

**Pt/n-InP SCHOTTKY DİYOTLARIN
ELEKTRON RADYASYONUNA VERDİĞİ
TEPKİNİN FARKLI SICAKLIK
KOŞULLARINDA ARAŞTIRILMASI**

**Atakan AKBAY
Yüksek Lisans Tezi
Fizik Anabilim Dalı
Yrd. Doç. Dr. Hatun KORKUT
2012
Her hakkı saklıdır**

AĞRI İBRAHİM ÇEÇEN ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

YÜKSEK LİSANS TEZİ

**Pt/n-InP SCHOTTKY DİYOTLARIN ELEKTRON
RADYASYONUNA VERDİĞİ TEPKİNİN FARKLI
SICAKLIK KOŞULLARINDA ARAŞTIRILMASI**

Atakan AKBAY

FİZİK ANABİLİM DALI

AĞRI

2012

Her hakkı saklıdır

Yrd. Doç. Dr. Hatun KORKUT danışmanlığında, Atakan AKBAY tarafından hazırlanan bu çalışma 21/02/2012 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından Fizik Anabilim Dalı'nda Yüksek Lisans tezi olarak kabul edilmiştir.

Başkan: Prof. Dr. Mehmet BİBER

İmza:

Üye : Yrd. Doç. Dr. Hatun KORKUT

İmza:

Üye : Yrd. Doç. Dr. İbrahim HAN

İmza:

Yukarıdaki sonucu onaylarım

(imza)

Yrd. Doç. Dr. İbrahim HAN

Enstitü Müdürü

ÖZET

Yüksek Lisans Tezi

Pt/n-InP SCHOTTKY DİYOTLARIN ELEKTRON RADYASYONUNA VERDİĞİ TEPKİNİN FARKLI SICAKLIK KOŞULLARINDA ARAŞTIRILMASI

Atakan AKBAY

Ağrı İbrahim Çeçen Üniversitesi

Fen Bilimleri Enstitüsü

Fizik Anabilim Dalı

Danışman: Yrd. Doç. Dr. Hatun KORKUT

Bu çalışmada Pt/n-InP Schottky kontaklarının elektriksel özelliklerinde meydana gelen elektron radyasyonundan kaynaklanan değişimler farklı sıcaklık şartlarında incelendi. Öncelikle InP yarıiletkeni ayrıntıları tezde belirtilen şekilde kimyasal temizleme işlemlerine maruz bırakıldı. Daha sonra önceden hazırlanmış Zn-Au alaşımı yarıiletkenin arka yüzüne termal buharlaştırma yöntemiyle buharlaştırıldı. Bu aşamadan sonra düşük dirençli omik kontak elde etmek için numune azot gazı akışı altında 300 °C’de 3 dakika kuartz tüp fırında tavlandı. Dairesel formlar halinde platin metal kontaklar magnetik alanda saçtırma yöntemi kullanılarak tavlanan numunenin ön yüzünde oluşturuldu. Daha sonra numune, bir doğrusal elektron hızlandırıcı (LINAC) kullanılarak 12 MeV elektron radyasyonuna maruz bırakıldı. I-V ölçümleri 20, 160, 260, 300, 320 ve 400 K sıcaklık koşullarında radyasyondan önce ve sonra alındı. Temel Schottky diyot parametreleri hem I-V-T hem de Norde metodu kullanılarak elde edildi. 160, 260, 300, 320 ve 400 K’de diydun doğru beslem elektriksel karakteristiklerinde pek fazla bir değişim olmazken 20 K’de küçük bir değişim dikkati çekmektedir. Ters beslem akımı ise radyasyonla birlikte 20, 160, 260, 300, 320 ve 400 K sıcaklıklarının hepsinde artmıştır.

2012, 51 sayfa

Anahtar Kelimeler: Pt/n-InP Schottky diyotlar, magnetik alanda saçtırma tekniği, elektron radyasyonu, akım-voltaj karakteristikleri, Schottky engel yüksekliği.

ABSTRACT

Master Thesis

RESPONSES OF PT/N-INP SCHOTTKY DIODE TO ELECTRON IRRADIATION IN DIFFERENT TEMPERATURE CONDITIONS

Atakan AKBAY

Ağrı İbrahim Çeçen University

Graduate School of Natural and Applied Science
Department of Physics

Supervisor: Asist.Prof.Dr.Hatun KORKUT

Electron irradiation induced electronic properties of Pt/n-InP Schottky diode depending on different temperature conditions were investigated in this study. Firstly n-type InP wafer was exposed to the chemical cleaning process as described in detail in the thesis. Then pre-prepared Zn-Au alloy was evaporated on the back side of the semiconductor by thermal evaporation method. After this stage, the sample was annealed 300 °C for 3 minutes under nitrogen atmosphere in a quartz tube furnace to obtain low-resistant ohmic contact. Platinum metal contacts were formed as circular forms on the front face of the annealed sample by using magnetron sputtering technique. Then sample was exposed to 12 MeV electron irradiation by using a linear electron accelerator (LINAC). I-V measurements were obtained under 20, 160, 260, 300, 320 and 400 K temperature conditions before and after irradiation. Basic Schottky diode parameters were determined by both I-V-T and Norde method. Forward currents for 160, 300 and 400 K were not changed very much by irradiation but remarkable change in the characteristics were seen only at 20 K slightly. Reverse currents of Pt/n-InP Schottky diode were increased distinctly at 20, 160, 260, 300, 320 and 400 K by irradiation.

2012, 51 pages

Keywords: Pt/n-InP Schottky diodes, magnetron sputtering, electron irradiation, current voltage characteristics, Schottky barrier height.

TEŞEKKÜR

Yüksek lisans tezi olarak sunduğum bu çalışma Ağrı İbrahim Çeçen Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümünde hazırlanmıştır ve BAP/F07 nolu Ağrı İbrahim Çeçen Üniversitesi BAP projesiyle desteklenmiştir.

Çalışmalarında bana desteklerini esirgemeyen Sayın Prof. Dr. Abdülmecit TÜRÜT'e, Sayın Yrd. Doç. Dr. Turgay KORKUT'a, Sayın Araş. Gör. Kadir EJDERHA'ya, değerli hocam Sayın Yrd. Doç. Dr. Hatun KORKUT'a içtenlikle teşekkür ederim.

Bana uygun çalışma ortamı hazırlayan değerli eşim Ayşe AKBAY'a teşekkür ederim.

Numunelerin radyasyona tabi tutulması aşamasında yardımcı olan Atatürk Üniversitesi Radyasyon Onkolojisi Bölümü personellerine, Ağrı'da çalışan meslektaşlarım Sayın İrfan İsmet GÜRSOY'a, Sayın Alpaslan GENÇ'e, Sayın Fevzi Emrah DELİCE'ye ve Sayın Yahya ALTUNDAĞ'a teşekkür ederim.

Sağladığı imkânlarla bu çalışmayı yapmama vesile olan Ağrı İbrahim Çeçen Üniversitesi ile Atatürk Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümünün değerli öğretim üyelerine teşekkür ederim.

Atakan AKBAY

Şubat 2012

İÇİNDEKİLER

ÖZET.....	i
ABSTRACT.....	ii
TEŞEKKÜR.....	iii
SİMGELER DİZİNİ.....	vi
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	vii
ÇİZELGELER DİZİNİ.....	viii
1. GİRİŞ.....	1
2. KURAMSAL TEMELLER.....	3
2.1. Metal Yarıiletken Kontakların Tarihi Gelişimi.....	3
2.2. Metal Yarıiletken Kontaklar.....	6
2.2.1. Yüzey Veya Arayüzey Etkisi.....	11
2.3. Termiyonik Emisyon Teorisi.....	13
2.3.1. Termiyonik-Emisyon Teorisinde İyileştirmeler.....	16
2.4. Engelden Tünelleme.....	18
2.4.1. Alan ve Termiyonik-Alan Emisyonu.....	18
2.4.2. Schottky Engel Yüksekliği İnhomojenliği.....	24
2.4.3. Alan Emisyonu ve Termiyonik Alan Emisyonu Etkisi.....	25
2.5. Arayüzey Tabakasının Etkisi.....	26
2.6. Norde Modeline Göre Akım-Gerilim Eğrisinin Özellikleri.....	30
2.7. Yarıiletken Aygıtlara Radyasyon Etkisi.....	31
3. MATERYAL ve YÖNTEM.....	33
3.1. Giriş.....	33
3.2. Pt n-InP Kristalinin Temizlenmesi ve Numunelerin Hazırlanması.....	33
3.3. Kullanılan Sistemler.....	35
4. ARAŞTIRMA BULGULARI.....	36
4.1. Araştırma Bulguları.....	36
4.2. Pt/n-InP Schottky Diyodun Elektriksel Karakteristiklerinin Elektron Radyasyonuna Bağlılığı.....	42

5. TARTIŞMA ve SONUÇ.....	44
KAYNAKLAR.....	48
ÖZGEÇMİŞ.....	51

SİMGELER DİZİNİ

A	Diyodun etkin alanı
A^*	Richardson sabiti
DI	Deiyonize su
E_f	Fermi enerji seviyesi
E	Elektronun yükü
ε_s	Yarıiletkenin dielektrik sabiti
ε_0	Boşluğun dielektrik sabiti
f_d	Yarıiletkenden metale ulaşan elektron olasılığı
Φ_b	Schottky engel yüksekliği
Φ_m	Metalin iş fonksiyonu
Φ_s	Yarıiletkenin iş fonksiyonu
Φ_0	Nötr seviye
I_0	Saturasyon akımı
$I-V$	Akım-gerilim
J	Akım yoğunluğu
$J_{m \rightarrow s}$	Metalden yarıiletkene doğru akan akım yoğunluğu
$J_{s \rightarrow m}$	Yarıiletkenden metale doğru akan akım yoğunluğu
k	Boltzmann sabiti
n	İdealite faktörü
N_d	İyonize olmuş donör konsantrasyonu
N_c	Yarıiletkenin iletkenlik bandındaki hal yoğunluğu
m^*	Etkin kütle
Q_{ss}	Yüzey durum yükü
R_s	Seri direnç
T	Sıcaklık
X_s	Elektron ilgisi
$\bar{V}$	Elektronun termal hızı
V_d	Difüzyon potansiyeli

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 2.1: Metal ve yarıiletken arasında engel oluşumu.....	7
Şekil 2.2: Farklı durumlar için metal-yarıiletken kontak enerji band diagramları.....	10
Şekil 2.3: Arayüzey durumları ve metal-yarıiletken kontaklar.....	12
Şekil 2.4: İleri beslem altında alan ve termiyonik alan emisyonu.....	19
Şekil 2.5: Arayüzey tabakası ve Schottky engeli.....	27
Şekil 2.6: Band diyagramındaki arayüzey tabakası için imaj kuvveti etkisi.....	29
Şekil 3.1: Pt/n-InP Schottky diyot için elektron radyasyonuna maruz bırakılmasının basit bir gösterimi.....	34
Şekil 4.1: Pt/n-InP Schottky diodun farklı sıcaklık değerlerinde 12 MeV’lik elektron radyasyonundan önce ve sonra I-V karakteristikleri.....	41
Şekil 4.2: Pt/n-InP Schottky diodun farklı sıcaklık değerlerinde 12 MeV’lik elektron radyasyonundan önce ve sonra F-V karakteristikleri.....	42

ÇİZELGELER DİZİNİ

Çizelge 1. 12 MeV elektron radyasyonundan önce ve sonra Pt/n-InP Schottky diyetların karakteristik parametreleri	39
---	----

1. GİRİŞ

Günümüzde radyasyon zararlarından korunmak tıpkı diğer pek çok alan için olduğu gibi yarıiletken teknolojisi için de büyük önem taşımaktadır. (Korkut T. *et al.* 2011). Bu nedenle yarıiletkenler ve yarıiletken temelli elektronik unsurların radyasyon ortamlarına verdikleri tepkiler araştırmacıların ilgisini çekmektedir. (Boiko *et al.* 2006; Demir and Han, 2009). Schottky kontakların nükleer ve kimyasal etkileşim hassasiyetleri, onları nükleer fizik uygulamalarından dedektör uygulamalarına kadar pek çok sahada kullanışlı kılmıştır (Li *et al.* 2011).

InP elektronik endüstrisinde sıklıkla kullanılan yarıiletkenlerden biridir. Çünkü mükemmel anahtarlama hızı ve dedeksiyon özelliklerine sahiptir (Zhao *et al.* 2006; Janardhanam *et al.* 2010). Platin farklı uygulamalardaki kararlı elektrik iletim özelliğinden dolayı Schottky diyot üretiminde çok tercih edilen bir metaldir (Tang *et al.* 2010). Bir metal ve bir yarıiletkenden meydana gelen Schottky kontaklar dedektör uygulamalarında kullanılabilir elektronik yapılardır (Msimanga *et al.* 2006). Birçok araştırma, Schottky kontakların türleri ve dozlarına bağlı olarak radyasyondan etkilendiğini göstermiştir. Schottky kontakların elektriksel karakteristiklerinin radyasyon çeşidi ve koşullarına bağlı olarak değişmesi, Schottky kontakların dedektör uygulamalarında çok önemlidir. Buna karşılık radyasyon hasarlarına karşı kararlı Schottky kontakların üretimi, farklı radyasyon ortamlarında kullanılan elektronik devrelerin performansı üzerinde etkin bir rol oynar.

Radyasyon ortamlarına ek olarak, sıcaklık etkilerinin de doğrultucu kontakların elektriksel karakteristikleri üzerinde etkisinin incelendiği çok sayıda araştırma sonucu yayımlanmıştır. Bu çalışmada Pt/n-InP Schottky diyodun elektriksel karakteristikleri üzerine elektron radyasyonu kaynaklı etkiler farklı sıcaklık uygulamalarına bağlı olarak araştırıldı. Pt/n-InP Schottky diyodun temel elektriksel parametreleri, farklı sıcaklık

değerlerine bağlı olarak 12 MeV elektron radyasyonundan önce ve sonra belirlendi. 12 MeV elektron radyasyonu, Pt/n-InP Schottky kontakta 160, 260, 300, 320 ve 400 K sıcaklıklarında doğru beslem akımında çok önemli bir değişikliğe yol açmadı. Ancak doğru beslem akımında 20 K'de radyasyonla çok hafif bir değişiklik görüldü. Ters yöndeki akım 20, 160, 260, 300, 320 ve 400 K sıcaklık şartlarında radyasyondan sonra belirgin olarak arttı (Akabay *et al.* 2011).

2. KURAMSAL TEMELLER

Metal-yarıiletken kontaklar elektronik teknolojisinin kullanıldığı pek çok alanda değişik görevleri üstlenerek kullanılmaktadır. Bunlardan anahtarlama, radyasyon dedeksiyonu, sıcaklık ve gaz sensörü uygulamaları, mikrodalga devre elemanı özelliği ve güneş pillerindeki kullanımı ve modülatör-demodülatör fonksiyonları en başta gelenleridir. Bu anlamda Schottky kontakların tarihçesine ve temel özelliklerine, bu konudaki en temel kaynaklardan biri olan Rhoderick ve Williams'ın 1988'de yayımladıkları kitaptaki incelemelerini nazara alarak bir bakalım (Rhoderick *and* Williams, 1988).

2.1. Metal Yarı İletken Kontakların Tarihi Gelişimi

Metal-yarıiletken kontaklar hakkındaki bilgimiz Braun'un 1874'te yaptığı çalışmalara kadar gitmektedir (Braun, 1874). Braun, bakır ve demir sülfür arasındaki elektrik iletiminin asimetrik doğasını keşfetmiştir. Doğrultma mekanizması tam olarak anlaşılamamış olmasına rağmen metal ve metalik sülfür arasında yapılmış olan kontak, yaygın olarak bazı dedektör uygulama deneylerinde kullanılmıştır. Büyük olasılıkla denilebilir ki Lodge'nin dalga reseptöründen oksit filmleri ve metal parçacıkların iletim özellikleri üzerindeki durumları için yararlanılmıştır (Lodge, 1890). 1906 yılında Pickard yarıiletken kullanarak yaptığı bir nokta kontak dedektörü için patent almıştır (Pickard, 1906). 1907 yılında Pierce, değişik yarıiletkenler üzerine püskürtme yöntemiyle metal kontaklar yapmak suretiyle ürettiği diyotların elektriksel karakteristiklerini yayımlamıştır (Pierce, 1907). İlk bakır oksit tabaka doğrultucular 1920'lerde görünür (Grondahl, 1926-1933). Metal-yarıiletken kontağın doğrultma mekanizmasının anlaşılmasının ilk adımı 1931 yılında atılmıştır. Schottky, Störmer ve Waibel göstermişlerdir ki; eğer kontakta bir akım geçişi olursa, bir potansiyel düşmesi

de meydana gelir. Böylece kontakta bir tür potansiyel engelin varlığından söz edilir (Schottky *et al.* 1931). Kuantum Mekaniğinin sağlam bir şekilde kurulduğu 1930'lu yıllarda Wilson ve arkadaşları da doğrultma mekanizmasını, elektronun bir engelden kuantum-mekaniksel tünellemesi açısından açıklamaya çalışmışlardır (Wilson, 1932). Fakat bu mekanizmadaki akım iletiminin yanlış yönde olduğuna dair tahminler ortaya konmuştur. 1938'de Schottky ve Schottky'den bağımsız olarak yaptığı çalışmasında Mott, gözlenen faktörün elektronların sürüklenme ve difüzyon normal süreci boyunca bir potansiyel engelden geçtiğini varsayarak açıklanabilir olduğuna işaret etmektedir (Schottky, 1938). Mott, metalin ve yarıiletkenin iş fonksiyonları arasındaki fark sebebiyle bir potansiyel engelin ortaya çıktığını ve engel bölgesinin yük fazlalığından yoksun olduğunu varsaymıştır (Mott, 1938). Böylelikle elektrik alan sabittir ve elektrostatik potansiyel uzaklıkla doğrusal olarak değişir. Buna karşılık Schottky, engel bölgesinin sabit yoğunluklu yük fazlalığı içerdiğini öne sürmüştür (Schottky, 1939). Böylelikle elektrik alan doğrusal olarak artar ve elektrostatik potansiyel de buna bağlı olarak artar. Engel şeklinin belirlenmesindeki imaj yükünün rolü hakkındaki benzer fikirler Sovyetler Birliği'nde Davydov tarafından geliştirilmiştir (Davydov, 1939,1941).

