

**KATILARDA İLETİM MEKANİZMALARI**

**Olcay ÜZENĞİ AKTÖRK**

**Yüksek Lisans Tezi**

**Fen Bilimleri Enstitüsü**

**Fizik Anabilim Dalı**

**Ağustos – 2002**

# **ABSTRACT**

**Master of Science Thesis**

## **CONDUCTION MECHANISMS IN SOLIDS**

**Olca ÜZENĐİ AKTÜRK**

**Anadolu University**

**Graduate School of Natural and Applied Sciences**

**Physics Program**

**Supervisor: Yard.Doç.Dr. Sabiha AKSAY**

**2002, 69 pages**

In this thesis, conduction mechanisms in solids have been investigated by means of metal-semiconductor contacts. There are four basic transport processes: thermionic emission theory, diffusion theory, generalized thermionic emission-diffusion theory that is synthesis of preceding two theories and tunneling current. The thermionic emission theory is based on the assumption that electron collisions within the depletion region are neglected and carriers have high mobilities. The diffusion theory is applicable to low mobility semiconductors. For a heavily doped semiconductor or for operation at low temperatures the tunnelling processes may become the dominant transport processes. In addition, Schottky emission, Frenkel-Poole emission, ionic conduction and space charge limited have also been considered in thin films. Frenkel-Poole emission is thermal excitation of trapped electrons into the conduction band. Ionic conduction is similar to diffusion process. For a given insulator, each conduction processes may dominate in certain temperature and voltage ranges.

**Keywords: Contacts, Mobility, Thin films, Conductivity, Depletion region**

## TEŞEKKÜR

Bu çalışmanın gerçekleşmesini sağlayan, bilimsel katkılarını gördüğüm ve tecrübelerinden yararlandığım saygıdeğer hocam Yard.Doç.Dr. Sabiha AKSAY'a en içten teşekkürlerimi sunarım.

Kaynak ve bilgilerini esirgemeyen Anadolu Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümü Öğretim Üyelerinden Prof.Dr. Muhsin ZOR'a, Yard.Doç.Dr. Metin KUL'a, Yard.Doç.Dr. Şenol AYBEK'e, Yard.Doç.Dr. Yasemin ÇAĞLAR'a , Yard.Doç.Dr. Saliha ILICAN'a, Yard.Doç.Dr. Müjdat ÇAĞLAR'a ve Öğretim Elemanı Araş.Gör. Evren ARABACI'ya en içten teşekkürlerimi sunarım.

Eğitimim süresince desteklerini esirgemeyen yakın bir zamanda kaybettiğim canım anneme en içten teşekkürlerimi sunarım.

Tezimin her aşamasındaki katkı ve desteğinden dolayı canım eşim Anadolu Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümü Öğretim Elemanı Araş.Gör. Ethem AKTÜRK'e en içten teşekkürlerimi sunarım.

# İÇİNDEKİLER

## Sayfa

ÖZET.....	i
ABSTRACT.....	ii
TEŞEKKÜR.....	iii
İÇİNDEKİLER.....	iv
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	vi
SİMGELER DİZİNİ.....	viii
<b>1. GİRİŞ VE AMAÇ.....</b>	<b>1</b>
1.1. Bant Aralığı.....	3
1.2. Saf Yarıiletkenlerde Yük Taşıyıcı Yoğunluğu.....	6
1.3. Katkılı Yarıiletkenlerin Yük Taşıyıcı Yoğunluğu.....	10
<b>2. METAL-YARIİLETKEN KONTAKLAR.....</b>	<b>17</b>
2.1. Giriş.....	17
2.2. Elektriksel Kontaklar, İş Fonksiyonları ve Kontak Potansiyelleri.....	18
2.3. Kıtık Tabakası.....	20
2.4. Elektriksel Kontak Tipleri.....	23
2.4.1 Nötr kontaklar.....	23
2.4.2 Blocking kontaklar.....	26
2.4.3 Ohmik kontaklar.....	27
2.5. Yüzey Durumları.....	31
2.6. Schottky Etkisi.....	37
<b>3. AKIM TAŞIMA İŞLEMLERİ.....</b>	<b>40</b>
3.1. Giriş.....	40
3.2. Termoyonik Emisyon Teori.....	40
3.3. Difüzyon Teorisi.....	43

## İÇİNDEKİLER (Devam)

	<u>Sayfa</u>
3.4. Termoiyonik-Difüzyon Teorisi.....	43
3.5. Tünel Akımı.....	47
<b>4. YALITKAN FİMLERDE YÜK İLETİMİ.....</b>	<b>50</b>
4.1.Giriş.....	50
4.2. Kontaklarda Görülen Akım.....	51
4.2.1 Schottky emisyonu.....	51
4.2.2 Tünel veya alan emisyonu.....	51
4.3. Bulkta Meydana Gelen Akım.....	53
4.3.1 Frenkel-Poole emisyonu.....	53
4.3.2 Space-Charge limited.....	56
4.3.3 İyonik iletim.....	62
<b>5. SONUÇ.....</b>	<b>63</b>
<b>KAYNAKLAR.....</b>	<b>67</b>

## ŞEKİLLER DİZİNİ

### Sayfa

2.7. Bir elektriksel alan etkisi altında bir metal yüzey ve vakum arasındaki enerji bant diyagramı .....	37
2.8. Bir metal n-tipi yarıiletken kontak için farklı besleme koşulları altındaki Schottky etkisini içeren enerji bant diyagramı.....	39
3.1. İleri besleme altında dört temel iletim mekanizmaları .....	40
3.2. Schottky etkisini içeren enerji bant diyagramı.....	44
3.3. Au-Si engelinin tünel akımının termoiyonik akıma oranı.....	49
4.1. Frenkel-Poole etkisinin şematik gösterimi .....	53
4.2. Sığ tuzaklı SCL iletimi için akım-voltaj karakteristiği.....	60
4.3. Derin tuzaklı SCL iletimi için akım-voltaj karakteristiği.....	61

