karakteristiklerinden elde

edilen değişime paralel bir karaktere sahip olması değişik değerlendirme metodları arasındaki uyumun ve bu metodların uygulanabilirliğinin bir ölçüsü olarak değerlendirildi.

1 MHz frekans değerinde Au/n-InP ve Au/Pyronine-B/n-InP yapılarının kapasite-voltaj (*C-V*) ölçümlerinden artan sıcaklıkla kapasitenin arttığı belirlendi. *C-V* verilerinin değerlendirilmesi sonucunda Au/n-InP ve Au/Pyronine-B/n-InP yapılarının oda sıcaklığındaki engel yükseklikleri sırasıyla 0.456, 0.643 eV olarak elde edildi. Bu değerler, metal/InP arayüzeyinde organik Pyronine-B arayüzey tabakasının engel yüksekliğinde $\Delta\Phi_b(C-V)$=0.187 eV'luk bir artışa sebep olduğunu söyler. $\Phi_b(C-V)$ engel yüksekliğindeki 0.187 eV'luk bu artış, geleneksel *I-V* karakteristiklerinden elde edilen $\Delta\Phi_b(I-V)$=0.180 eV değeriyle uyum içindedir.

I-V ve *C-V* ölçümlerinden elde edilen engel yüksekliklerinin sıcaklıkla değişimleri, diğer Schottky tabanlı yapılarda olduğu gibi, ters bir trende sahiptir: $\Phi_b(C-V)$ engel yükseklikleri, azalan sıcakla artarken $\Phi_b(I-V)$ engel yükseklikleri azalmaktadır. Farklı tekniklerle tayin edilen engel yüksekliklerinin farklı oluşuna arayüzeydeki yüzey kontaminasyonu, derin kirlilik seviyeleri, ara yüzeyde yalıtkan tabakanın varlığı, kuantum mekaniksel tünelleme, imaj kuvvet düşmesi ve kenar sızıntı akımları gibi etkiler sebep olduğu bilinmektedir. Diğer taraftan, *I-V* ve *C-V* ölçüm tekniklerinin temelde farklı oluşu ölçülen engel yüksekliği değerlerinin farklı oluşun diğer bir sebebidir.

Sonuç olarak, yapılan çalışmada Au/n-InP yapısının ters beslem sızıntı akımı organik Pyronine-B arayüzey tabakası vasıtasıyla dikkate değer bir şekilde düşürülerek engel yüksekliği 0.180 eV değerinde artırıldı. Karakteristik diyod parametrelerinin sıcaklığa bağlı değişimlerinin tatmin edici açıklaması, diyod akımının gaussian dağılıma sahip bir engelden TE yoluyla sağlandığını öngören teoriyle yapıldı

KAYNAKLAR

Abay, B., Çankaya, G., Güder, H. S., Efeoğlu, H. and Yoğurtçu, Y. K. 2003. Barrier characteristics of Cd/p-GaTe Schottky diodes based on I-V-T measurements. Semicond Sci. Technol. 18, 75-81.

Ahaitouf, A., Bath A., Losson, E. and Abarkan, E., 1998. Stability of sulfur-treated n-InP Schottky structures, studied by current-voltage measurement. Materials Science and Engineering B52, 208-215.

Akkal, B., Benamara, Z., Boudissa, A., Bachir Bouiadjra, N., Armani, M., Bideux, L., Gruzza, B., 1998. Modelization and characterization of Au/InSb/InP Schottky system as a function of temperature. Materials Science and Engineering B55 162-168.

Ali, M., Cimalla, V., Lebedev, V., Romanus H., Tilak, V., Merfeld, D., Sandvik, P., Ambacher, O. 2005. Pt/GaN Schottky diodes for hydrogen gas sensors. Sensors and Actuators B

Barrera, J. S. and Archer, R. J., 1975. InP Schottky-gate field effect transistors, IEEE Trans. Election Devices ED-22, 1023-1031.

Bandyopadhyay, S., Bhattacharyya, A., Sen, S. K. 1999. Measurements and modelling of the barrier heights and ideality factors in the metal/conducting polymer composite Schottky device. J. Appl. Phys. 85, 3671-3676.