Metal-yarıiletken kontaklar konusundaki en önemli gelişmelerden birisi de ikinci dünya savaşında yarıiletken ve germanyum nokta kontak mikrodalga radarların kullanımınıdır. Bu çalışma yarıiletken fiziğinin gelişmesine gözle görülür bir katkı sağlamıştır. Bu süreçte en önemli çalışma Bethe'nin Termiyonik Emisyon Teorisidir. Buna göre akım, Mott ve Schottky'nin ileri sürdüğü yarıiletken içindeki sürüklenme ve difüzyondan ziyade metalin içindeki elektronların emisyon süreci tarafından belirlenir (Bethe, 1942).

1945'ten sonra metal-yarıiletken kontak üzerindeki çalışmalar nokta-kontak transistörlerin icadını sağlamıştır. Daha sonra bu alandaki ilgi, azınlık taşıyıcılarına bağlı nokta kontaklar üzerinde yoğunlaşmıştır.

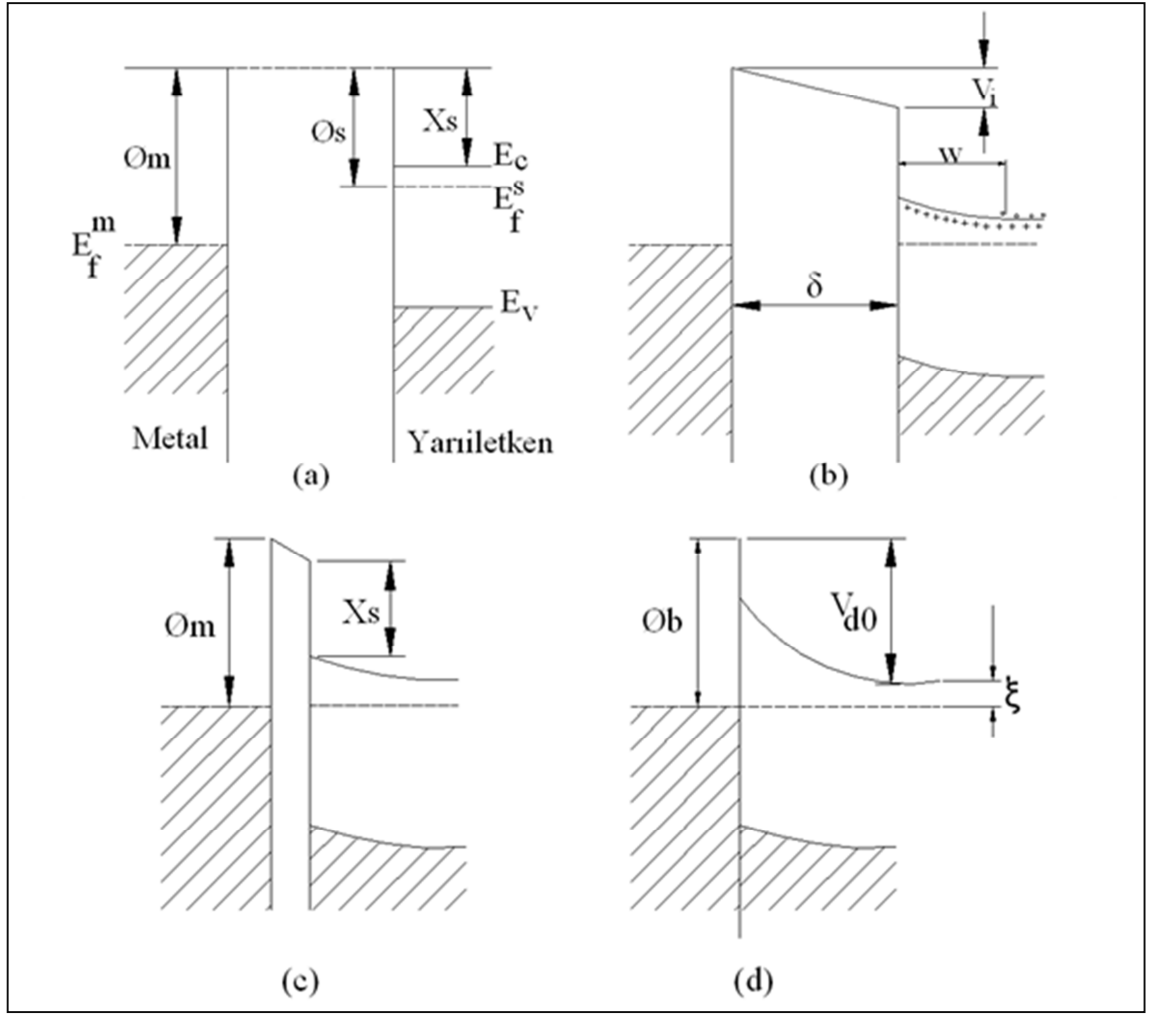
1950 ve 1960'larda metal filmlerin yüksek vakum ortamlarında buharlaştırılmasının gerçekleştirilebilmesi büyük heyecana sebep olmuştur. Bu önemli gelişme, yarıiletken teknolojilerinde kullanılan kontaklar için ilham kaynağı niteliğindedir. Bu gelişmeyle birlikte Bardeen, Crowell ve Sze'nin teorik ve ayrıca Goodman, Archer, Atalia, Kahng, Mead ve Cowley'ın deneysel çalışmaları Schottky kontaklar için yapılan araştırmalar açısından dönüm noktası niteliğindedir.

1992'de yayımlanmış olduğu Genel Teori'sinde Tung, Schottky engelin bu zamana kadar kabul edildiği gibi tekdüze bir yapıya sahip olmadığını, arayüzeyin yapısına bağlı olarak inhomojen olduğunu ileri sürerek, bu alanda yaşanan problemlere farklı ve etkin bir çözüm önerisi getirmiştir (Tung, 1992). 2000'lerden sonra nanoteknolojideki devasa gelişme Schottky diyotların özelliklerine ve kullanım alanlarına da önemli bir yenilik ve zindelik katmıştır. Karbon nanotüp Schottky aygıtlar büyük bir ilgi odağı haline gelirken, arayüzeyin nanoteknolojiyle anlaşılabilen spesifik özellikleri de literatürde hak ettiği yeri bulmuştur (Tamura, 2002; Chen *et al.* 2011). 1950'lerden sonra 1990'lara kadar Schottky kontaklar için pek çok araştırma sonucu yayımlanmıştır. Ancak bu sonuçlar genellikle belli sınırlar ve şartlar için uygulanabilir çalışmaları içermiştir. Çoğu deneysel sonucun genelleştirilmesinde ve belli bir fiziksel temele oturtulmasında kayda değer sıkıntılar yaşanmıştır.

20. yüzyıl boyunca, Schottky engeli ile ilgili bileşenler artan bir şekilde mikroelettronik ve nanoelettronikte kullanılmıştır. Araştırma faaliyetleri engel oluşumu ve metal-yarıiletken arayüzeyinden akım geçişi ekseninde kontaktaki fiziksel özelliklerin tamamıyla anlaşılmasına yönelik olarak devam etmektedir. Metal-yarıiletken arayüzeylerdeki etkileşimlerinin derinlemesine incelenmesi için modern yüzey-bilim analitik teknikleri ve bilgisayar simülasyonları da akım iletim sürecini analiz etmek için kullanılmaktadır (Rhoderick *and* Williams, 1988).

2.2. Metal Yarıiletken Kontaklar

Bir metal ile bir yarıiletken kontak haline geldiğinde Schottky engelini nasıl oluştuğunu görmek için metal ve yarıiletkenin her ikisinin de nötr olduğunu ve birbirinden ayrık olduğunu kabul edelim. Bir n-tipi yarıiletkenin metalin iş fonksiyonundan daha az olan iş fonksiyonu ile enerji-bant diyagramı Şekil 2.1(a)'da gösterilmiştir. Bu, pratikteki en önemli kabuldür ve yüzey durumlarının olmadığını varsayınız. Eğer metal ve yarıiletken kontak haline getirilirse elektronlar yarıiletkenden metale geçer ve iki Fermi seviyesi Şekil 2.1(b)'deki gibi çakışmaya zorlanır. İki katı yüzey dışında kalan elektronların enerjileri bu aşamadan sonra aynı değildir ve kontak bölgesinde sağdan sola doğru elektrik alan oluşur. Yarıiletkendeki pozitif yüklerle dengelenen metalin yüzeyinde negatif yükler oluşmalıdır. Yarıiletken n-tipi olduğu için pozitif yük, yüzeyden uzaklaşan iletim elektronlarından sağlanır ve bu yüzey elektronlarından yoksun bölgeye dengelenmemiş pozitif verici iyonlarını (donor) bırakır. Donor yoğunluğu metaldeki elektron yoğunluğundan daha az olan bu dengelenmemiş donörler kayda değer kalınlıktaki bir tabakayı işgal eder. Bu tabaka w , p-n eklemesindeki tükenim bölgesinin genişliği ile kıyaslanabilir büyüklüktedir ve Şekil 2.1(b)'de gösterildiği gibi yarıiletkendeki bantlar aşağı doğru bükülür. Metalin dış yüzeyindeki elektrostatik potansiyel ile yarıiletken arasındaki fark $V_i = \delta\epsilon_i$ formülü ile bulunur, burada δ metal ile yarıiletken arasındaki aralık ve ϵ_i ise boşluktaki elektrik alanıdır. Eğer ϵ_i sabit kalırken metal ile yarıiletken birbirlerine yaklaşırlarsa V_i sıfıra yaklaşır.



Şekil 2.1: Metal ve yarıiletken arasındaki engelin oluşumu **(a)** nötr olan metal ve yarıiletken ayrıken **(b)** kontak haline getirilmiş, **(c)** arayüzey ile birbirinden ayrılmış, **(d)** mükemmel bir kontak (- iletim bandında elektron gösterir, + donör iyon gösterir).

Şekil 2.1(d)'deki gibi metal ve yarıiletken birbiriyle mükemmel kontak haline getirildiğinde, arayüzey tabakası tamamen kaybolur ve ideal bir metal-yarıiletken kontak meydana gelir. Gayet açık ki V_i sıfıra yaklaşır ve engelin yüksekliği Φ_b verilen Fermi seviyesine göre ölçülür.

$$\Phi_b = \Phi_m - \chi_s \quad (2.1)$$

Metal-yarıiletken kontaklarda pratikte Şekil 2.1(d)'de gösterildiği gibi ideal bir duruma ulaşmak mümkün değildir. Çünkü genelde yarıiletkenin üzerinde yaklaşık kalınlığı $10 \text{ \AA}$ olan ince bir yalıtkan arayüzey oksit tabakası her zaman kaçınılmaz olarak oluşmaktadır. Böyle bir yalıtım filmi genellikle arayüzey tabakası olarak adlandırılır. Bu nedenle söz konusu kontağın Şekil 2.1(c)'de gösterildiği gibi olması muhtemeldir. Ne var ki oksit tabaka tarafından elektronlara gösterilen engel genellikle çok küçüktür. Bu yüzden elektronlar kolayca bu tabakadan geçebilirler ve Şekil 2.1(c) ise Şekil 2.1(d)'den neredeyse ayırt edilemez ve iletim elektronları dikkate alınır.

Oksit filmdeki potansiyel düşmesi V_i o kadar küçüktür ki buna göre bu durum Eşitlik 2.1 kullanılarak çok iyi bir şekilde ifade edilebilir. Eşitlik 2.1 genellikle Schottky'e atfedilmesine rağmen, ilk defa Mott tarafından izah edilmiştir (Mott, 1938). Bu değer, Schottky-Mott limiti olarak bilinir.

Potansiyel engeli tükenim bölgesindeki yük dağılımına bağlıdır. Elektron yoğunluğunun donör yoğunluğundan daha az olduğu fakat belli bir büyüklükten (deplasyon yaklaşımı) az olmadığı geçiş bölgesindeki bantların bükülmesi ihmal edilirse engelin şekli tamamen donörlerin uzaysal dağılımı tarafından belirlenir. İlk olarak Schottky'nin ortaya koyduğu, Schottky ve Spenke tarafından ayrıntılı olarak incelenen modelde, yarıiletkenin metal sınırına kadar homojen olduğu farz edilir (Schottky, 1938; Spenke, 1939). Böylece donörler tükenim bölgesinde düzgün yük dağılımı oluşmasına sebep olur. Böylelikle, Gauss teoremine göre elektrik alanın büyüklüğü tükenim bölgesinin köşesine olan uzaklığın artmasına paralel olarak elektrostatik potansiyel ile quadratik olarak artar. Sonuçta oluşan parabolik engel ise Schottky engel olarak bilinir.

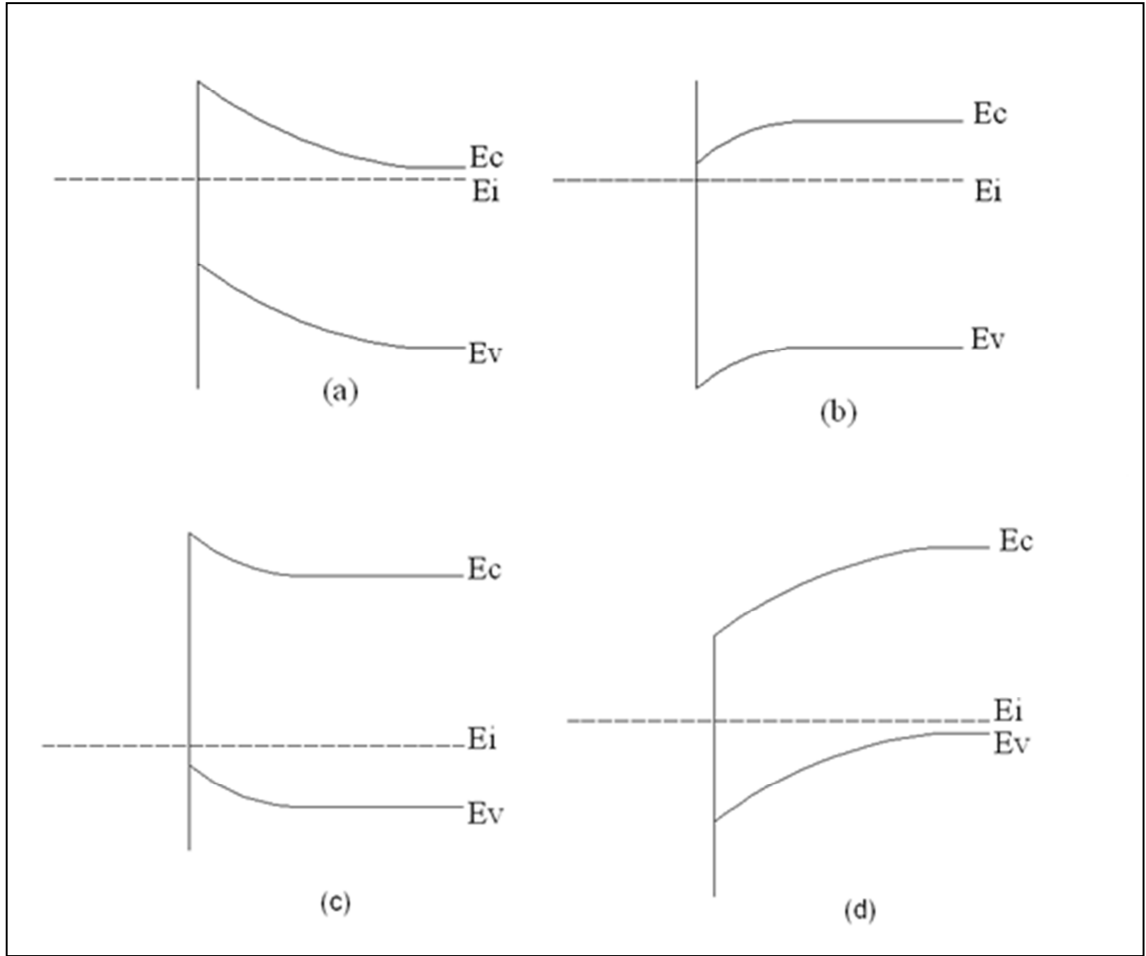
Biraz farklı bir model Mott tarafından ortaya konmuştur (Mott, 1938). Mott'a göre metal-yarıiletken kontak donörlerden yoksun ince bir tabakadan oluşur. Elektrik alan bu ince tabaka boyunca sabit olmalıdır. Bu tabaka başlangıçta quadratik sonra doğrusal

olarak artan elektrostatik potansiyeli oluşturur. Bu, Mott engeli olarak bilinir ve bu engele pratikte nadiren rastlanır.