## SİMGELER DİZİNİ

- $A^*, A^{**}$  : Etkin Richardson sabiti ( $A/cm^2 \cdot K^2$ )
- $C$  : Kıtık tabakası kapasitesi ( $F/cm^2$ )
- $D$  : Difüzyon katsayısı
- $E_C$  : İletim bandı alt sınırı (J, eV)
- $E_F$  : Fermi seviyesi (J, eV)
- $E_{Fi}$  : Saf yarıiletkenin Fermi seviyesi (J, eV)
- $E_d$  : Donör enerji seviyesi (J, eV)
- $E_g$  : Yasak enerji aralığı (J, eV)
- $E_v$  : Valans bandı üst sınırı (J, eV)
- $h$  : Planck sabiti (J.s)
- $J$  : Akım yoğunluğu ( $A/m^2$ )
- $\epsilon$  : Elektrik alan (V/cm)
- $k$  : Boltzmann sabiti ( $J/K, eV/K$ )
- $m^*$  : Etkin kütle (kg)
- $n_0$  : Termal dengedeki elektron yoğunluğu ( $cm^{-3}$ )
- $n_d$  : Donör seviyesini işgal eden elektron yoğunluğu ( $cm^{-3}$ )
- $N_d$  : Katkı atomlarının donör konsantrasyonu ( $m^{-3}$ )
- $N_a$  : Katkı atomlarının akseptör konsantrasyonu ( $m^{-3}$ )

## SİMGELER DİZİNİ (Devam)

- $\phi_{B0}$  : Saf yarıiletkenin iş fonksiyonu (V)
- $q\phi_{Bn}$  : n-tipi yarıiletkenin engel yüksekliği (eV)
- $\phi_m$  : Metalin iş fonksiyonu (V)
- $\Delta\phi$  : Schottky engel azalması (V)
- q : Yük miktarı (C)
- $R_C$  : Kontak direnci
- T : Sıcaklık (K)
- $\mu$  : Mobilite ( $m^2/V.s$ )
- $\chi$  : Elektron affinity ( eV)
- $U_C$  : İletim bandındaki etkin durum yoğunluğu
- $U_V$  : Valans bandındaki etkin durum yoğunluğu
- $V_{bi}$  : Kontak potansiyel farkı (V)
- $V_D$  : Etkin difüzyon hızı
- $V_R$  : Etkin yeniden birleşim hızı
- $\psi(x)$  : Potansiyel değişim fonksiyonu
- w : Kıtlık tabakası genişliği



## 1. GİRİŞ VE AMAÇ

Teknolojik gelişmelerin hızla ilerlemesi yeni olanaklar sunmaktadır. Masa üstü ve diz üstü bilgisayarların, cep telefonlarının ve günlük hayatı kolaylaştıran aletlerin yapısını entegre devreler oluşturmaktadır. Entegre devreler direnç, kapasite, diyod ve bobin gibi elektronik devre elemanlarıdır. Dolayısıyla entegre devrelerin temeli yarıiletken teknolojisidir [1].

Metal yarıiletken kontakların tarihi, metal ve yarıiletken arasındaki kontakların elektriksel iletiminin asimetrikliğini 1874 yılında keşfeden Braun' un ilk çalışmalarına dayanır. Bu aletler ilk radyo denemelerinde detektör olarak kullanıldı. 1906 yılında Pickard silikon kullanarak nokta kontak detektörlerin patentini aldı. Belki de bu periyot süresince en önemli keşif 1942 yılında Bethe' nin termiyonik emisyon teorisidir. Bu teoriye göre akım, sürüklenme veya difüzyon yerine metale elektronların emisyonu ile belirlenir [2].

Katılar kuantum mekaniğiyle açıklanabilmiş olan ilk makroskopik sistem örneğidir. Katılarda gözlenen ısı sığası, iletkenlik, saydamlık ve magnetik doygunluk gibi bir çok özellik klasik fizikle tam olarak açıklanamaz [3]. Atomlar ve moleküller maddeyi oluştururken, özellikle kristallerde periyodik bir düzene göre yerleşirler. Bu periyodik düzene örgü denir. Kristal yapının oluşumundaki bu periyodik düzen, kristal içindeki yük taşıyıcıları elektronlar ve holler için de elektriksel olarak periyodik potansiyel kuyuları oluşturur. Öyle ki bu potansiyel kuyuları üç boyutlu olmakla birlikte konunun anlaşılmasını kolaylaştırmak bakımından olay ilk defa 1930 yılında Krönig ve Penny tarafından "Kristal Örgülerde Elektronların Kuantum Mekaniği" başlığı altında ve tek boyutta incelenmiştir [4].

Her katının kendine has enerji bant yapısı vardır. Her enerji bandı içinde enerji sürekli dağılabileceği halde, bantlar arasında yasak enerji aralıkları vardır. Bantların değişik konumlarına göre bazı katılar iletken bazıları yalıtkan olabilmektedir [3]. İletken olan katılar iki ana sınıfa ayrılırlar. Bunlar metaller ve yarıiletkenlerdir. İzinli enerji bantları tamamen dolu veya tamamen boş ise katılar, bir yalıtkan gibi davranır.

Metaller, iletimi sağlayacak kadar elektrona sahip kısmen dolu elektronik bant yapısına sahip materyallerdir. Bir veya daha çok bant zayıf oranlarda dolu veya boş ise katılar, bir yarımetal veya yarıiletken olur [5].

Yarıiletken materyallerin elektriksel özellikleri kristaldeki elektronların davranışıyla doğrudan ilişkilidir [2]. Katılardaki elektronlar serbest değildir; bu elektronlar dış alana ek olarak örgüdeki atom merkezinden dolayı oluşan periyodik potansiyelin etkisinde hareket ederler [6]. Kuantum teorisinin katılal fiziğine getirdiği ilginç açıklamalardan bazıları, elektronun kristal yapı içerisindeki hareketleriyle ilgilidir [4].