Benamara, Z., Akal, B., Talbi, A., Gruzza, B. and Bideux, L. 2002. Electrical parameters evolution of Au/InP (100) and Au/InSb/InP (100) systems with restructuring conditions. Materials Science and Engineering C 21, 287-290.

Bertalini, G., Coche, A., 1968. Semiconductor Dedectors (North-Holland, Amsterdam).

Bethe, H. A., 1942. Theory of the boundary Layer of Crystal Rectifier, MIT Radiation Laboratory, Reports 43-12.

Braunstein, R., 1955. Radiative Transitions in semiconductors Phys. Rev. 99, 1892-1893.

Chand, S. and Kumar, J., 1995. Current-voltage characteristics and barrier parameters of Pd_2Si/p-Si (111) Schottky diodes in a wide temperature range. Semicond. Sci. Technol. 10, 1680-1688.

Chand, S. and Kumar, J., 1996. Current transport in Pd_2Si/n-Si(100) Schottky barrier diodes at low temperatures Appl. Phys. A 63, 171-178.

Chand, S. and Kumar J., 1996. On the existence of a distribution of barrier heights in Pd_2Si/Si Schottky diodes J. Appl. Phys. 80 (1), 288-298.

Chand, S., 2002. An accurate approach for analysing a inhomogeneous Schottky diode with a Gaussian ditribution of barrier heights. Semiconductor Science and Technology 17 (7), L36-L40.

Chattopadhyay, P. and RayChaudhuri, B. 1993. Frequency dependence of forward capacitance-voltage characteristics of Schottky barrier diodes. Solid-State Electron. 36, 605-610.

Chattopadhyay, P. and Daw, A. N., 1986. On the current transport mechanism in a metal-insulator-semiconductor (MIS) diode. Solid-State Electron. 29, 555-560.

Chekir, F., Barret, C. and Vapaille ,A. 1983. A study of interface states in metal-GaAs<110> structures by Schottky capacitance spectroscopy. J. Appl. Phys. 54, 6474-6480.

Cheung, S. K. and Cheung, N. W., 1986. Extraction of Schottky diode parameters from forward current-voltage characteristics. Appl. Phys. Lett. 49, 85-87.

Chin, V. W. L., Gren, M. A. and Storey, J. W. V., 1990. Correlation between current-voltage and capacitance-voltage Schottky barrier height on (100) and (110) GaAs an (110) InP surface. J. Appl. Phys. 68, 3470.

Christou, A. and Anderson, W. T. Jr., 1979. Material reactions and barrier height variations in sintered Al-InP Schottky diodes, Solid-State Electron 22, 857-863.

Crowell, C. R. and Sze, S. M., 1966. Current Transport in Metal-Semiconductor Barriers, Solid State Electron., 9, 1035.

Dearnally, G., Northrop, D. C., 1966. Semiconductor Counters for Nuclear Radiations (Span, London).

Dimitriadis, C. A., Logothetidis, S. and Alexandrou, I., 1995. Schottky barrier contacts of titanium nitride on n-type silicon. Appl. Phys. Lett., 66, 502.

Dutta, N. K., Wessel, T., Cella, T. and Brown R. L. 1985. Continuously Tunable distributed Feedback Laser Diode. Appl. Phys. Lett., 47, 981.

Folberth, O. G. and Weiss, H. Z. Naturf., 1955. Indium Phosphide (InP) hole mobility. 10a, 615.

Gallet, D., Hollinger, G., 1993. Chemical structural and electronic properties of sulfur-passivated InP (001) (2x1) surfaces treated with $(NH_4)_2S_x$. Appl. Phys. Lett. 62, 982.

Geib, K.M., Goodnick, S.M., Lin, D.Y., Gann, R.G., Wilmsen, C.W. and Wagen, J.F., 1984. Influence of interfacial structures on the electronic properties of SiO_2/InP MISFET's. J. Vac. Sci. Technol. B, 2, 516.

Gershoni, D., Temkin, H. and Panish, M. B. 1988. Strained-layer $Ga_{1-x}In_xAs$/InP avalanche photodedectors. Appl. Phys. Lett., 53, 1294.