Yukarıdaki açıklamalar metalin iş fonksiyonunun (Φ_m) n-tipi yarıiletkenin iş fonksiyonundan (Φ_s) daha küçük olduğu durumlara uygulanabilir. Böyle bir kontak, doğrultucu kontaklıdır.

Eğer, Φ_s , Φ_m 'den büyükse Şekil 2.2(b)'deki diyagram elde edilir. Böyle bir kontağa ters beslem uygulanırsa yarıiletkenin metale elektron akışı olur, bu elektronlar bir engel ile karşılaşmaz. Ters beslem durumunda elektron akışı ters yönde olur. Yarıiletken bantlarının aşağı doğru büküldüğü yerde elektronların yüksek yoğunluğu bol elektron sağlama yeteneğine sahip bir katot gibi davranır. Akım, yarıiletkenin yük direnci tarafından sağlanır. Böyle bir kontağa omik kontak denir. Kontakın özelliklerinden daha çok, yarıiletkenin yük direnci tarafından belirlenen akımın yeterli düşük direnci bu tip bir kontak ile sağlanır.

Φ_m 'in Φ_s 'i geçtiği p-tipi yarıiletkenin Şekil 2.2(c)'de gösterilen bant diyagramını elde ederiz. Bu diyagram aynı zamanda omik kontaklı da gösterir. Φ_s 'in Φ_m 'i geçtiği p-tipi yarıiletken ise Şekil 2.2(d)'de gösterilmiştir. Boşlukların engelden geçerken zorluk çektiğini göz önüne aldığımızda, Şekil 2.2(d)'nin Şekil 2.2(a)'nın p-tipi benzeri olduğunu görürüz. Bu da doğrultmaya sebep olur. Şekil 2.2(b) ve 2.2(c) pratikte yaygın değildir. Metal yarıiletken kombinasyonlarının çoğunluğu doğrultucu kontaklı oluşturur.



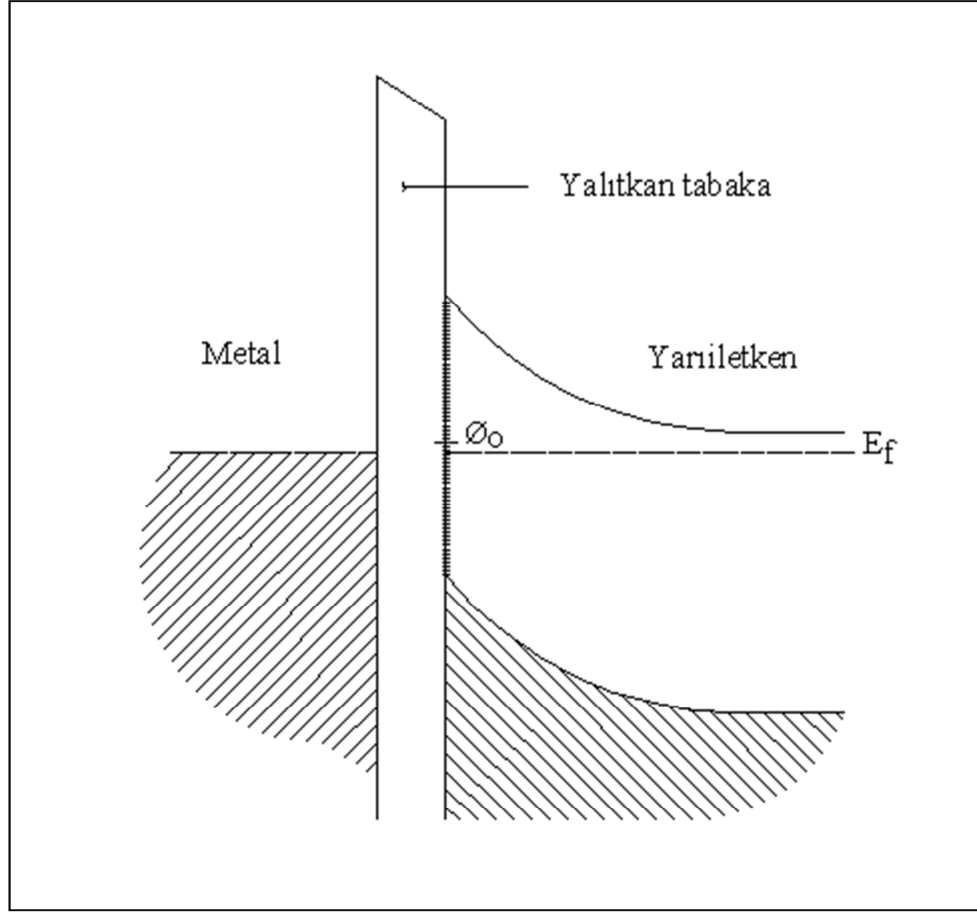
Şekil 2.2: Farklı durumlar için metal-yarıiletken kontak enerji band diagramları. n-tipi yarıiletken için: **(a)** $\Phi_m > \Phi_s$ (doğrultucu); **(b)** $\Phi_m < \Phi_s$ (omik). p-tipi: **(c)** $\Phi_m > \Phi_s$ (omik); **(d)** $\Phi_m < \Phi_s$ (doğrultucu).

Tersi belirtilmedikçe, bundan sonraki tartışmalar Φ_m 'in Φ_s 'den büyük olduğu n-tipi yarıiletken ekseninde olacaktır (Rhoderick *and* Williams, 1988).

2.2.1 Yüzey Veya Arayüzey Etkisi

Dipol tabaka yüzeyinin değişmezliği hakkındaki varsayım yanlış olsa bile, Schottky-Mott teorisi geçerli olduğu sürece engel yüksekliği Φ_b metalin iş fonksiyonu olan Φ_m 'ye bağlıdır. Fakat deneysel olarak, engel yüksekliği Φ_m 'ye Schotky-Mott teorisinin iddia ettiğinden daha küçük bir bağlılık gösterir. Belli koşullar altında, Φ_b metalin tipinden bağımsızdır.

Φ_m 'ye zayıf bağlılık hakkındaki bir açıklama da Bardeen tarafından yapılmıştır. Bardeen bu tutarsızlığa neden olarak yüzey durumlarının etkisini ileri sürmüştür (Bardeen, 1947). Şekil 2.3'te gösterildiği gibi metal ve yarıiletkenin ince bir yalıtkan tabaka ile ayrıldığını varsayalım.



Şekil 2.3: Arayüzey durumları ve metal-yarıiletken kontaklar.

Bu durumları, mevcut olan serbest yarıiletken yüzeylerden ayırmak için arayüzey durumları olarak ifade etmek daha uygun olur. Arayüzey durumlarının yokluğunda, dengelenmemiş donörler sebebiyle metal yüzey üzerindeki negatif yük Q_m ve pozitif yükün Q_d 'ye eşit ve zıt yüklü olduğunu kabul edelim. Çünkü eklem tamamıyla nötrdür. Arayüzey durumun varlığında ise yük durumu şu şekilde olmalıdır; $Q_m + Q_d + Q_{ss} = 0$. Burada Q_{ss} arayüzey durumu yüküdür. Arayüzey durumlarının doluluk oranı Fermi seviyesi tarafından belirlenir ve engel bölgesi boyunca sabittir. Elektronik durumların Fermi seviyesine kadar dolu olduğu ve bu seviyenin üzerinin boş olduğu kabul edilir. Eğer Şekil 2.3'te gösterildiği gibi Φ_0 ile gösterilen nötr seviye, E_f ile gösterilen Fermi seviyesinin üzerinde olursa arayüzey durumu net pozitif yükler içerir ve bundan dolayı yüzey durumları bulunmadığı takdirde Q_d daha küçük olmalıdır. Bu şu manaya gelir:

tükenim bölgesinin genişliği olan w gittikçe azalacak, bant bükülme miktarı da W^2 ile orantılı olarak düşecektir. Bundan dolayı Φ_b azalacaktır. Φ_b 'deki azalış Φ_0 'ı E_f 'ye doğru itme etkisine sahiptir. Yani yüzey durumlarında pozitif yükü azaltma eğilimindedir. Başka bir deyişle, Φ_0 , E_f 'nin altında olursa Q_{ss} negatiftir ve yüzey durumları bulunmadığı takdirde Q_d daha büyük olmalıdır. Bu şu anlama gelir; w ve Φ_b artarken, Φ_0 ise E_f 'ye doğru çekilecektir.

Bu durumda engel yüksekliği aşağıda verildiği gibidir.

$$\Phi_b = E_g - \Phi_0 \quad (2.2)$$

Bu ifade, Bardeen limiti olarak adlandırılır. Engel yüksekliğinin çakılı (bir enerji seviyesinde sabit) olduğu söylenir. Tükenim bölgesindeki yük miktarı (ve bundan dolayı engel yüksekliği) metalin iş fonksiyonundan bağımsız olur (Rhoderick *and* Williams, 1988).

2.3. Termiyonik Emisyon Teorisi

Bethe'nin Termiyonik Emisyon Teorisi ile ilgili yapılan varsayım şöyle izah edilebilir: akım iletim süreci metal ile yarıiletken arasındaki arayüzey boyunca bir elektron transfer sürecidir. Metal-yarıiletken Schottky diyotlarda Termiyonik Emisyon Teorisi, taşıyıcılarının termal enerjileri sayesinde akım taşıyıcılarının metal yarıiletken kontakta meydana gelmiş olan potansiyel engelini aşarak metalden yarıiletkene yahut yarıiletkenden metale geçmesini ifade eder. Bu teoriye göre tükenim bölgesindeki sürüklenme ve difüzyon etkileri önemsiz olarak kabul edilir. Böylelikle elektronlar için yarı-Fermi seviyesi tükenim bölgesi boyunca düz kalır ve p-n eklemesindeki gibi yük yarıiletkenin Fermi seviyesi ile çıkarılır. Bir V gerilimi uygulandığında, arayüzeyin yarıiletken tarafındaki elektron konsantrasyonu $\exp(qV/kT)$ faktörü kadar artar. Bu

durum arayüzeyin bir ucundan bir ucuna elektronların p ihtimali ile tünellenebildiği ince yalıtım tabakasının varlığı düşünülerek anlaşılabilir (Bethe, 1947).

$p \ll 1$ olursa, yarıiletkeniden gelen elektronların çoğu tekrar yarıiletkene yansır ve diğer yüklerle termal dengede kalır. Yarıiletkenin kenar sınırındaki elektron yoğunluğu aşağıda verildiği gibidir:

$$n = N_c \exp\left(-\frac{q(\Phi_b - V)}{kT}\right) \quad (2.3)$$

Küresel sabit-enerjili yüzeye sahip yarıiletken için, bu elektronlar izotropik Maxwell hız dağılımına sahiptir ve izole tabakadaki birim alan üzerindeki birim saniyedeki olay sayısı temel kinetik teori ile bulunur (Loeb, 1961). $n\bar{v}/4$, buradaki $\bar{v}$ yarıiletkendeki elektronun ortalama termal hızıdır. Yarıiletkeniden metale elektron akışı sebebiyle meydana gelen akım yoğunluğu aşağıdaki gibidir:

$$J_{sm} = \frac{pqN_c\bar{v}}{4} \exp\left(-\frac{q(\Phi_b - V)}{kT}\right) \quad (2.4)$$

Sadece p ihtimalli elektronları metalin içine doğru tünellerebilir. Bir de, metalden yarıiletkene doğru elektron akışı vardır ki bu engel yüksekliği Φ_b metalin değişmez kaldığının görülmesinden dolayı uygulanan gerilimden etkilenmez. Sıfır beslem için yarıiletkeniden metale doğru akan akım bu akımı dengeler.

$$J_{ms} = \frac{pqN_c\bar{v}}{4} \exp\left(-\frac{q\Phi_b}{kT}\right)$$

Bundan dolayı

$$\begin{aligned} J &= J_{sm} - J_{ms} \\ &= \frac{pqN_c\bar{v}}{4} \exp\left(-\frac{q\Phi_b}{kT}\right) \left(\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1\right) \end{aligned} \quad (2.5)$$

Maxwell hız dağılımına göre $\bar{v} = (8kT/\pi m^*)^{1/2}$ için burada m^* yarıiletken içindeki elektronun etkin kütesidir.

Termiyonik Emisyon Teorisinin açık varsayımlarından bir tanesi şudur; eğer hayali yalıtım tabakası çok ince olur ve $p, 1'$ yaklaşırsa saniyede arayüzeyden geçen elektron sayısı değişmez, böylelikle akım $p=1$ alınarak hesaplanabilir. Bu çok sert bir varsayımdır. Çünkü eğer $p=1$ olursa, elektronlar yarıiletkenine geri yansır ve engelin tepesindeki elektronların hız dağılımı tek yönlü ve quasi-Fermi seviyesi kavramı çok şüpheli olur. Baccarani ve Mazzone engele çarpan elektronların yörüngesini hesaplamak için Monte-Carlo metodunu kullanmışlardır (Baccarani *and* Mazzone, 1976).

Bu hesaplamalarda elektronların tükenim bölgesinin köşesinde izotropik bir Maxwell dağılımına sahip olduğu varsayılmıştır. Baccarani ve Mazzone engele çarpan elektronların hız dağılımının tek yönlü Maxwell dağılımına çok yakın olduğunu bulmuşlar ve buna “Hemi-Maxwell dağılımı” adını vermişlerdir. Bu elektronların yoğunlukları Eşitlik 2.3'te tahmin edilen yoğunluğun tam olarak yarısıdır. Arayüzeye dik yöndeki böyle bir dağılımın ortalama hızı $\bar{v}/2$ dir. Bundan dolayı yarıiletkenden metale geçen elektronların akım yoğunluğu Eşitlik 2.3'teki tahmine $p=1$ için çok yakındır. Bu sonuç sonradan analitik metot kullanılarak Baccarani tarafından doğrulanmıştır (Baccarani, 1976). 1985'te Berz tarafından da aynı sonuç bulunmuştur. Elektronların akışını değiştirmesek ve $p=1$ alınırsa sonraki bir varsayım doğrulanabilir (Berz, 1985). 2.5'teki denklemde $N_c = 2 \left(2\pi m^* \frac{kT}{h^2} \right)^{3/2}$ $p=1$ alınırsa Termiyonik Emisyon Teorisine göre akım/voltaj özelliklerini verir.

$$J = A^* T^2 \exp \left(-\frac{q\Phi_b}{kT} \right) \left(\exp \left(\frac{qV}{kT} \right) - 1 \right) \quad (2.6)$$

Burada

$$A^* = 4\pi m^* q k^2 / h^3 \quad (2.7)$$

A^* termiyonik emisyon için Richardson katsayısı ile aynıdır. m^* ile m 'nin yer değişimi için:

$$A^* = 1.2 \times 10^6 \left(\frac{m^*}{m} \right) A m^{-2} K^{-2} \quad (2.8)$$

$\left(\frac{m^*}{m}\right) = 0.072$ olduğunda bu durum GaAs için geçerlidir.

Daha geniş sezgisel argümanları kullanan Bethe yarıiletken metale doğru akan akım için Eşitlik 2.4'te belirtildiği gibi şu açıklamayı yapmıştır:

$$J_{sm} = q \frac{\bar{v}}{2} \frac{1}{2} N_c \exp\left(-\frac{q(\Phi_b - V)}{kT}\right)$$

Burada $\frac{\bar{v}}{2}$ bir kartezyen yönündeki Maxwell-Boltzman dağılımındaki bir elektronun ortalama hızıdır. İkinci faktör $\frac{1}{2}$ nin ortaya çıkmasının sebebi sadece maksimum potansiyele doğru hareket eden elektron onu geçebilir. Bu sezgisel muhakeme ile Bethe doğru sonuca ulaşmıştır (Rhoderick and Williams, 1988).

2.3.1 Termiyonik Emisyon Teorisinde İyileştirmeler

Crowell ve Sze 1966'da yaptığı çalışmasıyla Termiyonik Emisyon Teorisinde iyileştirmeler yaptı. Bunların en önemlisi Richardson sabiti A^* ile ilgilidir. A^* , ilk olarak 2.6'daki denklemde Crowell ve Sze'nin rekombinasyon hızı V_r yerine (yada daha doğru bir teoriye göre, $\bar{v}/2$ 'lik bir hızla Crowell ve Sze tarafından kullanılan elektron konsantrasyonunun bir buçuk katı) $\bar{v}/4$ kullanılmasıyla ortaya çıktı. Buna göre maksimum potansiyelde arayüzden metale geçen elektronlar geri dönmez. Fakat kuantum mekaniğine göre, bir elektron engeli aşmak için yeterli enerjisi olsa bile potansiyel engeli tarafından yansıtılabilir. Ayrıca; bir elektron engeli aştıktan sonra bile bir fononun emisyonu veya emilimi ile geniş bir açıyla savrulabilir ve geldiği yere dönebilir. Sonraki süreç yarıiletken içindeki imaj kuvvetleri vasıtasıyla modifiye edilen potansiyel enerjinin maksimumu ve metal arasında şekillenir. Bu bölgede, iletim bandının tabanında oldukça dik bir eğim meydana gelir ve böylece yarıiletkenin içindeki elektronlar, bulundukları bölgede optik fononlar yaymak için yeterli enerjiye

sahip olacaktır. (Bir optik fononun enerjisi yaklaşık 0.06 eV silikon olarak ve 0.04 eV galyum arsenit olarak). Eşiğin hemen üstünde yeterli enerjiye sahip elektronlar için, optik fonon emisyonu diğer dağılımlardan daha muhtemeldir. Crowell ve Sze, yarıiletkenlerden metale ulaşan elektronun f_d olasılığını hesapladı. Bunun termiyonik-emisyon süreci üzerinde etkisi V_r hızının f_p faktörüyle çarpılmasında rol oynar (Crowell and Sze, 1966).