Yarıiletkenler, elektriksel iletkenlikleri bakımından metal ve yalıtkanların arasında yer alır. Bu materyallerin iletkenliği, sıcaklık, optiksel uyarılma ve safsızlık yoğunluğundaki değişimin büyüklüğünün mertebesine bağlı olarak önemli bir biçimde değişebilir. Yarıiletkenlerin elektriksel özelliklerinin bu değişimi, elektronik aletlerin araştırmaları için yarıiletken materyallerin seçilmesine imkan sağlar [7]. Yarıiletkenlerdeki yük taşıyıcıları istatistik mekaniksel olarak ele alındığında Maxwell-Boltzmann istatistiği kullanılır. Bunun anlamı, Fermi-Dirac istatistiği kullanılarak metaller için pek çok problem yaklaşım veya nümerik yöntem kullanılarak çözülebilirken, yarıiletkenlerde pek çok problem Maxwell- Boltzmann istatistiği kullanılarak tam olarak çözülmüştür [8].

Yarıiletkenler fiziksel özellikleri bakımından farklı olan single ve polikristal olarak iki temel grupta incelenebilir. Özellikleri iyi bilinen yarıiletkenler Ge, Si, GaAs dır [9]. Saf yarıiletken olan Ge entegre devrelerde transistör ve diod olarak geniş bir biçimde kullanılan bir yarıiletkendir. Günümüzde silikon, doğrultucuların, transistörlerin ve entegre devrelerin çoğunda kullanılır. Ancak bu bileşikler genel olarak yüksek hızlı aletler ve ışığı absorplama ve emisyon gereksinimi duyan aletlerde kullanılır. İkili III-V bileşikleri örneğin GaAs ve GaP genel olarak ışık yayan diodlarda kullanılır.

Floresans özellik gösteren materyaller örneğin televizyon ekranlarında sıkça kullanılan ZnS, II-VI bileşik yarıiletkenleridir.

Işık detektörleri, genel olarak InSb, CdSe, PbTe ve HgCdTe ile yapılır. Si ve Ge yaygın olarak infrared ve nükleer radyasyon detektörleri olarak kullanılır.

Önemli bir mikro dalga aleti olan Gunn diyodu genel olarak GaAs veya InP den yapılır. Yarıiletken lazerler GaAs, AlGaAs ve diğer üçlü ve dörütlü bileşikler kullanılarak yapılır. Bir yarıiletkeni metal ve yalıtkandan ayıran en önemli özellik enerji bant aralığıdır [7]. Bant aralığı iletim bandının en düşük enerjisi ile valans bandının en yüksek enerjisi arasındaki enerji farkıdır. İletim bandının en düşük noktası iletim bant kıyısı, valans bandının en yüksek noktası ise valans bant kıyısı olarak adlandırılır. Sıcaklık arttıkça elektronlar valans bandından iletim bandına termal uyarma yoluyla geçerler [5].

Tamamen dolu ve tamamen boş bantlar elektriksel iletkenliğe katkıda bulunmazlar. Bu dolu ve boş bantlara sahip olan materyaller yalıtkanlardır. Yalıtkanların direnci oldukça büyük ve iletkenliği çok düşüktür. Yalıtkanların  $E_g$  bant aralığı genellikle 3.5 - 6.5 eV aralığında veya daha büyüktür. Bu nedenle, oda sıcaklığında iletim bandında elektron yoktur. Valans bandı tamamen doludur. Yalıtkanlarda yok denecek kadar az olan elektron ve holler termal olarak oluşturulabilir [2].

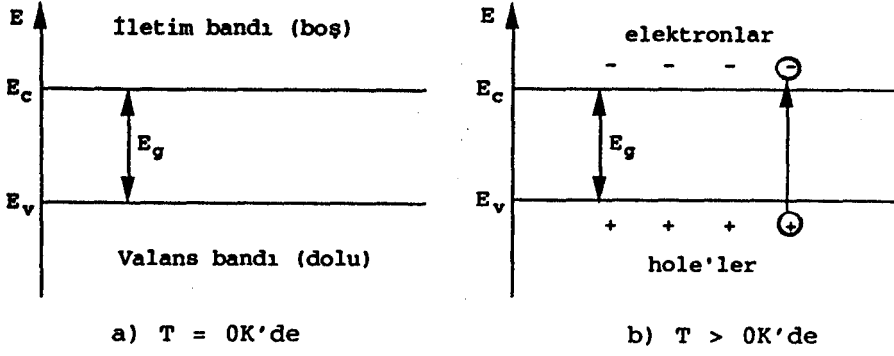
Yarıiletkenlerin optiksel ve elektronik özellikleri safsızlıklardan çok fazla etkilenirler. Böylece safsızlıklar geniş bir bölge üzerinden yarıiletkenlerin iletkenliğini değiştirmekte kullanılır. Aynı zamanda negatif yük taşıyıcıların iletkenliğinden pozitif yük taşıyıcılarına kadar iletim mekanizmasının doğasını değiştirir. Safsızlığın oluşmasını kontrol eden mekanizma doping olarak adlandırılır [7].

Bu tezin amacı, katılarda görülen iletim mekanizmalarının genel olarak incelenmesidir.

### 1.1. Bant Aralığı

Bir yarıiletken, dar bir yasak enerji bölgesi tarafından birbirinden ayrılmış mutlak sıfırda biri tamamen boş diğeri ise tamamen dolu bir elektronik durum bandında enerji bant yapısına sahip kristal maddelerdir. Bu bant yapısı sistematik olarak Şekil 1.1'de gösterilmiştir. Mutlak sıfırda yarıiletken mükemmel bir yalıtkandır. Çünkü kısmen dolu bant yoktur [8].

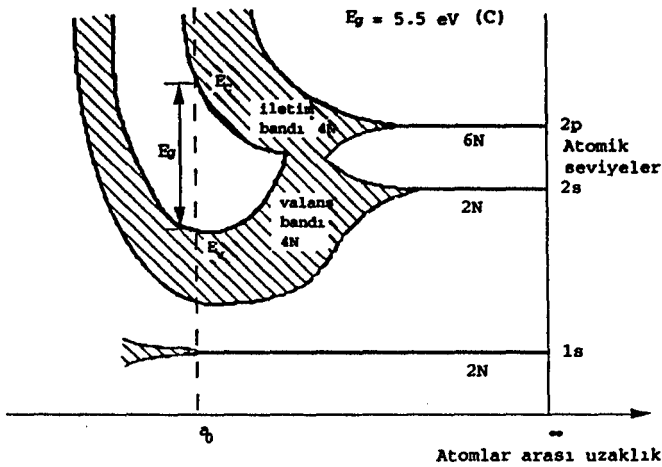
Yüksek sıcaklıklarda, valans bandındaki elektronlar yasak enerji aralığına eşit bir enerjiye sahip olunca iletim bandına çıkarlar (Şekil 1.1b). Elektron valans bandından ayrılırken yerinde bir hole (boşluk) meydana gelir.