Graff, K., Fischer H. 1979. In Solar Energy Conversion, ed. by Seraphin, Topics Appl. Phys., Vol.31 (Springer, Berlin, Heidelberg, New York.)

Gunn, J. B., 1958. J. Electron Control 4, 17.

Gümüş, A., Türüt, A. and Yalçin, N. 2002. Temperature dependent barrier characteristics of CrNiCo alloy Schottky contacts on n-type molecular-beam epitaxy GaAs. J. Appl. Phys. 91 (1) 245-250.

Hardikar, S., Hudait, M. K., Modak, P., Krupanidhi, S. B. Padha, N. 1999. Anomalous current transport in Au/low-doped n-GaAs Schottky barrier diodes at low temperatures. Appl. Phys. A 68, 49-55.

Hattori, K. and Torii, Y., 1991. A new method to fabricate Au/n-type InP Schottky contacts with an interfacial layer. Solid-State Electron 34 (5), 527-531.

Hasegawa, H., Sato, T., Kasai, S., 2000. Unpinning of Fermi level in nanometer-sized Schottky contacts on GaAs and InP. Applied Surface Science 166, 92-96.

Hernandez, M. P., Alonso, and C. F. Pena, J. L. 2001. Barrier height determination in homogeneous nonideal Schottky contacts. J. Phys.D:Appl.Phys. 34 1157.

Hidaka, A., and Ikoma, H. 1995. Effect of Molar Ratio of $(Ca_xBa_y)F_2$ Films on Electrical Chaaracteristics of Metal/Fluoride/InP Structures. Jpn. J. Appl. Phys. 34, 4641-4648.

Horwáth, Zs. J. 1996. Comment on analysis of *I-V* measurements on $CrSi_2$-Si Schottky structures in a wide temperature, Solid-St. Electron, 39, 176.

Horváth, ZS. J., Rakovics, V. and Püspöki, S. 2003. Schottky Junction on n-type InP for Zero Bias Microwave Detectors. Phys. Stat. Sol.(c) 0. (3), 916-921.

Horwáth, Zs. J., Ayyildiz, E., Rakovics, V., Cetin, H. and Podör, B. 2005. Schottky contacts to InP. Phys. Stat. Sol. (c) 2 (4), 1423-1427.

Iyer, R., Changh, R.R., Lille, D. 1988. Sulfur as a surface passivation for InP. Appl. Phys. Lett. 53, 134.

Iyer, R., Lille D. 1991. Role of polysulfides in the passivation of the InP surface. Appl. Phys. Lett. 59, 437.

Jones, F. E., Wood, B. P., Myers, J. A., Hafer, C. D. and Lonergan, M. C. 1999. Current transport and the role of barrier inhomogeneities at the high barrier n-InP/poly(pyrrole) interface. J. Appl. Phys. 86 (11), 6431-6441.

Karataş, Ş., Temirci, C., Çakar, M., Türüt, A. 2006. Temperature dependence of the current-voltage characteristics of the Al/Rhodamine-101/p-Si (100) contacts. Applied Surface Science, 252, 2209-2216.

Kim, S. J., Jeong J., Vella-Coleiro GP, Smith P. R. 1990. Fully ion-implanted InP JFET with buried p-layer. IEEE Trans. Electron Device Lett. EDL. 11: 57.

Keavney, C. J. and Spitzer, M. B. 1988. Indium phosphide solar cells made by ion implantation. Appl. Phys. Lett. 52, 1439.

Lee, Y.S. and Anderson, W.A. 1989. High-barrier height metal-insulator-semiconductor diodes on n-InP. J. Appl. Phys. 65 (10), 4051-4055.

Lee, C-T, Lin, Y-J and Liu, D-S 2001. Schottky barrier height and surface state density of Ni/Au contacts to $(NH_4)_2S_x$-treated n-type GaN. Appl. Phys. Lett. 79 (16), 2573-2575.

Liau, Z. L. and Walpole, J. N. 1987. Large monolithic two-dimensional arrays of GaInAsP/InP surface emitting lasers. Appl. Phys. Lett., 50, 528.