Araştırmalar, f_p grafiğini maksimum elektrik alanı $\mathcal{E}_{\max}$ 'ın tükenim bölgesinde bir fonksiyonu olarak verir. $\mathcal{E}_{\max}$ arttıkça, f_p çizgisel olarak 1'e yaklaşır. Maksimum elektrik alanı, sadece donorlardan kaynaklanan elektrik alanıdır.

Kuantum mekaniksel yansımasının etkisi Crowell ve Sze tarafından 1966 yılında araştırıldı. Bu araştırmanın sonuçları engelin üst kısmından elektronların tünelleme yapması durumuyla ilgilidir. Metal yüzeye yakın görüntü potansiyeli hakkında bir varsayım yapılabilir. (Crowell and Sze, 1966).

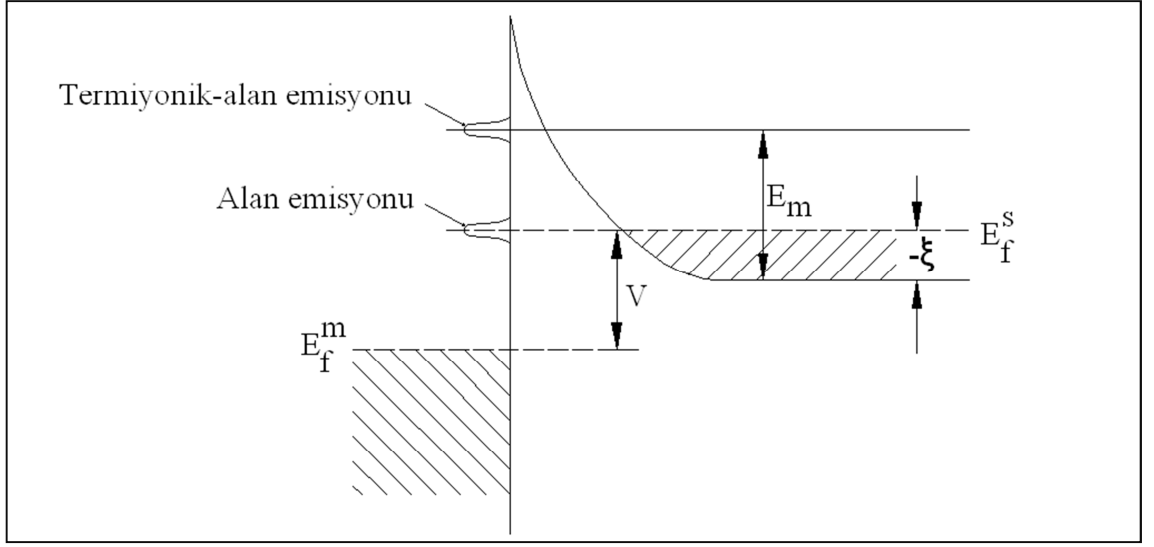
Crowell ve Sze'in fonon saçılması ve Kuantum mekaniksel yansıma hakkındaki düşünceleri niteliksel olarak doğru olmasına rağmen, niceliksel olarak açık değildir. Fonon dağılımının ihmali f_p 'de aşırı bir artışa yol açar ve iletim bandının altındaki eğim çok dik olduğunda, f_q hesaplamalarındaki etkin kütle yaklaşımının kullanılması şüpheli olur. Bu bahsi edilen ikinci nokta James tarafından ele alındı. Termiyonik Emisyon Teorisinin geçerli olduğu durumda, f_p ve f_q etkisi Eşitlik 2.6'da A^* yerine $A^{**} = f_p f_q A^*$ kullanılır (Genel durum etkisi V_r yerine $f_p f_q V_r$ kullanılır) (James, 1949). Rahatlıkla söylenebilir ki A^{**} , A^* 'dan yarı yarıya kadar az olabilir. Pratikte A^{**} içindeki bir varyasyon Φ_b , kT/q 'dan daha az değişerek aynı etkiye sahiptir. A^* ile A^{**} arasındaki fark çok önemli değildir. Çünkü f_p ve f_q uygulanan besleme bağlıdır ve A^{**} tamamiyle sabit değildir. Bu imaj kuvvetin engel ve diğer etkileri düşürücü etkisi pratikte net

olarak açıklanamamaktadır. Crowell ve Sze GaAs ve Si'daki elektronlar için ve 300 K $4.4 \times 10^4 \text{ A m}^{-2} \text{ K}^{-2}$ ve $96 \times 10^4 \text{ A m}^{-2} \text{ K}^{-2}$ şartlarında A^{**} 'ın etkin değerini hesaplamışlardır. Andrews ve Lepselter daha önce Crowell ve Sze'in yaptığı $f_p f_q$ değerlerini tekrar test etmişler ve A^{**} için en iyi ortalama değeri biraz daha yüksek bulmuşlardır (Andrews *and* Lepselter, 1970). Bu değer $112 \times 10^4 \text{ A m}^{-2} \text{ K}^{-2}$ 'dir. Ayrıca p-tipi silikondaki donörler için $32 \times 10^4 \text{ A m}^{-2} \text{ K}^{-2}$ değerini vermişlerdir (Rhoderick *and* Williams, 1988).

2.4. Engelden Tünelleme

2.4.1 Alan ve Termiyonik-Alan Emisyonu

Belli koşullar altında, enerjileri engelin üst sınırının altında olan elektronların kuantum-mekanik tüneller ile engeli delip geçmesi mümkündür. Şekil 2.4'ten anlaşılabileceği gibi bu düzenli termiyonik akım süreci iki şekilde değiştirebilir. Düşük sıcaklıkta çok ağır katkılı (dejenere) yarıiletkende doğru yöndeki akım, yarıiletkendeki Fermi enerjisine yakın enerjideki elektronların tünelleme yapabilmesine neden olabilir.



Şekil 2.4: İleri beslem altında alan ve termiyonik alan emisyonu.

Buna ‘alan emisyonu’ denir. Sıcaklık artırılırsa elektronların enerjileri de artar ve böylece tünelleme olasılığı da hızlı bir şekilde artar. Çünkü elektronlar ince ve düşük bir engelle karşılaşır. Öte yandan, uyarılmış elektronların sayısı artan enerji ile hızlı bir şekilde azalır ve iletim bandının alt seviyesinin üstünde enerji E_m ’ye sahip elektronlardan oluşan akıma maksimum katkı sağlar. Buna ‘termiyonik-alan emisyonu’ denir. Eğer sıcaklık daha çok yükseltirirse, sonunda öyle bir noktaya ulaşılır ki elektronlar engelin üst sınırını geçmek için yeterli enerjiye sahip olur ve tünelleme etkisi ihmal edilebilir.

Tünelleme en iyi Schrödinger denklemlerinin çözümleriyle anlaşılabilir. Buradaki Schrödinger denklemleri katlanarak sönümlü dalgaların özelliklerine sahip olan denklemlerdir. $-q(E - E_c) = \hbar^2 k^2 / 2m^*$ denklemi elektronun enerjisi olan E , iletim bandının tabanındaki enerji E_c ’den küçük olduğunda geçerli kabul edilir. Bu denklemden k dalga vektörünü ve m^* etkin kütleyi sembolize etmektedir ve bu denklem elektronun kinetik enerjisiyle ilgilidir. Bu durumda dalga vektörü hayali olur ve $k = ik'$ denklemini yazabiliriz. Buradaki k' gerçektir. Elektron-dalga fonksiyonu $\exp(ikx) = \exp(-k'x)$ ile orantılı olduğundan dalga fonksiyonu uzaklıkla kademeli

olarak azalır ve dalga fonksiyonunun karesi ile orantılı olan x pozisyonundaki elektronu bulma olasılığı $\exp(-2k'x)$ ile orantılıdır.

$$\hbar^2 \frac{(k')^2}{2m^*} = q(E_c - E)$$

Eğer $E_c - E$ sabit değilse (örneğin bantlar düzgün değilse), k' durum fonksiyonudur ve x pozisyonundaki elektronu bulma olasılığı $p = \exp(-2 \int k' dx)$ ile ifade edilir. Bu sonuç engelin yüksekliğinin altında ΔE enerji seviyesine sahip elektron tarafından geçilen üçgensel engel ihtimalinin hesaplanmasında kullanılırsa, aşağıdaki denklem elde edilir:

$$p = \exp\left(-\frac{\frac{4}{3}(2qm^*)^{\frac{1}{2}}(\Delta E)^{\frac{3}{2}}}{\hbar \varepsilon}\right) \quad (2.9)$$

buradaki ε engelin elektrik alanıdır.

Bu denklemi üçgensel olarak düşünülen engelin zirvesi için ΔE yeteri kadar küçükse, V_d difüzyon potansiyeline sahip Schottky engeli için uygulayabiliriz. Tükenim yaklaşımına göre engeldeki maksimum alan $\varepsilon_{\max} = \left(\frac{2qN_d V_d}{\varepsilon_s}\right)^{\frac{1}{2}}$ formülü ile bulunur.

$$p = \exp\left(-\frac{\frac{2}{3}(\Delta E)^{\frac{3}{2}}}{E_{00} V_d^{\frac{1}{2}}}\right) \quad (2.10)$$

bulunur. Burada E_{00} (Padovani ve Stratton terminolojisi kullanılır) tünel teorisinde önemli rol oynayan bir parametredir (Padovani *and* Stratton, 1966). Bu enerji eV veya yük tarafından bölünen enerji boyutuna sahiptir ve aşağıdaki formülle elde edilir.

$$E_{00} = \frac{\hbar}{2} \left(\frac{N_d}{m^* \varepsilon_s}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.11)$$

$$= 18.5 \times 10^{-15} \left(\frac{N_d}{m_r \varepsilon_{sr}}\right)^{\frac{1}{2}} \text{ eV} \quad (2.12)$$

Bu formüldeki $m^* = m_r \cdot m$ yarıiletkendeki elektronların etkin kütlesidir. $\epsilon_s = \epsilon_{sr} \epsilon_0$ ise dielektik sabitidir. Donor yoğunluğu N_d 'de m^{-3} ile ifade edilir. Orta katkılı yarıiletkenler için termiyonik alan emisyonun başlangıcının ΔE 'ye eşit olan $\Delta \Phi$ miktarı kadar engel yüksekliğindeki azalmaya kabaca eşit olduğu düşünülebilir. Burada ΔE , e^{-1} 'in geçiş ihtimaline karşılık gelir. Engel düşmesi aşağıdaki gibi olur:

$$\Delta \Phi \approx \left(\frac{3}{2}\right)^{2/3} (E_{00})^{2/3} (V_d)^{1/3} \quad (2.13)$$

Bu teori Padovoni, Stratton, Crowell ve Rideout tarafından geliştirildi (Padovani *and* Stratton, 1966; Crowell *and* Rideout, 1969). Bu analizlerin çoğu matematikselidir fakat temel özellikleri aşağıdaki gibidir:

- 1) İleri beslem yönünde, alan sadece dejenere olmuş yarıiletkende ve çok küçük etkin kütle sayesinde oluşur.
- 2) E_{00} 'ın fiziksel anlamı aslında Schottky engelden taşıyıcıların difüzyonu esnasındaki sahip oldukları potansiyel enerji ile ilgilidir. Öyle ki tükenim bölgesinin köşesindeki iletim bandının taban enerjisi elektronun geçiş ihtimali e^{-1} 'e eşittir. Bundan dolayı kT/qE_{00} oranı, termiyonik emisyon ile tünellemenin göreceli ölçümüdür. $kT \ll qE_{00}$ ise alan emisyonu, $kT \approx qE_{00}$ ise termiyonik alan emisyonu ve $kT \gg qE_{00}$ ise termiyonik emisyon olur. Daha gerçekçi bir analize göre emisyonun oluştuğu sıcaklık aşağıdaki formül ile ifade edilebilir:

$$kT < 2qE_{00} \left(\ln \left(-\frac{4\Phi_b}{\xi} \right) + \left(-\frac{2E_{00}}{\xi} \right)^{\frac{1}{2}} \right)^{-1} \quad (2.14)$$

Formüldeki ξ yarıiletkendeki iletim bandının tabanı ile Fermi seviyesi arasındaki mesafesidir ve dejenere olmuş yarıiletkende bu mesafe negatiftir. Süreç termiyonik alan emisyonu olarak tanımlanabildiğinde yukarıdaki sıcaklık,

$$kT > 2qE_{00} \left(\ln \left(-\frac{4\Phi_b}{\xi} \right) \right)^{-1} \quad (2.15)$$

formülü ile bulunur.

- 3) Termiyonik alan emisyonu için üst sıcaklık limiti

$$\cosh^2 \left(\frac{qE_{00}}{kT} \right) / \sinh^3 \left(\frac{qE_{00}}{kT} \right) < 2V_d / 3E_{00} \quad (2.16)$$

ile elde edilir. Formüldeki $V_d = \Phi b - \xi - V$ difüzyon potansiyelidir. Bu nedenle termiyonik alan ile saf termiyonik alan arasındaki geçiş uygulanan yöne bağlıdır.

4) Akım-voltaj ilişkisi

$$J = J_0 \exp(V/E_0) (1 - \exp(-\frac{qV}{kT})) \quad (2.17)$$

ile gösterilir. Burada $E_0 = E_{00} \coth(\frac{qE_{00}}{kT})$ 'dir.

Düşük sıcaklıklarda bu ilişki $(\frac{kT}{qE_{00}} \ll 1)$, $E_0 \approx E_{00}$ şeklindedir. Böylece V 'ye bağlı $\ln(J/1 - \exp(-qV/kT))$ grafiğinin eğimi sıcaklıktan bağımsızdır. Yüksek sıcaklarda $(\frac{kT}{qE_{00}} \gg 1)$, $E_0 \approx kT/q$ 'dan çok az büyüktür. $n = \frac{qE_0}{kT} = (\frac{qE_{00}}{kT}) \coth(\frac{qE_{00}}{kT})$ olduğunda eğim q/nkT olarak yazılabilir. Bundan dolayı termiyonik alan emisyonu sayesinde alan emisyonundan saf termiyonik emisyonuna doğru (yumuşak) geçiş vardır. E_0 değerleri $5 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$ miktardaki donör yoğunluğuna sahip Au/GaAs diyodu için I-V eğrisinin eğiminden deneysel olarak elde edilir ve kT/q fonksiyonu olarak çizilir. Bu üç boyutlu eğri 17 MeV olarak alınan E_{00} 'a sahip E_0 'ın teorik ifadesini gösterir.

5) J_s çok zayıf olarak ters beslem gerilimi voltajına bağlıdır. J_s ; sıcaklık, engel yüksekliğine bağlı ve Padovanni ve Stratton, Crowell ve Rideout tarafından yapılan çalışmada ortaya atılan yarıiletken parametrelerine bağlı karmaşık bir fonksiyondur (Padovanni and Stratton, 1966). Padovanni ve Stratton'un ileri sürdüğü termiyonik alan emisyon denklemi aşağıdaki gibidir:

$$J_s = J_m q (\pi E_{00} (\Phi b - V - \xi))^{1/2} / kT \cosh(\frac{qE_{00}}{kT}) \exp(-\frac{\Phi b - \xi}{E_0}) \quad (2.18)$$

Burada $J_m = (A^* T^2 \exp(-\frac{q\xi}{kT}))$ düz-bant akım yoğunluğudur. Cheung ve Sze J_s 'in Si Schottky diyotlarındaki donör yoğunluğuna bağlılığını gösteren grafikler yayımlamışlardır (Cheung and Sze, 1970).

6) Uyarılmış elektronların maksimum enerji dağılımı, yarıiletkendeki iletim bandının taban enerjisinin üstünde $E_m = V_d (\cosh(\frac{qE_{00}}{kT}))^{-2}$ şeklinde verilen enerjide oluşur. n ve $E_m - V_d$ değişimi kT/qE_{00} fonksiyonu olarak gösterilir. Saf termiyonik emisyon

termiyonik emisyonu geçiş için $n > 1.02$ ve $E_m/V_d < 0.95$ 'i kriter olarak alırsak, $kT/qE_{00} < 4$ olduğunu görürüz.

Padovanni ve Stratton, Crowell ve Rideout engel yüksekliğini aşan enerji seviyesine sahip elektronların quantum-mekanik yansımasını ve imaj kuvvetinin engeli düşürmesini ihmal etmişlerdir.