Şekil 1.1. Saf bir yarıiletkenin iletim ve valans bantları a) mutlak sıfırda, b) oda sıcaklığında termal olarak uyarılmış elektron ve holleri gösterir [9]

Böylece yarıiletkenin iletim bandında elektronlar ve valans bandında da holler iletme katkıda bulunur [9]. İletim elektronlarının ve hollerin sayısı sıcaklık artışıyla artmaktadır.

Karbon , germanyum , silikon gibi kovalent yarıiletkenlerde elektron ve hole iletimin fiziksel mekanizması Şekil 1.2'den anlaşılabilir [8]. İzole edilmiş atomlar bir katı oluşturacak biçimde bir araya getirildiğinde, komşu atomlar arasında çeşitli etkileşimler meydana gelir. Atomlar arasındaki itme ve çekme kuvvetleri kristal için tam olarak atomlar arasında dengede bulunacaktır. Bu işlemden elektronun enerji seviyesinde önemli değişiklikler meydana gelir. Bu değişiklikler katıların elektriksel özelliklerinin değişmesine neden olur. Atomlar bir araya getirildiğinde Pauli dışarlama prensibine uyarlar.



Şekil 1.2. Atomlar arası mesafenin bir fonksiyonu olarak karbonun 1s, 2s ve 2p atomik durumlarından ortaya çıkan bantlar [9]

İki atom birbirinden tamamen izole edildiğinde, iki atom arasında elektronların dalga fonksiyonları etkileşmediği için bunların elektronik yapıları benzer olacaktır. Buna rağmen atomlar arasındaki mesafe küçük olurken elektronların dalga fonksiyonları üst üste binmeye başlayacaktır. Dışarlama prensibi verilen etkileşmeli sistemde iki elektronun aynı kuantum durumuna sahip olamayacağını gösterir [7].

Bir katıda  $N$  tane izole edilmiş atomlar bir araya getirildiğinde,  $2s$  ve  $2p$  atomik seviyeleri enerji bantları halinde genişler; bu bantların daha uzaklara kadar genişlemesi sonucunda atomlar arası konum azalacak ve sonunda bantlar örtüşecektir. Atomlar arası mesafe küçük olduğu için  $2s$  ve  $2p$  durumları birer kez iki banda ayrılacaktır. Bunlardan her biri  $4N$  durum içerir [8]. Genellikle iki komşu bant örtüşmez ve dengede atomlar arası mesafe  $a$  olduğunda bantlar arasında bant aralığı denilen yasak enerjili bölgeler oluşur.

Bir bant içindeki enerjinin değiştiği aralığa  $E_g$  yasak enerji aralığı denir ve tipik olarak birkaç eV mertebesinde olur. Bant aralıklarının genişliği katıların iletkenlik özelliğini belirleyici faktörlerden biridir [3]. Normal şartlar altında yasak enerji aralığının genişliği elmasta 7 eV, silikonda 1.2 eV ve germanyumda 0.7 eV dir. Örgünün termal genişlemesinden dolayı enerji aralığı sıcaklıktan oldukça az etkilenir. Enerji aralığının, kristal genişlerken azalacağı Şekil 1.2'de açıkça görülmektedir. Bu diyagramdan ayrıca ortaya çıkan diğer sonuç  $E_g$ 'nin basınca bağlı olacağıdır. Atomlar arası büyük boşluk hidrostatik veya diğer tür basıncın uygulanmasıyla azalacaktır.

Valans bandından iletim bandına bir elektronun termal uyarılması, fiziksel olarak örgünün termal uyarılmasıyla bir kovalent çift bağdan bir elektronun uzaklaştırılmasına eşdeğerdir. Bu elektron, örgünün kovalent bağı dışında bir serbest elektrondur ve kristal boyunca akım iletimini sağlayan bir taşıyıcı yük olarak davranır.

Bir elektron uyarılınca, kristal yapının kovalent bağ yapısında bir kusur oluşur. Bu kusur hole olarak bilinir. Serbest elektron ve hole bir yerden başka bir yere hareket edebilir. Örgüden kazanabileceği termal enerjiyle uyarılan serbest elektron kristal içinde rasgele hareket eder. Bir kovalent bağ çiftinde bir

hareketine ayrıca örgünün termal olarak uyarılması neden olabilir. Serbest elektronlar ve holler bir elektrik alanın etkisi altında hareket edecekler ve kristal boyunca makroskopik akım akışına neden olabileceklerdir [8].

## 1.2. Saf Yarıiletkenlerde Yük Taşıyıcı Yoğunluğu

Girişte belirtildiği gibi yarıiletkenler,  $0K$  de iletim bandı tamamen boş valans bandı ise tamamen dolu olma özelliğine sahiptir. Tamamen dolu bantta yük iletimi olmaz [10]. Enerji aralığının karşısında yalnızca ısısal uyarılmayla elektron ve boşluklar oluşturuluyorsa bu yarıiletken saf yarıiletken denir. Bu tarzda oluşturulan elektronlar ve boşluklar sık sık doğal yük taşıyıcıları olarak belirtilir ve böyle taşıyıcılardan oluşan iletkenliğe saf iletkenlik denir [8].