Lundstrom, I., Shivaraman, S., Svenson, C., Lundkvist, L., 1975. A hydrogen-sensitive MOS field effect transistor, Appl. Phys. Lett. 26, 55-57.

Maeda, F., Watanabe, Y. and Oshima, M. 1993. Surface chemical bonding of $(NH_4)_2S_x$-treated InP (001). Appl. Phys.Lett. 62,(3) 297-299.

McCafferty, P. G. Sellai, A., Dawson, P. and Elabd, H. 1996. Barrier characteristics of PtSi/p-Si diodes as determined from *I-V-T* measurement. Solid-State Electron, 39, 583.

Mead, C. A. and Spitzer, W. G., 1964. Fermi level position at metal-semiconductor interfaces, Phys. Rev. A 134, 713-716.

Missous, M. and Rhoderick, E. H., 1991. On the Richardson constant for aluminum/ gallium arsenide Schottky diodes. J. Appl. Phys. 69 (10), 7142-7145.

Mitchell, C.E.J., Hill, I.G., McLean, A.B., Lu Z.H. 1996. Sulfur passivated InP (100): surface gaps and electron counting. Applied Surface Sci. 104/105 434-440.

Miura, S., Kuwatsuka, H., Mikawa, T. and Wada, O. 1986. Appl. Phys. Lett., 49, 1522.

Morgan, D. V. and Frey, J., 1978. increasing the effective barrier height of Schottky contacts to $n-In_xGa_{1-x}As$, Electron Lett. 14, 737-739.

Mott, N. F. 1938. Note on The Contact Between a Metal and An Insulator or Semiconductor, Proc. Cambridge Philos. Soc., 34, 568.

Mönch, W. 1995. Semiconductor Surfaces and Interfaces, Springer Series on Surfaces Science, 26 (Springert, Berlin), 2nd. edn.

Mönch, W. 1999. Barrier heights of real Schottky contacts explained by metal-induced gap states and leteral inhomogeneities. J. Vac. Sci. Technol. B 17 18671876.

Neamen, D. A. 1992. Semiconductor Physics and Devices: Basic Principles, Irwin, Inc., 144.

Newman, N., Schilfgaarde, M. V., Kendelwicz, T., Williams, M. D. and Spicer, W. E. 1986. Electrical study of Schottky barriers on atomically clean GaAs (110) surfaces. Phys. Rev. B 33, 1146.

Nguyen, N. D., Germain, M., Schmeits, M., Schineller B., Heuken, M. 2001. Thermal admittance spectroscopy of Mg-doped GaN Schottky diodes. J. Appl. Phys. 90, 985.

Oigawa, H., Fan, J. F., Nannichi, Y., Sugahara, H. and Oshima, M. 1991. Universal Passivation Effect of $(NH_4)_2S_x$ Treatment on the Surface of III-V Compound Semiconductors. Jpn. J. Appl. Phys. 30 (3)A, L322-L325.

Oswald, F. Ibid, 1955. 10a 927.

Oswald, F. and Schade, H. Z Naturf 1956. 11A, 511.

Oswald, J. 1992. On barrier height inhomogeneities at polycrystalline metal-semiconductor contacts . Solid-St. Electron, 35 (11), 1629-1632.

Padovani, F. A. and Sumner, G. G. 1965. Experimental Study of Gold-Gallium Arsenide Schottky Barriers. J. Appl. Phys., 36, 3744.

Padovani, F. A. and Stratton, R. 1966. Field and thermionic-emission in Schottky barriers. Solid State Electron 9,695.

Padovani, F. A. 1967. Forward Voltage-Current Characteristics of Metal-Silicide Schottky Barriers. J. Appl. Phys. 38, 891.

Padovani, F. A. 1971. Semiconductors and semimetals (ed. R. K. Willardson and A. C. Beet) Vol. 7A, Chap. 2 Academic Pres, New York.

Phatak, P., Newman, N., Dreszer, P. and Weber, E. R., 1995-II. Experimental determination of the pressure dependence of the barrier height of metal/[n-type GaAs] Schottky contacts: A critical test of Schottky-barrier models. Phys. Rev. B, 51, 18003-18006.