Crowell ve Rideout daha sonraki çalışmalarında termiyonik-alan emisyonu için bu iki faktörü göz önünde bulundurmuşlardır. Akım iletim sürecinin saf termiyonik alan emisyonuna uygun olduğu zamanda J_s 'de belirgin bir yükseliş ve n 'de ise küçük bir artış görmüşlerdir. Böylece hesaplanan doğru beslem akım-gerilim özellikleri bant bükülmesinin fonksiyonu olarak şöyle ifade edilebilir $V_d = \Phi_b - V - \xi$ (Crowell and Rideout, 1970).

Cheung ve Sze imaj kuvveti düşmesini ve quantum-mekanik yansımayı dikkate almışlar ve Fermi-dirac istatistiklerini kullanmışlardır. Böylelikle sonuçlar dejenere olmuş yarıiletkenlere de uygulanabilir hale gelmiştir. Sonuçlarını özellikle silikon için hesaplanmış eğriler formunda sunmuşlardır. Bu analizler diğer yarıiletkenler için kolayca uygulanamaz. Alan ve termiyonik alan emisyonu ile ilgili genel durum şu şekilde özetlenebilir: Padovanni ve Stratton, Crowell ve Rideout'un analizlerini engel parametreleri ile ilgili eksik bilgilerinden kaynaklanan belirsizlikleri dikkate alan deneysel verileri açıklamak için yeni bir değerlendirmede bulunmuşlardır (Padovanni, 1971). Teorik modelin ilk bakışta ciddi eksikliklerinin olması şaşırtıcıdır. Örneğin $V_d \approx 0.5$ V ve $N_d \approx 10^{23} \text{m}^{-3}$ alınırsa tükenim bölgesi ile beraber 4 donör tabakası oluşur (Onların düzenli küp şeklinde bir kafeste sıralandığı varsayılacak).

Metal-yarıiletken kontaklardaki engel için iki etkiden bahsedilmektedir: Birincisi, her donörün etrafındaki çok sayıda ayrık potansiyel çukur içerdiği için engelin şekli artık parabolik olmayacaktır. Böylece tünelleme olasılığı değişecektir. İkincisi, tükenim bölgesindeki donörlerin sayısının az olması ve düzenli bir şekilde sıralanmaması yüzünden, engelin kusursuz şeklinde uzaysal dalgalanmalar olacaktır ve bir ortalama alınması gerekecektir. J 'nin hesaplamasında $N_d \approx 10^{25} \text{m}^{-3}$ alınırsa %100 hata, $N_d = 10^{24} \text{m}^{-3}$ alınırsa %10 hata oluşumunu bulan Cheung ve Sze tarafından ikinci husus dikkate alınmıştır (Cheung *and* Sze, 1970).

2.4.2 Schottky Engel Yüksekliği İnhomojenliği

Bir metal ve bir yarıiletken kullanılarak kontak yapıldığında oluşan arayüzeyde hem metal hem yarıiletken tarafındaki dalga fonksiyonlarının üst üste binmesi nedeniyle, önemli yeni bir yük dağılımı söz konusu olur. Eski bağlar bozulup, yeni bağlar oluşur. Yüklerin arayüzeye geçişinde rol oynayan elektronik durumlar, yarıiletkenin değil MS (metal-yarıiletken) arayüzeyinin karakteristiklerine sahip olmalıdır. Kuantum mekanik olarak SBH'nin (Schottky engel yüksekliği) yalnızca hassas bir şekilde metale değil aynı zamanda arayüzey yapısına da bağlı olduğu görülür. MS arayüzeyler başarılı bir şekilde üretilmiş ve bu arayüzeylerde MS arayüzeyine yönelen çok şiddetli bağımlılıkları olan SBH değerleri ölçülmüştür. Polikristal MS arayüzeyinde yaygın olarak gözlenen arayüzey yapısına bağlı SBH değerleri, arayüzey dipolü ve kuantum mekaniksel açıklamayla iyi bir uyum içindedir.

Geçmişte yapılan engel yüksekliği deneylerinden elde edildiğine göre, MS arayüzeyinde oluşan durumun daha önce önerilmiş olan teori ve mekanizmalarla açıklanamayacak kadar karmaşık olduğu açıktır. Teorik tahminlerin sık olarak idealden saptığı görülmüştür. Deneyisel sonuçlardaki bu uyumsuzluklar, daha önce önerilmiş olan basit

modellerden çok daha karmaşık olan arayüzey elektronik özelliklerinin bir sonucudur. Deneysel sonuçlar uygulanan işlemlerdeki ya da aynı bölgede bölgeden bölgeye değişen farklılıklar ve materyal sistemiyle arayüzey durumlarının fiziksel ve kimyasal özelliklerinin büyük ölçüde değiştiğini göstermektedir. Deneyler sonucu elde edilmiş olan engel yüksekliği davranışlarının değişimine bağlı olarak değişebilecek bir diyodun engel yüksekliği değerinin tam olarak saptanmasında çoğu engel yüksekliği araştırmalarının yetersiz kaldığı görülmüştür. Öncelikli olarak engel yüksekliğinin inhomojen olduğunu varsaymak için olduğu kadar homojen olduğunu varsaymak için çok fazla neden yoktur. Düşünülebileceği gibi tekdüze bir engel yüksekliğini varsaymaktansa keyfi engel dağılımının genel teorisi ile eklemnin davranışını saptamaya çalışmak daha mantıklıdır. Her şeyden önce gördüğümüz gibi, homojen Schottky engelin elektron iletim teorisinin inhomojen Schottky engele uygulanması kolay olmadığı halde inhomojen Schottky engel teorisi özel bir durum olarak SBH'ın homojen olması seçilerek buna kolayca uygulanabilir. Uygunluğundan dolayı bilimsel araştırmaların sonuçlarından elde edilen engel yüksekliğinin inhomojenliği varsayımı dikkate değer bir sonuçtur (Tung, 2001).

2.4.3 Alan Emisyonu ve Termiyonik Alan Emisyonu Etkisi

Alan emisyonu, oldukça yüksek katkılı yarıiletken malzemeye omik kontaklar yapıldığı durumlarda büyük önem taşımaktadır. Burada önemli olan sıfır gerilim etrafında oluşan belirli diferansiyel dirençtir. (R_c) yani $(dV/dJ)_{V=0}$ 'dır. Tüm $q E_{00}/kT$ oranları için R_c 'nin tüm teorik açıklaması karmaşıktır ve Yu tarafından dile getirilmiştir. Yu R_c 'nin doping seviyesine bağlılığının öncelikle aşağıda yazan faktörler tarafından belirlendiğini gösterdi:

$$\exp\left(\frac{\Phi_b}{E_{00}}\right);$$

Alan emisyonu için; ($qE_{00}/kT \gg 1$) , $\exp\left(\frac{\Phi b}{E_{00} \coth\left(\frac{qE_{00}}{kT}\right)}\right)$

Termiyonik alan emisyonu için; ($\frac{qE_{00}}{kT} \sim 1$), $\exp\left(\frac{q\Phi b}{kT}\right)$

Termiyonik emisyon için; ($\frac{qE_{00}}{kT} \ll 1$)

Bundan dolayı, düşük doping konsantrasyonu için (termiyonik emisyon) $R_c N_d$ 'den bağımsızdır. Yüksek katkılı materyalde iletim sürecinde alan emisyonu etkili olur ve R_c , $N_d^{-1/2}$ ile orantılıdır (Yu, 1970). Termiyonik alan emisyonu bu ikisi arasında köprü kurar. Hooper, Cunningham ve Harper'in deneysel tespitleri de bunu göstermektedir. Bu şekilde R_c oda sıcaklığındaki n-tipi silikonda N_d 'nin fonksiyonu olarak gösterilmiştir (Vilms and Wandinger, 1969). Teorik eğriler Vilms ve Wandinger tarafından hesaplanmıştır. Bu araştırmacılar hesaplamalarında imaj kuvveti için izin verilen yüksekliğe sahip basit parabolik engeli yada kesikli parabolik engeli kullanmışlardır (Rhoderick and Williams, 1988).

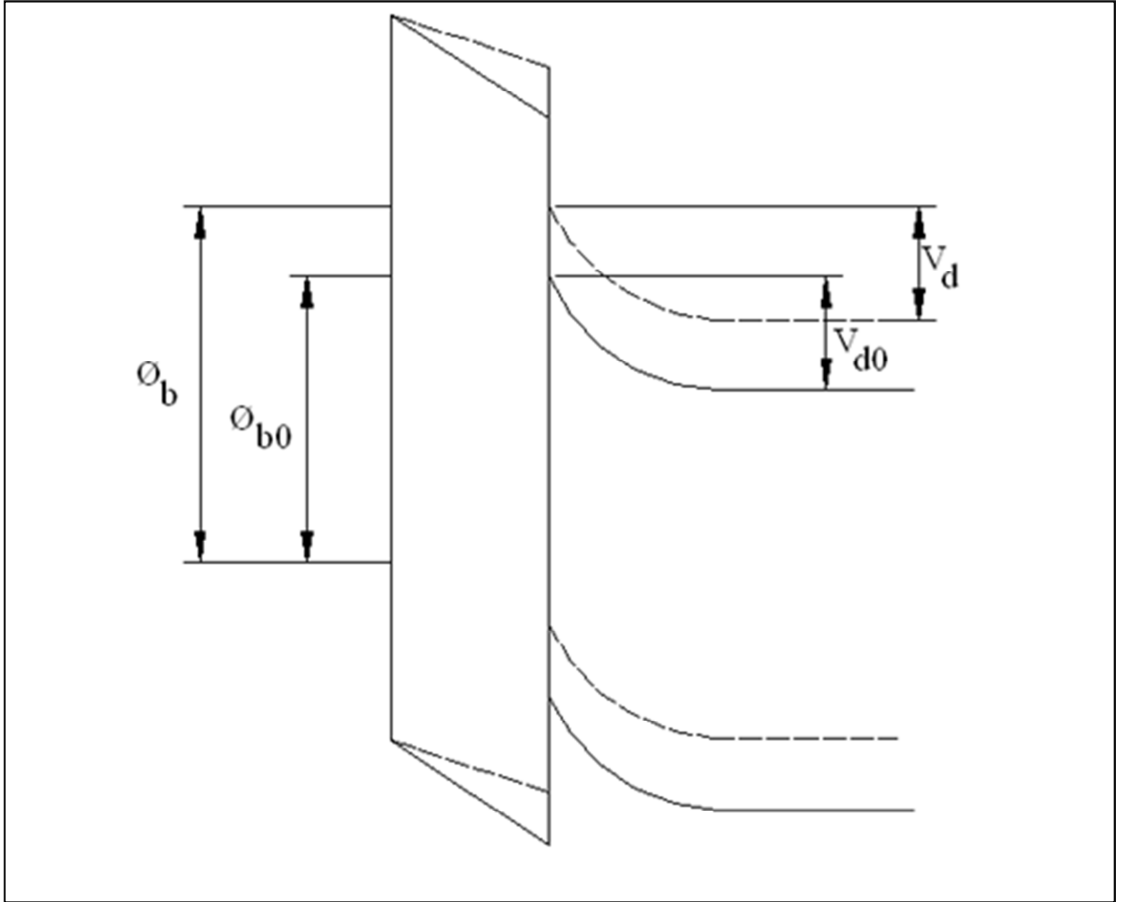
2.5. Arayüzey Tabakasının Etkisi

Schottky engelleri çok çok yüksek vakum şartlarında üretilmezse metal ve yarıiletken arasında ince bir arayüzey oksit tabakası oluşur. Bu arayüzey tabakası çok ince olsa bile yine de bir yalıtkan olarak düşünülebilir. Bu tabaka o kadar incedir ki bir kalın oksit tabakasının bant yapısı özelliklerine sahip değildir. Böyle bir Schottky engeli için idealize edilmiş enerji-band diyagramı Şekil 2.5'te gösterilmiştir. Arayüzey tabakası belirgin olarak üç önemli özelliğe sahiptir:

1) Arayüzey tabakasındaki potansiyel düşmesi yüzünden, sıfır-beslem engel yüksekliği ideal diyotta olduğundan çok daha fazla düşüktür. Bunun meydana gelmesi için gereken şart ise arayüzey tabakasında hiç yük olmamasıdır.

2) Elektronların yalıtkan tabakanın gösterdiği potansiyel engeli aşması gerekir. Böylece verilen bir beslem (ters beslem gerilimi) için akım A^{**} 'daki düşme miktarına eşit olarak düşmelidir.

3) Bir beslem (ters beslem gerilimi) uygulandığında, ters beslem voltajının bir kısmı yalıtkan tabaka boyunca düşer; böylelikle engel yüksekliği Φ_b ters gerilim voltajının bir fonksiyonu olur. Engel yüksekliğinin ters beslem gerilimine bağlılığı akım-voltaj karakteristiklerini değiştirmesi ile anlaşılır. Eşitlik 2.1'de tanımlanan idealite faktörü n yukarıda bahsedilen değişimin sebebidir.



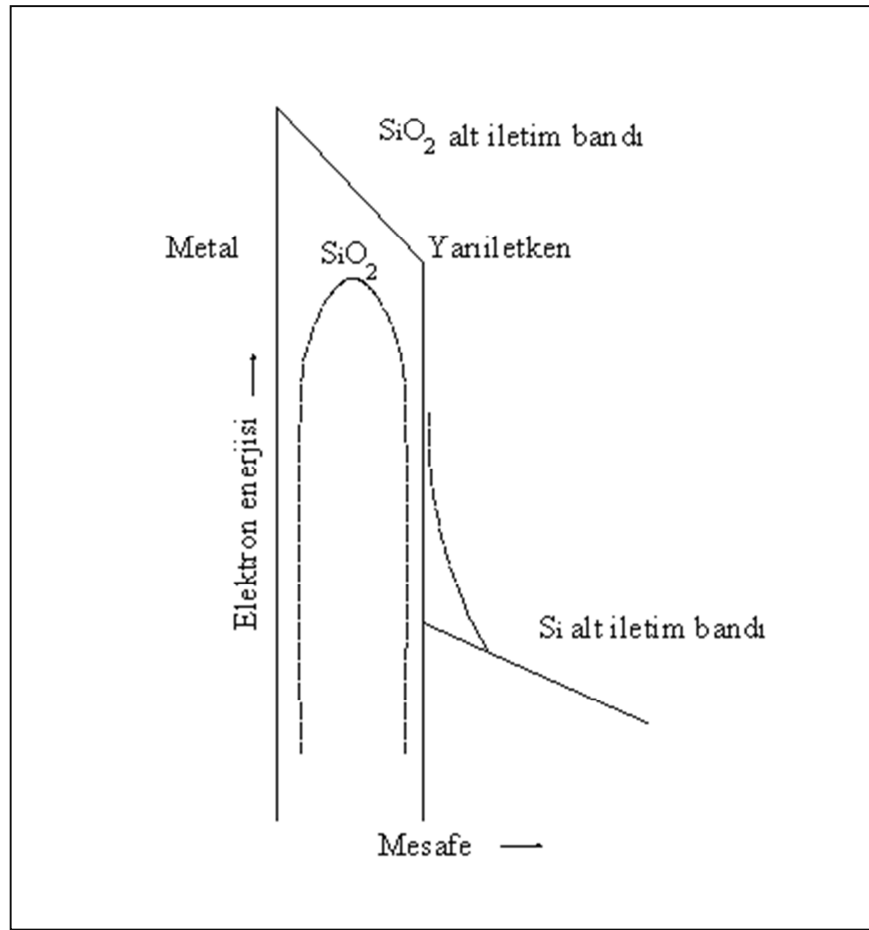
Şekil 2.5: Arayüzey tabakası ve Schottky engeli: — sıfır beslem, -----doğru beslem.

$$n = 1 + \frac{\alpha q N_d}{\epsilon_s \epsilon_{\max}}$$

$$\begin{aligned}
&= 1 + \frac{\alpha}{w} \\
&= 1 + \frac{\delta \epsilon_s}{w(\delta q D_s + \epsilon_i)} \tag{2.19}
\end{aligned}$$

Burada w ise tükenim bölgesinin genişliğidir. Buradan $\epsilon_{\max} = qN_d w / \epsilon_s$ olduğunu elde ederiz. Benzer bir sonuç, yüzey durumlarının etkisini göz ardı edilirse, Strikha tarafından elde edilmiştir (Strikha, 1964). Card ve Rhoderick arayüzey durumlarının metalden ziyade yarıiletken ile dengede olduğu durum için bu analizi genişletmişlerdir. Arayüzey durumlarının iki gruptan oluştuğunu varsaymışlardır. Bir gruptaki bütün durumlar (density D_{sa}) metal ile dengede iken, diğer gruptaki bütün durumlar (density D_{sb}) yarıiletken ile dengededir (Card and Rhoderick, 1971).