Saf bir yarıiletken için iletim bandındaki elektronların konsantrasyonu valans bandındaki hole konsantrasyonuna eşittir. Saf yarıiletkendeki elektron ve hole konsantrasyonu sırasıyla  $n_i$  ve  $p_i$  ile gösterilebilir. Saf yarıiletkenlerde,

$$n_i = p_i \quad (1.1)$$

olur [2]. Çünkü valans bandındaki bir hole sadece bir elektronun iletim bandına uyarılmasıyla oluşturulabilir [11]. Saf taşıyıcı konsantrasyonu küçüktür ve sıcaklığa bağlıdır [12]. Saf yarıiletkendeki elektronların ve hollerin popülasyonu Fermi-Dirac dağılımına bağlıdır. Valans ve iletim bantları için durum yoğunluğu fonksiyonları cinsinden istatistiksel olarak,

$$n_o = \int_{E_c}^{\infty} g_c f_o(E,t) dE \quad (1.2)$$

$$p_o = \int_{\infty}^{E_v} g_v [1 - f_o(E,t)] dE \quad (1.3)$$

ifadeleriyle tanımlanır.

Burada  $g_c$ , iletim bandındaki yüzey durum yoğunluğu

$g_v$ , valans bandındaki yüzey durum yoğunluğu;

$n_o$ , termal dengedeki iletim bandındaki elektronların yoğunluğu;

$p_o$ , valans bandındaki boşlukların termal dengedeki yoğunluğudur.

İletim bandının alt kısmı ve valans bandının üst kısmında  $E$ 'nin  $k$ 'ya bağlılığı parabolik olduğu için bu bölgelerdeki elektronlar ve holler aslında

serbest parçacık gibi davranırlar. Elektronlar ve holler, iletim ve valans bandında uyarılarak elde edildiğinde, elektron ve hollerin özellikleri uygulanabilir fiziksel sıcaklıklarda serbest parçacık davranışından farklı olabilir.

İletim bandındaki durum yoğunluğu,

$$g_c(E)dE = \frac{8\sqrt{2\pi}}{h^3} (m_n^*)^{3/2} \sqrt{E - E_C} dE \quad (E > E_C) \quad (1.4)$$

ve valans bandındaki durum yoğunluğu,

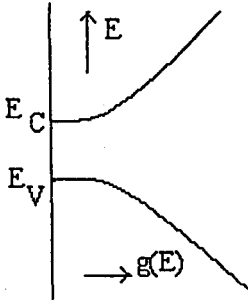
$$g_v(E)dE = \frac{8\sqrt{2\pi}}{h^3} (m_p^*)^{3/2} \sqrt{E_V - E} dE \quad (E < E_V) \quad (1.5)$$

ile verilir.

Burada  $m_n^*$ , iletim bandındaki elektronlar için etkin kütle

$m_p^*$ , valans bandındaki hole için etkin kütle belirtir.

Saf yarıiletken için durum yoğunluğunun enerjiye göre değişim eğrisinin grafiği Şekil 1.3'de gösterilmiştir.



Şekil 1.3. Saf bir yarıiletken için durum yoğunluğu fonksiyonu [8]

$E_V < E < E_C$  aralığında yasak bölgedeki durum yoğunluğu sıfırdır. Yasak enerji aralığındaki Fermi enerjisi iletim bandının kenarından birkaç  $kT$  kadar uzakta ise, (yani  $E_C - E_F \gg kT$ ) iletim bandına ait olan tüm enerjiler için Fermi dağılım fonksiyonunda baskın olan eksponansiyel faktör birden çok büyük olacaktır.

İletim bandındaki Fermi dağılım fonksiyonu, Maxwellian formulu dağılım fonksiyonu,

$$f_0(E) \cong e^{-(E-E_F)/kT} \quad (1.6)$$

ile verilir. Denklem (1.2) ve (1.6) yaklaşımı kullanılarak iletim bandındaki elektronların yoğunluğu,

$$n_o = U_c e^{-\frac{E_c-E_F}{kT}} \quad (1.7)$$

bulunur. Burada,

$$U_c = 2 \left( 2\pi m_n^* kT / h^2 \right)^{3/2} \quad (1.8)$$

ile ifade edilir [8].

Burada  $U_c$ , iletim bandındaki etkin durum yoğunluğu fonksiyonudur.

Yarıiletkenin valans bandındaki birim hacimdeki  $p_o$  hole yoğunluğu benzer bir yolla bulunabilir. Holler için olasılık faktörü  $1 - f_0(E)$ ,

$$1 - f_0(E) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E_F - E}{kT}\right)} \quad (1.9)$$

ile verilir [2]. Fermi enerjisi valans bandı kıyısından birkaç birim yukarıda ise ( $E_F - E_v \gg kT$ ), Eş.(1.9)'daki eksponansiyel faktör valans bandında,  $E$ 'nin tüm değerleri için 1 den daha büyük olacaktır. Bu durumda,

$$1 - f_0(E) \cong e^{-(E_F - E)/kT} \quad (1.10)$$

elde edilir. Bu valans bandındaki holler için Boltzmann yaklaşımıdır.

Denklem (1.10) ve denklem (1.5) yüzey durum fonksiyonu denklem (1.3)'de yerine konularak

$$p_o = U_v e^{-(E_F - E_v)/kT} \quad (1.11)$$

hole yoğunluğu elde edilir. Burada  $U_v$ ,

$$U_v = 2 \left( 2\pi m_p^* kT / h^2 \right)^{3/2} \quad (1.12)$$

ile verilir.  $n_o p_o$  çarpımının, enerji aralığı  $E_g$ 'nin, etkin kütlelerin ve sıcaklığın fonksiyonu olduğu, Fermi seviyesi ve safsızlıktan bağımsız olduğu kolayca görülebilir. Böylece denklem (1.7) ve (1.11) çarpılırsa,

$$n_o p_o = U_c U_v e^{-(E_c - E_v)/kT} = U_c U_v e^{-E_g/kT} \quad (1.13)$$



elde edilir. Denklem (1.8) ve (1.12) kullanılarak denklem (1.13),

$$n_o p_o = 4 \left( \frac{2\pi (m_p^* m_n^*)^{1/2} kT}{h^2} \right)^3 e^{-E_g/kT} \quad (1.14)$$

formunda yazılabilir.