Quan, D.T., Hbib, H., 1993. High barrier height Au/n-type InP Schottky contacts with a $PO_xN_yH_z$ interfacial layer. Solid State Electron, 36 (3), 339-344.

Ranuarez, J. C., Ortiz-Conde A. and Garcia, Sanchez, F. J. 2000. A new method to extract diode parametersunder the presence of parasitic series and shunt resistance. Microelectron Reliab. 40, 355.

Roberts, G. G. and Pande, K. P., 1977. Electrical characteristics of Au/Ti-(n-type) InP Schottky diodes. J. Phys. D: Appl. Phys., 10 (10), 1323-1328.

Rhoderick, E. H. and Williams, R. H. 1988. Metal-Semiconductor Contacts 2nd edn. (Clarendon Press: Oxford).

Sa, C.J., Meiners, L.G., 1986. Schottky barrier heights of Hg, Cd and Zn on n-type InP (100). Phys. Lett. 48 (26), 1796-1798.

Sawada, T., Izumi Y., Kimura N., Suzuki K. Imai K., Kim S.W., Suzuki T. 2003. Properties of GaN and AlGaN Schottky contacts revealed from *I-V-T* and *C-V-T* measurement. Applied Surface Science 216, 192-197.

Saxena, V., Prakash, R. 2000. Effect of steric hinderance on junction properties of poly (3-alkylthiophene)s based Schottky diodes. Polymer Bulletin 45, 267-274.

Schottky, W., Natarwiss, 1938. Halbleitertheorie der sperrschicht. 26, 843-852.

Schottky, W. 1938. The development of silicon crystal rectifiers for microwave radar receivers, Z. Phys. 113, 367-414.

Seeger, K. 1991. Semiconductor Physics Springer-Verlag press USA 4*th* edition.

Shi, Z. Q. Wallace, R.L. and Anderson, W A. 1991. High-barrier height Schottky diodes on n-InP by deposition on cooled substrates. Appl. Phys. Lett. 59 (4) 446-448.

Shirota, Y., 2000. Organic materials for electronic and optoelectronic devices. Journal of Materials Chemstry. 10, 1-25.

Shmidt, 1996. Handbook series on semiconductor parameters. Vol. 1, Levinshtein, M., Rumyantsev, S. and Shur, M. ed. World Scientific London.

Singh, A. 1985. Characterization of interface states at Ni/n-CdF_2 Schottky barrier type diodes and the effect of CdF_2 surface preparation. Solid-State Electron. 28, 223.

Shockley, W. and Read, W. T. 1952. Statistics of the Recombinations of Holes and Electrons. Phys. Rev. 87,835.

Smith, R. A. 1968. Semiconductors C. B. E., M. A., PH. D., F. R. S.

Smith, B. L., 1973. Au-(n-type) InP Schottky barriers and their use in determining majority carrier concentrations in n-type InP, J. Phys. D 6, 1358-1362.

Song, Y.P., Van Meirhaeghe, R.L., Laflere, W.H. and Cardon, F., 1986. On the difference in apparent barrier height as obtained from capacitance-voltage and current-voltage-temperature measurements on Al/p-InP Schottky barriers. Solid-State Electronics 29 (6), 633-638.

Sze, S. M. 1981. Physics of Semiconductor Device, 2nd edn. (New York: Wiley)

Tang, W. M., Lai, P. T., Xu, J. P., Chan, C. L. 2005. Enhanced Hydrogen-sensing characteristics of MISiC Schottky-diode hydrogen sensor by trihloroethylene oxidation. Sensors and Actuator A 119, 63-67.

Tung, R.T. 1992. Electron transport at metal-semiconductor interfaces: General theory. Phys. Rev. B 45, 13509.

Temirci, C., Bati, B., Sağlam, M., and Türüt, A., 2001. High-barrier height Sn/p-Si Schottky diodes with interfacial layer by anodization proces. Appl. Surface Sc. 172, 1-7.