D_{sa} ve D_{sb} 'nin bağıllık fiziksel olarak anlaşılabilir. Çünkü metalle dengede olan durumlar Φ_b 'yi sabit tutma eğiliminde iken (yani n 'yi azaltma) yarıiletkende ise V_d 'yi sabit tutma eğilimindedir (yani n 'yi arttırma). I-V karakteristiklerindeki yüzey durumu yoğunluklarının ölçüm metodu temelde Walker tarafından ileri sürülmüştür (Walker, 1974). Genel olarak konuşursak, $\delta < 30 \text{ \AA}$ olursa durumların çoğu metal ile dengede iken $\delta > 30 \text{ \AA}$ olursa durumların çoğu yarıiletken ile dengededir. $20 \text{ \AA}$ kalınlığına sahip filmler, n 'nin 1.3 ile 1.5 arasında bir değere sahip olmasına neden olur. Card'ın deneylerinde kullanılan filmlerin geçiş katsayısı SiO_2 'nin bilinen bant yapısında beklenen değerden her zaman daha yüksek olmuştur. Bu değer genellikle $20 \text{ \AA}$ 'lık film için 10^{-3} 'tür (Gray, 1973). Diğer bir açıklamaya göre yalıtkanın oluşturduğu etkin engel, imaj kuvveti tarafından düşürülebilir. Çünkü yalıtkan ile görüntü, elektronun metale yaklaşmasına ve yarıiletkenden uzaklaşmasına sebep olan çekim kuvvetinin oluşmasına neden olur. Sonuçta ters U şeklinde bir potansiyel oluşur. Öte yandan elektron yarıiletkene geri yansır, arayüzey durumları üzerindeki akım ek katkı sağlayabilir. Bu durum, arayüzey tabakası içinden tünelleme olasılığı düşükse f_p veya f_q tarafından yürütülen işlemlerden biri, yani kuantum-mekanik yansıma belirginse oluşabilir.



Şekil 2.6: Kesik çizgi band diyagramındaki arayüzey tabakası için imaj kuvvetinin etkisini gösterir $\epsilon_i < \epsilon_s$ (Kleefstra and Herman, 1980).

Daha ince arayüzey tabakasına ve daha düşük yoğunluklu arayüzey durumlarına sahip neredeyse ideal olan Schottky diyotlar için, daha önceden belirtilen sebeplerden dolayı arayüzey durumlarındaki tünelleme ile oluşan katkılar önemsiz kabul edilmektedir.

Arayüzey tabakasının başka bir etkisi ise doğru beslem gerilimi altında azınlık taşıyıcı oranını yükseltmesidir. Çok ince tabakalar için bu oran büyük ölçüde yükselir. Çünkü elektron akışı termiyonik emisyon tarafından sınırlandırılır ve bundan dolayı bu akım elektronun oksit tabaka içinde tünelleme ihtimali ile ilgilidir. Oysa akım yarıiletkenin

nötr bölgesindeki difüzyon tarafından kontrol edilir ve elektron akışı arayüzey tabakasının varlığından etkilenmemektedir.

Daha kalın tabakalar için metaldeki Fermi seviyesine nazaran yarıiletkende yeniden önemli bir bant dengelenmesi olur. Bunun sonucunda çok daha fazla boşluk metalden yarıiletkene tünelleme yapabilir. Card ve Rhoderick Au-Si diyotlarında bu etkileri araştırmışlardır (Card *and* Rhoderick, 1973). Bu çalışmalar Livingstone, Turvey, Allen, Haeri ve Rhoderick tarafından diyotların enjeksiyon etkinliğini geliştirmek için kullanılmıştır (Livingstone *et al.* 1973; Haeri *and* Rhoderick, 1974). 0.1 seviyesindeki γ değerleri bu şekilde elde edilmiştir (Rhoderick *and* Williams, 1988).

2.6 Norde Modeline Göre Akım-Gerilim Eğrisinin Özellikleri

$$F(V) = \frac{V}{2} - (\beta^{-1}) \ln(I/AA^*T^2) \quad (2.20)$$

Eşitlik 2.20’de belirtilen $F(V)$ fonksiyonu ile Schottky diyotların akım-gerilim karakteristiklerinin incelenmesi mümkündür (McLeon, 1986). Çoğu Schottky diyodun seri direnç değerlerinden engel yükseklikleri bu fonksiyon sayesinde hesaplanabilir. Norde fonksiyonu ile Schottky engel diyotların elektriksel parametrelerinden engel yüksekliği ve seri direnç hesaplamaları için farklı bir bakış açısı ortaya konmuştur.

Schottky diyotların I-V karakteristiklerinin ölçülen değerinden SBH (Φ_b) değerlerinin belirlenebilmesi için formüldeki fonksiyonun fit değerlerini kapsayan standart bir yaklaşımın Rhoderick tarafından geliştirildiği yukarıda belirtilmişti (Rhoderick, 1978).

$$I = I_s e^{\beta V/n} \quad (2.21)$$

$\beta = \frac{1}{kT}$, $V > 3/\beta$ voltaj aralığında $\ln I-V$ eğrisinden tespit edilebilir. Eşitlik 2.20, potansiyel engeli boyunca elektronların emisyonuna dayanarak elde edilen ideal diyot eşitliğinin düzenlenmiş bir formudur. Schottky engelin büyüklüğü, eğrinin extrapole edilmesiyle akım eksenini kestiği noktadan kolaylıkla bulunabilir. Bunun yanında $\ln I-V$ eğrisinin doğrusal bölgesi yoksa ve seri direnci büyükse, standart yaklaşımı uygulamak neredeyse mümkün değildir. $F(V)$ eğrisinin kullanımıyla bu sorun ortadan kaldırılmıştır. Bu fonksiyon,

$$F(V) = \frac{V}{2} - \frac{1}{\beta} \ln\left(\frac{1}{A A^* T^2}\right) \quad (2.22)$$

eşitliği ile verilir. A diyodun alanı, A^* modifiye edilmiş Richardson sabitidir. Şayet $F(V)$ 'nin değişimine karşın hiçbir seri direnç yoksa $F(V)$ 'ye karşılık $V=-1/2$ ile verilir ve eğrinin extrapole edilerek $F(V)$ eksenini kestiği nokta bize Schottky engel yüksekliğini vermektedir. Ancak yalnızca bir seri direnç varsa, fonksiyon asimptotik olarak $+1/2$ 'nin bir gradiente eşit olmaktadır. Her iki durumda V_0 voltaj değerinde bir minimum meydana gelir. Engel yüksekliği,

$$\Phi_b = F(V_0) + \frac{V_0}{2} - \frac{1}{\beta} \quad (2.23)$$

ile ve seri direnç değeri de,

$$R = (\beta I_0)^{-1} \quad (2.24)$$

şeklinde verilir. Burada I_0 , doğru beslem değerindeki en küçük akım ve V_0 da akımın ölçülen değerine karşılık gelen gerilim değeridir (Korkut H., 2009; Mcleon, 1986).

2.7. Yarıiletken Aygıtlara Radyasyon Etkisi

Gregory ve Gwyn yarıiletkenler üzerine radyasyon uygulandığında etkin olan mekanizmaları şöyle ifade etmektedir. Yüksek enerji radyasyonu yarıiletken malzeme

üzerinde etkin olan bir mekanizmadır. Enerji, atomik çarpışma ve elektronik iyonizasyon mekanizmaları aracılığı ile yarıiletkende depolanır. Yarıiletken yapı içinde bu iki mekanizmanın mukayeseli önemi hem radyasyonun türü hem de cihazın doğasına bağlıdır. Elektron, proton ve gama-ışın ortamları için, depolanan enerjinin çoğu iyonlaşma sürecine, yani uyarmaya ve çift üretime gider. Hızlı-nötron ortamları için başka bir deyişle, depolanan enerjinin büyük bir kısmı (yaklaşık yüzde 50 kadarı) çarpışmadan dolayı atomik yer değiştirme hasarına doğrudan neden olur. Herhangi bir ortam için bir aygıttaki radyasyona bağlı değişimler, onun iyonlaşmadaki bağlı duyarlılığına ve yer değiştirme hasarına bağlıdır. Yüzey kontrollü cihazlar (MIS) oluşan iyonizasyon tarafından sınırlanma eğilimindedir. Çünkü iyonizasyon yalıtım tabakasında yük birikmesine neden olur ve yalıtkan-yarıiletken arayüzeyinde arayüzey-durum yoğunluğunda bir artışa yol açar. Çıg etkisi genellikle yer değiştirme hasarı tarafından bozulur. Çünkü bu zarar önemli ölçüde taşıyıcı yoğunluğunu, taşıyıcı hareketliliğini ve taşıyıcı ömrünü düşürebilir. Taşıyıcı yoğunluğu kompanzasyon (telafi) merkezleri tarafından düşürülür. Mobilite saçılma merkezleri tarafından azaltılır ve taşıyıcı ömrü ise rekombinasyon merkezleri tarafından kısaltılır.

Yer değiştirme hasarından kaynaklanan bu yığın parametrelerindeki değişikliklerin doğası güçlü bir şekilde olay radyasyon türüne ayrıca materyal parametrelerine ve radyasyon şartlarına bağlıdır. Olay radyasyonu önemlidir; çünkü belirtilen “birincil” kusurların doğasını belirler. Hızlı nötronlar ile radyasyona maruz bırakılan hasar bölgeleri “kümeler” üretmek için uygun olabilir. Başlangıçta üretilen kusurlar sebebiyle, yarıiletken aygıtlar artık normalde ortamda var olan sıcaklık koşullarında bulunmadıklarından termal olarak kararlı değildirler ve kusur-yeniden düzenleme sürecini anlamak ayrıca gereklidir. Direnç, yabancı madde içeriği, radyasyon sıcaklığı ve azınlık taşıyıcı enjeksiyon seviyesi gibi materyal faktörleri ve radyasyon şartları sadece yeniden düzenleme sürecini etkileme aşamasında değil ayrıca malzemedeki kristal yapının temel doğasını etkilemede de oldukça önemlidir (Gregory and Gwyn, 1974).

3. MATERYAL VE YÖNTEM

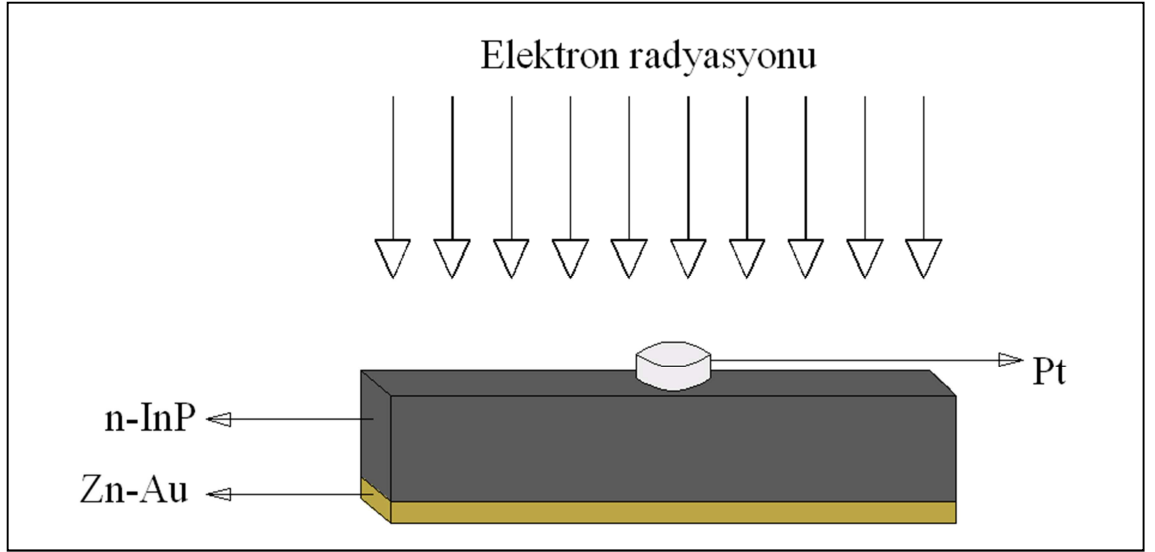
3.1. Giriş

Bu bölümde, Pt/n-InP Schottky diyotların elde edilmesi için gerekli olan malzemeler, numunelerin hazırlanması, diyotların yapımı ve çalışmanın ana hatları ile ilgili bilgiler yer almaktadır. Bu çalışmanın deneysel kısmı Atatürk Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü Katıhal Fiziği Araştırma Laboratuvarında yapılmış olup numunenin elektron radyasyonuna maruz bırakılması ile ilgili kısmı Atatürk Üniversitesi Tıp Fakültesi Radyasyon Onkolojisi bölümünde gerçekleştirilmiştir. Ayrıca bu çalışma Ağrı İbrahim Çeçen Üniversitesi tarafından BAP/F07 nolu projeye desteklenmiştir.

3.2. Pt/n-Inp Kristalinin Temizlenmesi ve Numunelerin Hazırlanması

Taban malzeme olarak iki yüzü temizlenmiş n tipi InP yarıiletken kullanıldı. InP yarıiletken $5\text{H}_2\text{SO}_4 + \text{H}_2\text{O}_2 + \text{H}_2\text{O}$ solüsyonuna bir dakika süresince daldırılarak, istenmeyen safsızlıklar (yabancı maddeler) ve yüzey tabakasındaki kirler vakum kaplama proseslerine geçilmeden önce temizlendi. Ardından yarıiletken tabaka H_2O ve HCl karışımında $18\text{ M}\Omega$ dirençli deiyonize suda temizlendi. Sonunda n-InP yarıiletken levhası yüksek saflıkta azotla kurutuldu. Omik kontak, Çinko-Altın (Zn-Au) alaşımının vakum odasında 10^{-6} Torr basınçta buharlaştırılmasıyla vakum kaplama ünitesinde n-InP üzerine buharlaştırılarak oluşturuldu. Omik kontakın üretim sürecinde, numune $300\text{ }^\circ\text{C}$ 'de 3 dakika boyunca azot akışı ile kuartz tüp fırın içinde tavlandı. n-InP

yariletken levhanın diğ er yüzü çapı 1,0 mm ve kalınlığı yaklaşık 30 nm'den az olan platin noktalar ile kaplandı. Yüksek kalitede Schottky kontaklar üretmek için n-InP yariletken tabaka üzerine platin kaplanırken DC magnetik alanda saçtırma tekniği kullanıldı. Bir Keithley 487 Picoammeter/Voltaj kaynağı kullanılarak akım voltaj I-V  l  mleri karanlık ortamda yapıldı. Sıcaklık kontrolü için kullanılan Leybold Heraeus kapalı-çevrim helyum kriyostat 10-400 K sıcaklık aralığında ölçüm yapmamıza ve sıcaklığı kontrol altında tutmamıza olanak sağlar niteliktedir. Numune sıcaklığı, sıcaklığa 0,1 K'den daha duyarlı Windaus MD850 elektronik termometre ile izlendi. Akım-gerilim karakteristikleri 12 MeV'lik elektron radyasyonundan önce ve sonra ölçüldü. Elektron radyasyonuna tabi tutma işlemi bir Siemens-primus lineer, doğrusal elektron hızlandırıcı (LINAC) kullanılarak yapıldı. Elektron radyasyonu numune üzerine yaklaşık bir dakika yukarıdan aşağı doğru  ekil 3.1'de görüldüğü gibi uygulandı.



Şekil 3.1: Pt/n-InP Scottky diyot için elektron radyasyonuna maruz bırakılmasının basit bir gösterimi.

3.3. Kullanılan Sistemler:

- 1) 2×10^{-3} A aralığında ölçüm yapabilen akım voltaj (I-V) ölçüm cihazı.
- 2) Azot gazı akışı altında sıcaklık kontrollü termal tavlama fırını.
- 3) Yüksek vakum pompalı kaplama ünitesi (Termal buharlaştırma ve magnetik alanda saçırma bölümü kullanıldı).
- 4) Leybold Heraeus kapalı çevrimli helyum kriyostat.
- 5) Windaus MD850 elektronik termometre.
- 6) Siemens-Primus doğrusal elektron hızlandırıcı (LINAC).

4. ARAŞTIRMA BULGULARI

4.1. Araştırma Bulguları

Schottky kontakların radyasyon uygulamaları günümüzde popüler alanlardandır. Canlı dokuların radyasyondan korunması ile ilgili olan çalışmalara olduğu kadar ileri teknolojide kullanılan temel malzemeler üzerine radyasyonun etkisine yönelik araştırmalara da bilimsel ilgi oldukça fazladır. Özellikle elektronik teknolojisi de bu alanda yapılan araştırmalara ihtiyaç duymaktadır. Yarıiletkenlerin ve yarıiletken tabanlı elektronik elemanların radyasyon ortamlarında verimlerinde ne gibi değişikliklerin olduğu yahut radyasyona maruz bırakılmaları durumunda yapılarında meydana gelebilecek olumlu ve olumsuz değişikliklerin bilinmesi bu elemanların çalışma performansları açısından çok önemlidir. Schottky diyotlar da radyasyon ortamlarında da uygulamaları olan elektronik aygıtlar olduğundan bu elemanların radyasyona vermiş oldukları tepki bu alanda çalışan araştırmacıların gündemlerini meşgul etmektedir. Bunların yanı sıra Schottky kontakların sıcaklık hassasiyetleri çok iyi bilinen bir husustur. Ancak bu aygıtların radyasyona maruz bırakıldıktan sonra sıcaklık karşısında nasıl bir davranış sergilediklerine ilişkin literatürde pek fazla bilgi bulunmamaktadır.