Ele alınan yarıiletken madde için, etkin kütleler ve enerji aralığı  $E_g$  sabittir. Bundan dolayı verilen materyaldeki  $n_o p_o$  çarpımı, yalnızca sıcaklığın bir fonksiyonu olmalıdır. Saf veya katkısız yarıiletkenlerde elektron veya hole konsantrasyonu bulmak için denklem (1.1), denklem (1.14)'de yerine konulursa,

$$n_i(T) = 2 \left( \frac{2\pi (m_p^* m_n^*)^{1/2} kT}{h^2} \right)^{3/2} e^{-E_g/2kT} \quad (1.15)$$

denklemini elde edilir. Bu sonuçlara göre, saf bir yarıiletkendeki taşıyıcı konsantrasyonu, sıcaklık arttıkça hızlı bir şekilde artmakta, dolayısıyla sıcaklığa kuvvetli bağlılık göstermektedir.

Enerji aralığı  $E_g$  arttıkça hızlı bir biçimde taşıyıcı konsantrasyonu azaldığı için konsantrasyon, enerji aralığına da kuvvetli bir bağlılık göstermektedir.

Saf bir numunede, elektron ve hole konsantrasyonu eşit olduğundan, denklem (1.7) ve (1.11) birbirine eşitlenerek her iki tarafın logaritması alınırsa Fermi enerjisi,

$$E_{Fi} = \frac{1}{2}(E_V + E_C) + kT \ln(m_p^*/m_n^*)^{3/4} \quad (1.16)$$

elde edilir.

Burada  $E_{Fi}$ , saf bir yarıiletkenin Fermi enerjisini göstermektedir [8].

Fermi enerji seviyesi, 0 K sıcaklığında elektronların bulunabileceği maksimum enerji seviyesi olarak tanımlanmaktadır. Bu seviye dolmuş yörüngeleri dolmamış yörüngelerden ayırır [9]. Saf bir yarıiletkende Fermi seviyesi, denklem (1.16)'da ki 2.terimde verildiği gibi yalnızca enerjideki çok küçük bir artışla bile enerji aralığının orta noktasından uzaklaşır.  $m_p^* = m_n^*$  durumunda, Fermi enerjisi yasak enerji aralığının ortasında bulunur.  $m_p^* \neq m_n^*$  durumunda ise, popülasyon

integrallerini eşitlemek için Fermi enerjisi, enerji aralığının merkezinden uzakta, aşağıda veya yukarıda bulunabilir [8].

### 1.3. Katkılı Yarıiletkenlerin Yük Taşıyıcı Yoğunluğu

Termal olarak oluşturulmuş saf taşıyıcılara ek olarak, kristal içinde safsızlıkların oluşumuyla yarıiletkende taşıyıcıların meydana gelmesi mümkündür [7]. Yarıiletkenlerin yasak enerji aralığının yanı sıra bir diğer belki de en önemli özelliği içerisine katkılanan uygun katkı atomları ile elektriksel özelliklerinin büyük ölçüde değişim göstermesidir. İstenilen özellikleri elde etmek amacıyla, kristali oluşturan atomların yerine farklı atomlar katkılanır. Yarıiletken kristal katkılanan elementler ya elektron verici (donör) yada elektron kabul edici (akseptör) olarak görev yaparlar.

Katkılanma sonucunda n-tipi ve p-tipi olmak üzere iki tip yarıiletken ortaya çıkar. Bazı katkı maddeleri ve örgü bozuklukları bir yarıiletkenin elektriksel özelliklerini etkiler. Periyodik tablonun IV.gurup elementlerinden olan Si veya Ge kristaline V. gruptan As, Sb, P,...elementlerinden herhangi birinin katkılanmasıyla n-tipi yarıiletken elde edilir. As atomu Si kristali içerisinde dört elektronu ile bağ yapar, beşinci elektron bağ yapmadan çok zayıf bir kuvvetle As atomuna bağlıdır. Dolayısıyla çok küçük enerjilerle donör iyonlaşabildiğinden, iyonlaşma sonucunda kristal bir elektron kazandığından bu tür yarıiletkenlere n-tipi yarıiletken denir.

Kristale katkılanan elementlere elektron verici anlamında donör, katkılanan atomların buldukları enerji seviyelerine de donör enerji seviyesi adı verilir. Donör seviyesi yasak enerji aralığı içerisinde iletim bandının alt sınırına yakın olarak yer alır. Fermi enerji düzeyi de yasak enerji aralığının orta kısmından ayrılarak iletim bandına doğru katkı yoğunluğuna bağlı olarak bir kayma yapar. Donör elektronları çok küçük bir enerjiyle iletim bandına çıkarlar [9].

n-tipi katkılı bir yarıiletkende serbest elektronlar hollerden daha fazladır. Böyle bir iletkendeki iletim olayında, negatif yüklü hareketli yükler etkilidir [13]. Si ve Ge da beş valanslı bir katkı maddesine nasıl bir elektron bağlı oluyorsa, üç valanslı bir katkı maddesine de bir boşluk bağlı olabilir. B, Al, Ga ve In gibi üç valanslı katkı atomları, komşu atomlarla kovalent bağı tamamlayabilmek için valans bandından elektron alıp geride bir boşluk bıraktıkları için akseptör (alıcı)

olarak adlandırılırlar [5]. Bu tip katkıları baskın olarak içeren kristallerde, termal uyarılmayla meydana gelen bir kaç elektron olmasına rağmen, hole sayısı elektron sayısından daha fazladır. Kristallerin bu tipi *p*-tipi yarıiletken olarak bilinir, çünkü yük taşıyıcıların büyük bir kısmı pozitifdir [8].

III. grup atomlar (B, Al, Ga ve In) valans bandı yakınında Si veya Ge da safsızlık seviyesi oluşturur. Bu seviyelerde 0 K de elektron yoktur. Düşük sıcaklıklarda valans bandından elektronları safsızlık seviyesine uyararak için yeterli termal enerji mevcuttur ve valans bandından uyarılan elektronlar geride bir hole bırakırlar. Safsızlık seviyesinin bu tipi valans bandından elektron aldığı için akseptör (alıcı) seviyesi olarak bilinir [7]. Yarıiletken bir kristalde herhangi bir tür katkı mevcut olduğunda, katkı atomları tarafından dış elektron katkısından dolayı genelde katkı yoğunluğu çok fazla, iletim çok büyük olacağından, katkı yarıiletkenlerin iletkenliği saf yarıiletkenlerinkinden çok büyük olacaktır.