Tsay, Y. F., Gong, B. and Mitra, S. S. 1972. Temperature Dependence of Energy Gaps of Some III-V Semiconductors. Phys. Rev B 6 (6).

Van Schilfgaarde, M., Weber, E.R. and Newman, N.,1994. Pressure Dependence of III-V Schottky barriers: A Critical test of Theories for Fermi Level Pinning. Phys. Rev. Let., 73, 581-584.

Unewisse, M. H. and Storey, J. W. V. 1993. Conduction mechanism in erbium silicide Schottky diodes. J. Appl. Phys., 73, 3873.

Wada, O. and Majerfeld, A, 1978. low leakage nearly ideal Schottky barriers to n-InP. Electron Lett., 14, 125-126.

Wager, J. F., Wilmsen, C. W., and Kazmerski, L. L. 1983. Estimation of the bandgap of $InPO_4$,. Appl. Phys. Lett. 589-590.

Wagner, L. F., Young, R. W. and Sugerman, A. 1983. IEEE Electron Device Lett. EDL-4, 320.

Welker, H. 1955. J. Electron 1, 181.

Werner, J. H. and. Gütter, H. H., 1991. Barrier inhomogeneities at Schottky contacts. J. Appl. Phys., 69 (3), 1522-1533.

Werner, J. H. and Güttler, H. H., 1993. Temperature dependence of the Schottky barrier heights on silicon. J. Appl. Phys., 73 (3), 1315.

Williams, R. H., Montgomery V., Varmo R. R. and Mckinley, A., 1977. The influence of interfacial layers on nature of gold contacts to Si and InP, J. Phys. D10, L253-L256.

Wilmsen, C. W., 1985. Physics and Chemistry of III-V Compound Semiconductor Interface (New York: Plenum)

Wittmer, M., 1990. Current transport in high-barrier IrSi/Si Schottky diodes. Phys. Rev. B 42, 5249-5259.

Yamagishi, H. 1986. Schottky Contacts on n-InP Surface Treated by Plasma-Induced Oxygen Radicals. Jpn. J. Appl. Phys. 25 (11) 1691-1696.

Yamamoto, A., Yamaguchi, M. and Uemura, C. 1984. High conversion efficiency and high radiation resistance InP homojunction solar cells Appl. Phys. Lett. 44, 611.

Yu, A. Y. C. and Snow, E. H. 1968. Surface Effects on Metal-Silicon Contacts. J. Appl. Phys., 39, 3008.

Zhu, S., Detavernier, C., Van Meirhaeghe, R. L.,Detavernier, G. P. Ru, Li B. Z. and Cardon F. 1999. A BEEM study of the temperature dependence of the barrier height distribution in PtSi/n-Si Schottky diodes. Solid-State Commun. 112, 611.

Zhu, S., Detavernier C., Van Meirhaeghe R. L., Cardon. F., Ru Guo-Ping, Qu Xin-Ping and Li Bing-Zong 2000. Electrical characteristics of $CoSi_2$/n-Si (100) Schottky barrier contacts formed by solid state reaction. Solid-State Electron 44, 1807-1818.

Zhu, S., Van Meirhaeghe, R. L., Detavernier, C., Cardon,. F., Ru Guo-Ping, Qu Xin-Ping and Li Bing-Zong. 2000. Barrier height inhomogeneities of epitaxial $CoSi_2$ Schottky contacts on n-Si (100) and (111). Solid-State Electron, 44(4), 663-671.

Ziel, A. V., 1968. Solid State Physical Electronics, Prentice-Hall, Inc., New Jersey.

ÖZGEÇMİŞ

Sarıkamış'ta 1974 yılında doğdu. İlk ve orta öğrenimini Sarıkamış'ta, lise öğrenimini Erzurum'da tamamladı. 1994 yılında girdiği Atatürk Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü'nden 1998 yılında mezun oldu. Eylül 1999-Ağustos 2002 yılları arasında, Atatürk Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Fizik Anabilim Dalı'nda Yüksek Lisans öğrenimini tamamladı.

2000 yılında Erzurum'a öğretmen olarak atanan Murat SOYLU halen bu görevini sürdürmektedir.

.