Bu çalışmada, magnetik alanda saçırma tekniği kullanılarak Pt/n-InP Schottky diyotlar üretildi. 20, 160, 260, 300, 320 ve 400 K sıcaklıkta 12 MeV elektron radyasyonu öncesi ve sonrası akım-gerilim karakteristikleri ölçüldü. Daha sonra elektriksel karakteristikleri analiz edildi.

Metal-yarıiletken (MS) kontaklar geniş uygulama alanları nedeniyle elektronik dünyasında önemli bir yere sahiptir. Güneş pilleri, radyasyon detektörleri, sensörler,

anahtarlama elemanları ve uzay çalışmaları Schottky diyotlar için ana uygulama alanlarıdır. Bu nedenle Schottky kontaklar sıcaklık, radyasyon ve optik hassasiyetleri nedeniyle elektronik sektöründe kendisine seçkin bir yer edinmiştir. Schottky diyotlar üzerine radyasyon etkileri birçok durumda farklı araştırmacılar tarafından incelenmiştir. Schottky kontaklar yayımlanan pek çok araştırma için farklı tipte ve enerjide radyasyon türüne maruz bırakılmıştır. Buna bağlı olarak Schottky yapıların çok çeşitli etkileşimleri incelenmiştir. Roya ve arkadaşları Schottky Demir(II) ftalosiyanın tabanlı Schottky kontakın üzerine gama enerjili nötronların radyasyonunun etkisini araştırmışlardır (Roya *et al.* 2004). Akkurt ve arkadaşları, Au/n-GaAs Schottky kontak akım-gerilim karakteristikleri üzerine nötron radyasyonunun etkilerini (Cf^{252} 2.14 MeV enerjili) açıklamışlardır (Akkurt *et al.* 2010). Uğurel ve arkadaşları Au/n-Si/Al Schottky kontakta 6 MeV enerjili elektronların meydana getirdiği elektriksel değişimleri analiz ederek sonuçlarını yayımlamışlardır. (Uğurel *et al.* 2008).

InP tabanlı Schottky kontaklar yüksek performans verimliliğine sahiptir. Schottky diyotlar radyasyon detektörleri için kullanışlıdır. 20, 160, 260, 300, 320 ve 400 K sıcaklıkta elektron radyasyonunun Schottky diyodun elektriksel özellikleri üzerine ne tür etkileri olduğu analiz edildi. Bu çalışmanın sonunda Pt/n-InP Zn-Au Schottky kontaklarda 12 MeV elektron radyasyonuna bağlı olarak doğru beslem akımları için çok küçük farkların meydana geldiği ancak ters beslem akımları için belirgin değişikliklerin olduğu görüldü. Pek çok araştırmada, hem doğru hem de ters beslem akım-gerilim karakteristikleri radyasyondan etkilenmiştir. Gombia ve arkadaşlarının çalışması incelenecek olursa, farklı dozlarda radyasyondan önce ve sonra Au/n-InGaP Schottky diyotların sadece ters beslem akımlarının değiştiği görülebilir (Gombia *et al.* 2003).

$2.5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ taşıyıcı konsantrasyonuna ve (100) yönelimine sahip Pt/n-InP yarıiletken malzeme kullanıldı. Yüzeyin istenmeyen zararlı etkilerinden kurtulmak için n-InP yarıiletken malzeme 1 dakikalığına $5\text{H}_2\text{SO}_4 + \text{H}_2\text{O}_2 + \text{H}_2\text{O}$ çözeltisine batırıldı. Sonra $\text{H}_2\text{O} + \text{HCl}$ çözeltisine batırıldı, daha sonra yaklaşık beş dakika boyunca $18\text{M}\Omega$

de-iyonize su ile temizlendi. Numuneyi kurutmak için yüksek saflıkta azot gazı kullanıldı. Bir vakum odasında yaklaşık 10^{-5} Torr basınç altında ve n-InP üzerindeki Çinko-Altının buharlaştırılması ile omik kontak elde edildi. Bir kuartz tüp fırında düşük dirençli omik kontak oluşturmak için akan N_2 ile 3 dakika boyunca $300\text{ }^{\circ}\text{C}$ sıcaklıkta Zn-Au kaplı n-InP yarıiletkeni tavlandı. 1.5 mm çaplı dairesel platin nokta DC manyetik alanda saçtırma tekniği kullanılarak yapılan InP yarıiletkenin (wafer) diğer yüzüne kaplandı. Platinin, yaklaşık kalınlığı 30 nm civarındadır. I-V ölçümleri Keithley 487 Picoammeter akım-gerilim kaynağı ile karanlık bir odada yapılmıştır. Sıcaklığı 10 K'e kadar düşürülebilen Leybold Heraeus kapalı çevrim helyum Kriyostat ile sıcaklık kontrolü sağlandı. Windaus MD850 elektronik termometre sıcaklık şartlarını okumak için kullanıldı. Elektronik termometrenin duyarlılığı 0,1 K'den daha iyidir. 12 MeV'lik elektron radyasyonu işlemi sırasında Siemens-Primus Lineer Elektron Hızlandırıcı (LINAC) kullanıldı. Radyasyon süresi platin tabakasından Zn-Au alaşım tabakası doğrultusunda yaklaşık 1 dakikadır.

Radyasyon ortamlarında kararlı Schottky kontakların kullanılması pratikte en çok arzu edilen durumdur. Farklı sıcaklık koşullarında ve radyasyon ortamlarında kullanılabilir istikrarlı elektronik bileşenlerin üretilmesi elektronik alanında çalışan araştırmacılar için ilgi konusudur. Ayrıca, idealite faktörleri ve engel yükseklikleri Termiyonik Emisyon Teorisine göre belirlenir (Rhoderick *and* Williams, 1988).

$(V \geq 3kT)$:

$$I = I_0(\exp(eV/nkT)) \quad (4.1)$$

Burada I_0 doyma akımıdır ve aşağıdaki gibi tanımlanır.

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

Burada A diyot alanıdır. A^* ise etkili Richardson sabitidir ve n-tipi InP için değeri $9.8\text{ A cm}^{-2}\text{K}^{-2}$ 'dir. T Kelvin cinsinden sıcaklıktır. k Boltzman sabitidir. Burada e ise elektronik yüküdür. Φ_b sıfır beslem engel yüksekliğidir. İdealite faktörü ve engel yüksekliği için denklem aşağıdaki gibidir.

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

$$e\Phi_b = kT \ln\left(\frac{AA^*T^2}{I_0}\right) \quad (4.4)$$

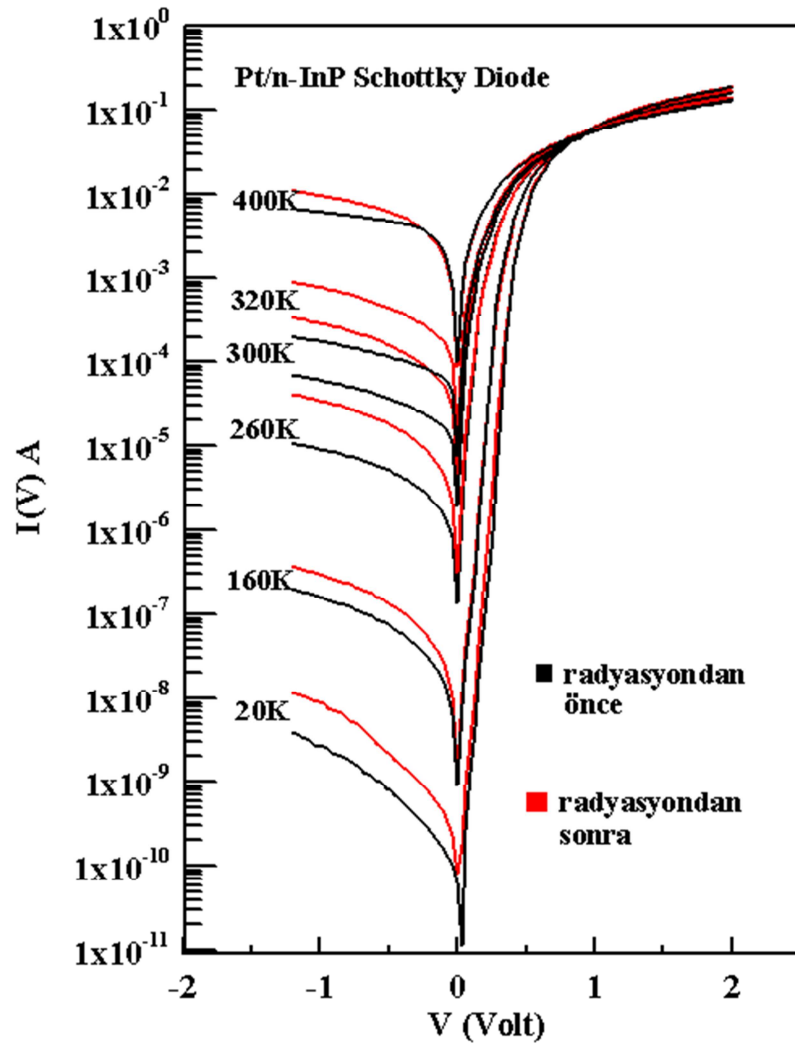
Çizelge 1. 12 MeV elektron radyasyonundan önce ve sonra Pt/n-InP Schottky diyotların karakteristik parametreleri.

T(K)	(n) radyasyondan önce	(n) radyasyondan sonra	Φb(eV) radyasyondan önce	Φb(eV) radyasyondan sonra	Rs(Ω) radyasyondan önce	Rs(Ω) radyasyondan sonra
20	11.417	12.956	0.053	0.048	Düşük-Tek değerli	Düşük-Tek değerli
160	1.426	1.655	0.415	0.394	15.779	9.484
260	1.23	1.32	0.515	0.504	22.455	19.852
300	1.510	1.694	0.537	0.508	21.366	5.598
320	1.46	1.76	0.535	0.520	12.555	11.996
400	1.913	1.851	0.606	0.610	2.020	2.090

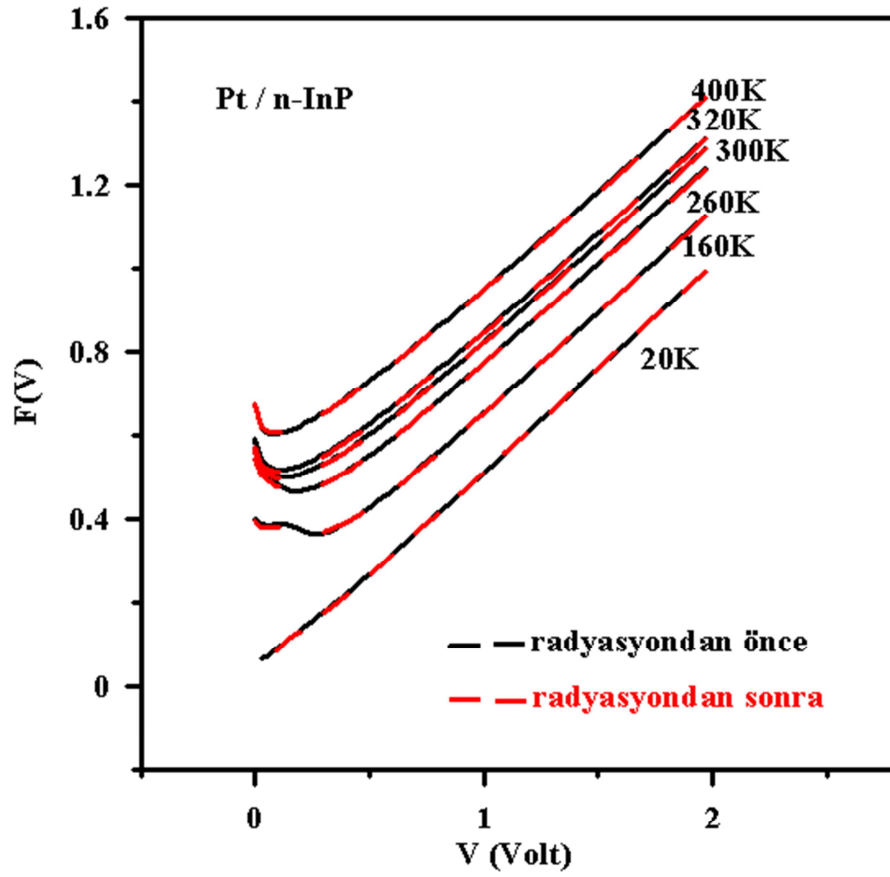
Çizelge-1'de görüleceği gibi, radyasyon öncesi ve sonrasında idealite faktörleri ve engel yükseklikleri belirlenir. Şekil 4.1 Pt/n-InP Schottky diyodun radyasyona bağlı doğru ve ters beslem akım-gerilim karakteristiklerini gösterir. Doğru beslem akımları elektron radyasyonundan sonra kararlıdır. Bununla birlikte her iki sıcaklık için ters beslem akımı elektron radyasyonu etkisiyle arttı. Ters beslem akımları iki yaklaşıma dayalı olarak çalışıldı. Bunlardan biri termiyonik akım ve diğeri ise tünellemedir. Ama gerçekte, bir Schottky diyotta meydana gelen ters beslem akımının mekanizması tam olarak anlaşılamamıştır.

Pt/n-InP Schottky diyodunun doğru beslem akım-gerilim karakteristiklerinin kararlılığı, 12 MeV elektron radyasyonunun Pt/n-InP Schottky kontak doğru beslem akım

mekanizmalarını değiştirmek için yeterli olamayacağını gösterdi. Ama tüm sıcaklık koşullarında doğru beslem ve ters beslem akım-gerilim karakteristikleri karşılaştırıldığında ters beslem bölgesinde ilginç değişikliklerin meydana geldiği görüldü. Bu sonuç, radyasyondan sonra engel yüksekliği doğru beslem bölgesinde değişmez iken, ters beslemdeki engel bölgelerinde farklılıklar meydana geldiğine işaret etmektedir. şekil 4.1'de görüleceği gibi, baskın tünel akımları radyasyon işleminden sonra taşıyıcı konsantrasyonu değişimi nedeniyle arttı. Tnel akımı yüksek katkılama konsantrasyonu için artmaktadır. Artan ters beslem akımı radyasyonun etkisiyle artan taşıyıcı konsantrasyonuna isnat edilebilir. 20, 160, 260, 300, 320 ve 400 K sıcaklıkta 12 MeV elektron radyasyonu uygulanması öncesinde ve sonrasında Pt/n-InP Schottky kontak akım-voltaj karakteristikleri araştırıldı. İleri beslem akımları her iki sıcaklık için radyasyon sonrası çoğunlukla kararlı seyretmektedir. Araştırmamız radyasyon etkisiyle artan ters beslem akımlarının değiştiğini gösterdi. Bu sonuç, elektron radyasyonu sonunda artan taşıyıcı konsantrasyonuna atfedilebilir (Akbaý *et al.* 2011).



Şekil 4.1: Pt/n-InP Schottky diyodun farklı sıcaklık değerlerinde 12 MeV’lik elektron radyasyonundan önce ve sonra I-V karakteristikleri.



Şekil 4.2: Pt/n-InP Schottky diyodun farklı sıcaklık koşullarında 12 MeV’lik elektron radyasyonundan önce ve sonra F-V karakteristikleri.

4.2. Pt/n-InP Schottky Diyodun Elektriksel Karakteristiklerinin Elektron Radyasyonuna Bağlılığı

Radyasyon etkisinin Pt/n-InP Schottky diyotta doğru ve ters akım-gerilim karakteristikleri 20, 160, 260, 300, 320 ve 400 K için 12 MeV’lik elektron radyasyonunda incelendi.

Sonuç olarak, Çizelge 1’de 20, 160, 260, 300, 320 ve 400 K için idealite faktörü ve engel yüksekliği değerlerinde bir değişiklik görülmektedir. 20 K’de doğru beslem akımında çok hafif ama önemli bir artış oldu. 160, 260, 300, 320 ve 400 K’de doğru beslem akımında ihmal edilebilir çok küçük artışlar oluştu. Bu sonuç, metal yarıiletkenin arayüzeyinde radyasyonla uyarılmış dipol davranışlarına atfedilir. 12 MeV’lik elektron radyasyonundan sonra 20,160, 260, 300, 320 ve 400 K’de ters beslem akımında artış meydana geldi. Elektron radyasyonunun neden olduğu kristal örgü kusurları, tuzaklama ya da rekombinasyon merkezleri gibi davrandıklarından artan ters beslem akımından sorumlu etken olarak değerlendirilebilirler. Bu deneysel sonuçlardan da anlaşılmaktadır ki; Pt/n-InP Schottky diyot 12 MeV’lik elektron radyasyonu uygulamalarında doğru beslem bölgesinde büyük ölçüde kararlıdır.