*n*-tipi ve *p*-tipi yarıiletkenlerin istatistik görünümü, katkısız veya saf yarıiletkenle ilişkili olan konumun, Fermi seviyesinin aşağısında (*p*-tipi için) veya yukarısında (*n*-tipi için) olmasıyla karakterize edilmiştir. Örneğin *n*-tipi bir kristalde Fermi seviyesi, kristalin saf olduğundaki Fermi seviyesinden daha büyük olmadıkça elektronlar hollerden daha fazla olamaz ve *p*-tipi yarıiletken içinde tam tersi doğrudur [8].

Katkılı bir yarıiletkende iletim bandındaki bir elektron, valans bandından ve ya iyonize olmuş donör' den meydana gelmiş olabilir. Benzer olarak valans bandındaki bir holden de iletim bandındaki bir elektron ya da negatif yüklenmiş akseptör sorumlu olabilir [14]. Fermi-Dirac dağılım fonksiyonu belirli bir enerji durumunun bir elektron tarafından işgal edilme olasılığını verir. Fermi-Dirac fonksiyonun elde edilmesinde kullanılan ilk yaklaşım Pauli dışarlama prensibidir. Bu prensip donör ve akseptör durumlarına da uygulanabilir.

Donör enerji durumlarındaki donör elektronlarının dağılım fonksiyonu, Fermi-Dirac dağılım fonksiyonundan biraz farklıdır. Elektronların donör durumlarını işgal etme olasılık fonksiyonu,

$$n_d = \frac{N_d}{1 + \frac{1}{2} \exp\left(\frac{E_d - E_f}{kT}\right)} \quad (1.17)$$

ile verilir.

Burada  $n_d$ , donör seviyesini işgal eden elektronların yoğunluğu

$E_d$ , donör enerji seviyesi;

$N_d$ , katkı atomlarının donör konsantrasyonunu belirtir.

Bu denklemdeki  $\frac{1}{2}$  faktörü spin faktörünün direkt bir sonucudur.  $\frac{1}{2}$

faktörü bazen  $1/g$  olarak da yazılır. Buradaki  $g$  dejenere faktörü olarak bilinir.

Denklem (1.17)

$$n_d = N_d - N_d^+ \quad (1.18)$$

formunda da yazılabilir.

Burada  $N_d^+$ , iyonize olmuş donörlerin konsantrasyonudur.

Akseptör atomları için benzer bir analiz yapılırsa,

$$p_a = \frac{N_a}{1 + \frac{1}{g} \exp\left(\frac{E_F - E_a}{kT}\right)} = N_a - N_a^- \quad (1.19)$$

ifadesi elde edilir.

Buradaki  $N_a$ , akseptör atomlarının konsantrasyonu

$E_a$ , akseptör enerji seviyesi;

$p_a$ , akseptör durumlarındaki hole konsantrasyonu;

$N_a^-$ , iyonize olmuş akseptör konsantrasyonudur.

Donör enerji seviyesindeki elektronlar için olasılık fonksiyonu denklem (1.17) ile verilmişti.  $(E_d - E_F) \gg kT$  ise,

$$n_d \approx \frac{N_d}{\frac{1}{2} \exp\left(\frac{E_d - E_F}{kT}\right)} = 2N_d \exp\left(\frac{-(E_d - E_F)}{kT}\right) \quad (1.20)$$

ifadesi elde edilir.  $(E_d - E_F) \gg kT$  ise Boltzmann yaklaşımı denklem (1.7)'den dolayı iletim bandındaki elektronlar içinde geçerli olur. Toplam elektron sayısı ile karşılaştırılarak, donör durumundaki elektronların bağıl sayısı belirlenebilir. Böylece donör durumundaki ve iletim bandındaki toplam elektronların sayısına,

donör durumundaki elektronların sayısının oranı olarak düşünülebilir. Denklem (1.20) ve (1.7) kullanılarak

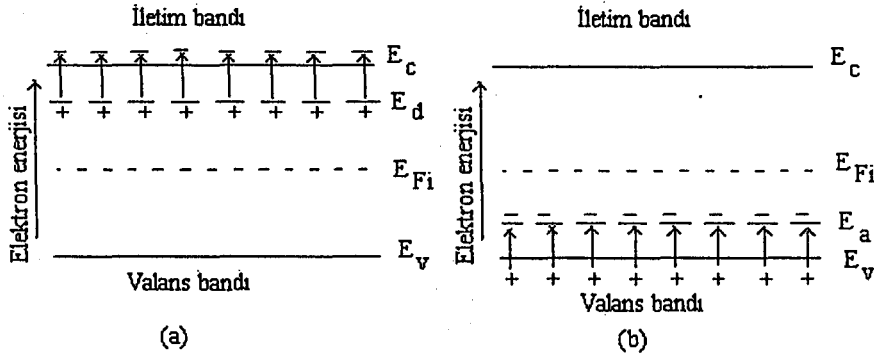
$$\frac{n_d}{n_d + n_o} = \frac{1}{1 + \frac{U_c}{2N_d} \exp\left[\frac{-(E_c - E_d)}{kT}\right]} \quad (1.21)$$

denklemini elde edilir.

Burada  $(E_c - E_d)$ , donör elektronlarının iyonizasyon enerjisidir [2].

İyonizasyon enerjisi genellikle  $kT$  mertebesinde veya daha küçüktür [8].

İletim bandında ve valans bandında iyonizasyon etkisi ve elektronların oluşması Şekil 1.4'de gösterilmiştir.



Şekil 1.4. a) n-tipi donör b) p-tipi akseptör seviyelerinin enerji bant diyagramı [2]

Oda sıcaklığında donör durumları tamamen iyonizedir. Oda sıcaklığında akseptör atomlarının tamamı iyonize olur.  $p_a$  sıfır olduğu için her bir akseptör atomu valans bandından bir elektron kabul etmesi anlamına gelir. Tipik akseptör katkı konsantrasyonlarında valans bandında her bir akseptör atomu için bir hole meydana gelir.