5. TARTIŞMA VE SONUÇ

Bir metal olarak platin ve yarıiletken olarak InP, yüksek kaliteli Schottky kontakların üretiminde değerli malzemelerdir. Bu malzemelerin her ikisinin de ayrı ayrı hem sıcaklığa karşı hem de radyasyona karşı dayanıklı malzemeler oldukları bilinmektedir. Radyasyon uygulamalarındaki iletim mekanizmaları açısından seçilen materyaller büyük önem taşır. Çünkü radyasyon kontak malzemesi ile doğrudan bir etkileşim içindedir. Radyasyon sonrasında yeni bileşikler ve elektronik etkiler, diyot tabakaları veya arayüzey tabakasında oluşmuş olabilir. Bazı araştırmacılar farklı tip enerji ve dozlardaki radyasyonun Schottky diyotların elektriksel karakteristiklerini etkilediğini ortaya koymuşlardır (Akkurt *et al.* 2010; Çınar *et al.* 2010; Karataş *et al.* 2006). Arayüzey durumları Schottky kontakların elektriksel performansları üzerinde ayırt edicidir. Radyasyon uygulanmasından sonra değişen arayüzey yapısı, diyetin I-V karakteristiklerinde değişime yol açar. Tataroğlu ve arkadaşları radyasyonun meydana getirmiş olduğu arayüzey durumlarındaki değişikliği incelemişlerdir (Tataroğlu *et al.* 2006).

Burada 20, 160, 260, 300, 320 ve 400 K’de elektron radyasyonundan önce ve sonrası için Pt/n-InP Schottky diyetin I-V karakteristikleri analiz edildi. İlk olarak 12 MeV’lik elektron radyasyonundan önce ve sonrası için Pt/n-InP Schottky diyetlerin I-V karakteristikleri termiyonik emisyon akım denklemi kullanılarak incelendi (Boiko *et al.* 2006).

İleri beslemde termiyonik emisyon denklemi ($V \geq 3kT$)

$$I = I_0 \exp\left(\frac{eV}{nkT}\right) \quad (5.1)$$

I_0 doyma akımı olup,

$$I_0 = AA^*T^2 \exp\left(-\frac{e\Phi_b}{kT}\right) \quad (5.2)$$

ile tanımlanır. Burada A diyodun alanı, A*etkili Richardson sabiti n tipi InP için $9,8 \text{ Acm}^{-2}\text{K}^{-2}$, T Kelvin sıcaklığı, k Boltzman sabiti, e elektronik yük ve Φ_b ise sıfır beslemde engel yüksekliğidir. Engel yüksekliği ve idealite faktörü için aşağıda verilen denklemi kullanabiliriz.

$$n = \frac{e}{kT} \frac{dV}{d(\ln I)} \quad (5.3)$$

$$e\Phi_b = kT \ln\left(\frac{AA^*T^2}{I_0}\right) \quad (5.4)$$

İdealite faktörleri ve engel yükseklikleri numune sıcaklığına bağlı olarak yukarıdaki denklemlerle belirlendi. Bu değerler, Çizelge 1’de sırasıyla radyasyondan önce ve radyasyondan sonraki durum için gösterildi. Schottky diyotlar için en önemli parametreler olan engel yükseklikleri ve idealite faktörleri Pt/n-InP Schottky diyot için verilen sıcaklıklarda elektron radyasyonuna bağlı olarak çok önemli bir değişiklik göstermedi. Çünkü doğru beslem akımlarındaki bu değişimin radyasyondan sonra çok fazla belirgin olmadığı görüldü.

Radyasyon ile yalnızca 20K’deki ölçümlerde doğru beslem akımında küçük ama önemli farklar görüldü. Şekil 4.1’de gösterildiği gibi Pt/n-InP Schottky diyotta 20, 160, 260, 300, 320 ve 400 K’de, ters beslem akımları radyasyon ile arttı. Ters beslem akımlarındaki artışlar, arayüzeydeki radyasyondan dolayı meydana gelen örgü kusurlarına, engeldeki tünelleme nedenlerine bağlı olabilir. Bu mekanizma nedeniyle, yüksek radyasyon yoğunluğuna bağlı olarak arayüzey bölgesinde ters beslemde de bir sızıntı akımı oluşmuş olabilir (Veeramani *et al.* 2008). Bu etki kristal örgü kusurlarının tuzaklama ya da rekombinasyon merkezleri gibi davranmalarından kaynaklanıyor olabilir (Krishnan *et al.* 2008). Tüm sıcaklık değerlerinde numunede doğru beslem bölgesinde çok hafif artış olmakta ancak yalnızca 20 K’de gözle görülebilir bir değişiklik meydana gelmektedir. Verilen koşullarda uygulanan radyasyonun, doğru beslem akımlarını değiştirmek için yeterli olmadığı görüldü. Bu arayüzey özelliği Tung’un dipol yaklaşımına bağlı olabilir (Tung, 2001). Arayüzey özel bölgesinin,

kontaktağı doğrultma mekanizması açısından önemli bir değeri vardır. Buna bağlı olarak, arayüzey dipolleri Schottky kontakların karakteristik özellikleri üzerinde belirleyici bir faktördür. 12 MeV’lik elektron radyasyonu 20, 160, 260, 300, 320 ve 400 K’de, arayüzeydeki dipolleri değiştirmek için yeterli değildir. Arayüzey dipollerindeki çok küçük değişiklikler, şekil 4.1’de görüldüğü gibi 20 K’deki düşük sıcaklık değerinde doğru akımdaki küçük farklılıklara neden olabilir. 20 K’de 0.053 eV ile 0.048 eV’luk radyasyona bağlı kontağın engel yüksekliğindeki azalma izelge 1’de gösterildi. 12 MeV elektron radyasyonu engel yüksekliği inhomojenliğinde artış meydana getirdi. Seri dirençler pratikte bize Schottky kontak kalitesi hakkında bilgi verir. Seri direnç ne kadar küçükse, kontak o kadar kaliteli-dir. Schottky kontakların seri dirençleri, farklı radyasyon uygulamaları sonrasında değişebilmektedir (ınar *et al.* 2010). Norde modeline göre seri direnç aşağıdaki gibi bulunabilir (Norde, 1979).

$$F(v) = \frac{v}{\gamma} - \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{I(V)}{A A^* T^2}\right) \quad (5.5)$$

Burada γ boyutsuz bir tamsayıdır ve idealite faktöründen büyüktür. Seri direnç R_s aşağıdaki eşitlikten hesaplanabilir:

$$R_s = \frac{kT(\gamma - n)}{qI} \quad (5.6)$$

şekil 4.1’de görüldüğü gibi 12 MeV elektron radyasyonu etkisiyle doğru beslem akımında meydana gelen hafif değişikliklere bağlı olarak Pt/n-InP Schottky kontağın Norde eğrilerinde herhangi bir değişiklik meydana gelmedi. Ama idealite faktöründeki değişikliğin bir sonucu olarak seri dirençler değişti. Bu sonuç izelge 1’de gösterildi. Mclean’in belirttiği gibi, Norde Modeli, seri direnci çok küçük olduğunda ve düşük sıcaklık aralıklarına sahip tek değerlerde çok kullanışlı olmayabilir (Mclean, 1986). 20 K’de seri direncin muhtemelen çok küçük ve tek değerleri izelge 1’de gösterildi.

Radyasyon etkisinin Pt/n-InP Schottky diyotta doğru ve ters beslem akım-gerilim karakteristiklerini 20, 160, 260, 300, 320 ve 400 K için 12 MeV’lik elektron radyasyonunda inceledik. Sonuç olarak, izelge 1’de 20, 160, 260, 300, 320 ve 400 K için gösterilen idealite faktörü ve engel yüksekliği değişti. 20 K’de doğru beslem

akımında çok hafif ama önemli bir artış oldu. 160, 260, 300, 320 ve 400 K'de doğru akımda ihmal edilebilir çok küçük artışlar meydana geldi. Bu sonuç, metal yarıiletkenin arayüzeyinde radyasyonla uyarılmış dipol davranışlarına atfedilir. 12 MeV'lik elektron radyasyonunda 20, 160, 260, 300, 320 ve 400 K'de ters akımda artış oldu. Elektron radyasyonunun neden olduğu kristal örgü kusurları, tuzaklama ya da rekombinasyon merkezleri gibi davrandıklarından artan ters beslem akımından sorumlu etken olabilir. Bu deneysel sonuçlardan anlaşılmaktadır ki; Pt/n-InP Schottky diyot 12 MeV'lik elektron radyasyonu uygulamalarında doğru beslem durumu için oldukça kararlıdır (Korkut *et al.* 2011) Bu durum, hem metal olarak platin ve yarıiletken olarak n tipi InP'nin ayrı ayrı sıcaklık ve radyasyona uygulamalarındaki kararlılıklarından hem de üretilen kontakın kalitesinin yüksek olmasından da büyük ölçüde kaynaklanmış olabilir. Kontak üretiminde kullanılan teknik bir yana kontak üretimi esnasında arayüzeyde tabii olarak meydana gelen oksit tabakasının da üretilen diyonun kalitesini artırmada önemli bir etken olduğu literatürde önemli bir yere sahiptir ve bu çalışmanın sonuçlarıyla da uyum içerisinde.

KAYNAKLAR

- Akbay, A., Korkut, H., Ejderha, K., Korkut, T. ve Türüt, A. (2011). *J. Radioanal. Nucl. Chem*, 289(1), 145-148.
- Akkurt, I., Akyıldırım, H., Özdemir, A. F., and Aldemir, D. A. (2010). *Radiat. Meas.* 45:1381-1383.
- Andrews, J. M., and Lepselter, M. P. (1970). *Solid State Electron.* 13, 1011.
- Baccarani, G., and Mazzone, A. M. (1976). *Electron. Lett.* 12, 59.
- Baccarani, G. (1976). *J. Appl. Phys.* 47, 4122.
- Bardeen, J. (1947). *Phys. Rev.* 71, 717.
- Berz, F. (1985). *Solid State Electron.* 28, 1007.
- Bethe, H. A. (1942). *MIT Radiation Lab. Rep.* 43-12.
- Boiko, V. M., Bublik, V. T., Voronova, M. I., Kolin, N. G. and Merkurisov, D. I. (2006). *Phys B* 373:82–89.
- Braun, F. (1874). *Pogg. Ann.* 153, 556.
- Card, H. C., and Rhoderick, E. H. (1971). *J. Phys. D: Appl. Phys.* 4, 1589.
- Card, H. C., and Rhoderick, E. H. (1973). *Solid State Electron.* 16, 365.
- Chang, C. Y., and Sze, S. M. (1970). *Solid State Electron.* 13, 727.
- Crowell, C. R., and Sze, S. M. (1966). *Solid State Electron.* 9, 1035.
- Crowell, C. R., and Rideout, V. L. (1969). *Solid State Electron.* 12, 89.
- Çınar, K., Coşkun, C., Aydoğan, Ş., Asıl, H., ve Gür, E. (2010). *Nucl Instrum Method Phys Res* 268:616–621.
- Davydov, B. (1939). *J. Phys. USSR*, 1, 167.
- Davydov, B. (1941). *J. Phys. USSR*, 4, 335.
- Demir, L., Han, I. (2009). *Ann Nucl Energy* 36:869–873.
- Gombia, E., Mosca, R., Pal, D., Busi, S., Tarricone, L., Fuochi, P. G., and Lavallo, M. (2003). *Mater. Sci. Eng. B* 97 39-45.
- Gray, K. E. (1973). *Solid State Commun.* 13, 1787.
- Gregory, B. L., and Gwyn C. W. (1974). ‘Radiation Effects on Semiconductor Devices, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* Vol. Ns-62 , pp. 1265.
- Grondahl, L. O. (1926). *Phys. Rev.* 27, 813.
- Grondahl, L. O. (1933). *Rev. Mod. Phys.* 5, 141.
- Güllü, Ö. Çankaya, M. Biber, M. Türüt, A. (2008) *J. Phys. D-Appl Phys* 41, 3727
- Haeri, S. Y., and Rhoderick, E. H. (1974). *Proc. Manchester Conf. Metal-Semiconductor Contacts*, p. 84. Institute of Physics, London.
- Hongzhi Chen, Ning Xi, King Chiu Lai, Chapter 7÷ Carbon Nanotube-Schottky photodiodes, *Nano Optoelectronic Sensors and Devices 2012*, 107-123, doi: 10.1012/B978-1-4377 3471-3.00007-1.
- James, H. M. (1949). *Phys. Rev.* 76, 1602.
- Janardhanam, V., Lee, H. K., Shim, K. H., Hong, H. B., Lee, S. H., Ahn, K.S., and Choi, C. J. (2010). *Alloys Compd* 504:146–150.
- Karataş, Ş., and Türüt, A. (2006) *Nucl Instrum Method Phys Res* 566:584–589.
- Kleefstra, M., and Herman, G. C. (1980). *J. Appl. Phys.* 51, 4923.

- Korkut, H., Ejderha, K., Akbay, A., Öztürk, Y., Korkut, T., and Türüt, A., (2012). Alp Conf. Proc. 1400, 497-501.
- Korkut, H., (2009). Atatürk Üniv. Fen Bil. Enst. Doktora Tezi, 38-40.
- Korkut, T., Korkut, H., Karabulut, A., and Budak, G. (2011). Ann Nucl Energy 38:56-59.
- Krishnan, S., Sanjeev, G., and Pattabi, M. (2008). Solar Energy Mater Solar Cells 266:621–624.
- Li, X. Y., Yong, R., Chen, X. J., Qiao, D. Y., and Yuan, W. Z. (2011). J Radioanal Nucl Chem 287:173–176.
- Livingstone, A. W., Turvey, K. and Allen, J. W. (1973). Solid State Electron. 16, 351.
- Lodge, O. (1890). J. Inst. Electr. Engrs. 19, 346.
- Loeb, L. B. (1961). The kinetic theory of gases, p. 42. Dover, New York.
- Mcleon, A. B. (1986). Semicond. Sci. Tech. Limitations to the Norde I-V plot. 1., 177-179.
- Missous, M., and Rhoderick, E. H., and Singer, K. E. (1986). Electron. Lett. 22, 241.
- Mott, N. F. (1938). Proc. Cambr. Phil. Soc. 34, 568.
- Msimanga, M., McPherson, M., (2006). Mater Sci Eng B 127:47–54.
- Norde, H. 1979. A modified forward I-V plot for Schottky diodes with high series resistance. J. Appl. Phys. 50, 5052.
- Padovani, F. A., and Stratton, R. (1966). Solid State Electron. 9, 695.
- Padovani, F. A. (1971). Semiconductors and semimetals (ed. R. K. Willardson and A. C Beer) Vol. 7A, Chap. 2. Academic Press, New York.
- Pickard, G. W. (1906). US patent no. 836531.
- Pierce, G. W. (1907). Phys. Rev. 25, 31.
- Rhoderick, E.H., and Williams, R.H. (1988). Metal-Semiconductor Contacts. 2nd ed. Clarendon, Oxford, 1-225.
- Rideout, V. L., and Crowell, C. R. (1970). Solid State Electron. 13, 993.
- Roya, M.S., Manish Kumar, Pratibh, Jaiswal, G. D. (2004). Radiat. Meas. 38 205–209.
- Ryo Tamura, Rectified current in the carbon nanotube junction, Physica B Condensed Matter; 323, 1-4, 2002 211-213.
- Schottky, W., Störmer, R., and Waibel, F. (1931). Z. Hochfrequenztech. 37, 162.
- Schottky, W. (1938). Naturwiss. 26, 843.
- Schottky, W. (1938, 1939). Z. Phys. 133, 367.
- Schottky, W., and Spenke, E. (1939). Wiss. Veroff. Siemens-Werken 18, 225.
- Strikha, V. I. (1964). Radio-Engng Electron. Phys. 4, 552.
- Tang, W. M., Leung, C. H., Lai, P. T. (2010). Thin Solid Films 519:505–511.
- Tataroglu, A., Altındal, S., Bülbül, M. (2006). Nucl Instrum Method Phys Res 568:863-868.
- Tung, R. T. (2001). Phys. Rev. B 64:205310.
- Tung, R.T. 1992. Electron transport at metal and semiconductor interfaces: General theory. Phys. Rev. B, 45 (23), 13509-13523.
- Uğurel, E., Aydoğan, Ş., Şerifoğlu, K., ve Türüt, A. (2008). Microelect. Engineer. 85, 2299-2303.
- Veeramani ,P., Haris, M., Moorthy Babu, S., Kanjilal, D., and Sugathan, P. (2008). Radiat Meas 43:56–61.
- Vilms, J., and Wandinger, L. (1969). Ohmic contacts to semiconductors, p. 31. Electrochemical Society, New York.

- Walker, L. G. (1974). Solid State Electron. 17, 763.
- Wilson, A. H. (1932). Proc. R. Soc. A136, 487.
- Yu, A. Y. C. (1970). Solid State Electron. 13, 239.
- Zhao, Y. W., Dong, Z. Y., and Deng, A. H. (2006). Mater Sci Semicond Process 9:380-383.

ÖZGEÇMİŞ

1977 yılında Ağrı'nın Tutak İlçesinde doğdu. İlköğrenimini Ağrı'da, ortaöğrenimini Gümüşhane'de tamamladı. 2001 yılında Gazi Üniversitesi Gazi Eğitim Fakültesi Fizik Öğretmenliği bölümünden mezun oldu. 2002 yılında Milli Eğitim Bakanlığı'nda öğretmen olarak göreve başladı.

2010 yılında Ağrı İbrahim Çeçen Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Fizik Anabilim Dalı Katıhal Fiziği Bilim dalında yüksek lisans öğrenimine başlayan AKBAY, BAP/F07 nolu Ağrı İbrahim Çeçen Üniversitesi BAP projesinde yardımcı araştırmacı olarak çalışmış olup evli ve iki çocuk babasıdır.