Mutlak sıfır sıcaklıkta, tüm elektronlar mümkün olan düşük enerji seviyelerindedirler; yani n-tipi yarıiletken için her bir donör durumu bir elektron içermek zorundadır. Bu nedenle  $n_d = N_d$  ve  $N_d^+ = 0$  dır. Denklem (1.17)'de  $\exp\left[\frac{(E_D - E_F)}{kT}\right] = 0$  olur.  $T = 0K$  için,  $E_F > E_D$  olduğunda  $\exp(-\infty) = 0$  olacaktır. Fermi seviyesi mutlak sıfırda donör enerji seviyesinin yukarısında olmak zorundadır. Mutlak sıfır sıcaklıkta p-tipi yarıiletken durumunda, katkı

atomları hiç elektron içermeyecektir. Çünkü Fermi enerji seviyesi akseptör enerji durumunun aşağısında olmak zorundadır.

Termal dengede yarıiletken kristaller elektriksel olarak nötrdür. Elektronlar negatif ve pozitif yüklerden oluşan çeşitli enerji durumlarına dağıtılır, fakat net yük yoğunluğu sıfırdır. Yük nötrlüğü koşulu, safsızlık katkı konsantrasyonunun bir fonksiyonu olarak termal dengede elektron ve hole konsantrasyonunun hesaplanmasında kullanılır.

Yük nötrlüğü koşulu, negatif yük yoğunluğunun pozitif yük yoğunluğuna eşitlenmesiyle tanımlanır [2].

$$n_o + N_a^- = p_o + N_d^+ \quad (1.22)$$

veya

$$n_o + (N_a - p_a) = p_o + (N_d - n_d) \quad (1.23)$$

dır [15]. Düşük sıcaklık ve katkı konsantrasyonunun en yüksek olduğu durumlarda Boltzmann yaklaşımı iletim bandı, valans bandı, donör ve akseptör seviyeleri için geçerli olacaktır. Bu nedenle iyonize olmamış donör ve akseptör seviyeleri  $p_a$  ve  $n_d$  denklem (1.23)'de ihmal edilerek,

$$p_o - n_o + N_d - N_a = 0 \quad (1.24)$$

denklemini elde edilir.

Denklem (1.7) ve (1.11) kullanılarak,

$$U_v e^{-(E_F - E_v)/kT} - U_c e^{-(E_c - E_F)/kT} + (N_d - N_a) = 0 \quad (1.25)$$

ifadesi elde edilir. Bu denklem kullanılarak Fermi enerji seviyesi,

$$E_F = \frac{1}{2}(E_v + E_c) + kT \ln \left( \frac{m_p^*}{m_n^*} \right)^{3/4} + kT \sinh^{-1} \left( \frac{N_d - N_a}{2\sqrt{U_c U_v} e^{-E_g/2kT}} \right) \quad (1.26)$$

elde edilir. Bu denklemin sağ tarafındaki ilk iki terim saf yarıiletken için Fermi seviyesi  $E_{Fi}$ 'yi gösteren denklem (1.16) dan görülmektedir. Denklem (1.7), (1.11) ve (1.13) den  $n_i = \sqrt{U_c U_v} e^{-E_g/2kT}$  bulunur. Denklem (1.26),

$$E_F = E_{Fi} + kT \sinh^{-1} \left( \frac{N_d - N_a}{2n_i} \right) \quad (1.27)$$

formunda yazılabilir. Bu ifade Boltzmann yaklaşımına uyan bölgede bir katkılı yarıiletken için Fermi seviyesini verir. Donörler ve akseptörler ele alındığında

tamamen iyonize olmuşlardır.  $x > 0$  için  $\sinh^{-1} x$  pozitif ve  $x < 0$  için negatif olduğu için n-tipi yarıiletkenler için ( $N_d - N_a > 0$ )  $E_F > E_{Fi}$  olduğu ve p-tipi yarıiletkenler için ( $N_d - N_a < 0$ )  $E_F < E_{Fi}$  olduğu kolayca görülmektedir. Donör ve akseptör sayıları eşitse, hiperbolik sinüs fonksiyonun tersi yok olur. Elektron ve hole konsantrasyonları cinsinden düşünüldüğünde, materyal tam olarak saf yarıiletken gibi davranır. Bu koşullar altında n-tipi ve p-tipi katkıların tamamen birbirini karşıladığı söylenir. Net katkı yoğunluğu  $|N_d - N_a|$ ,  $n_i$  den daha büyük ise, termal olarak uyarılmış taşıyıcıların sayısı toplam sayı ile karşılaştırıldığında küçük olacaktır; bu durumda denklem (1.27) deki  $\sinh^{-1} x$  fonksiyonun içindeki  $x$  değeri oldukça büyük olur.  $x$  in büyük değerleri için  $\sinh^{-1} x \cong \pm \ln|2x|$  olacaktır. Bu varsayım altında denklem (1.27),

$$E_F = E_{Fi} \pm kT \ln \frac{|N_d - N_a|}{n_i} \quad (1.28)$$

olur. Artı işaret n-tipi materyaller için ( $N_d > N_a$ ) için kullanırken, eksi işaret p-tipi materyaller için ( $N_d < N_a$ ) kullanılır. Bu tip yarıiletken materyallerin çok katkılı yarıiletken olduğu söylenir ve denklem (1.28)'in uygulanabilirlik bölgesi sık sık katkı bölgesi olarak belirtilir [8].

Denklem (1.24)'de  $p_o$  yerine  $n_i^2/n_o$  yazılırsa, termal dengedeki elektron konsantrasyonu,

$$n_o = \frac{(N_d - N_a)}{2} + \sqrt{\left(\frac{N_d - N_a}{2}\right)^2 + n_i^2} \quad (1.29)$$

elde edilir.

Bu quadratik denklemin çözümünde pozitif işaret kullanılmalıdır.  $N_d = N_a = 0$  olduğunda, saf yarıiletken limitinde elektron konsantrasyonu pozitif nicelik ya da  $n_o = n_i$  olmalıdır. Denklem (1.29) n-tipi yarıiletkende veya  $N_d > N_a$  olduğunda elektron konsantrasyonunu hesaplamakta kullanılır. Denklem (1.29) compensated yarıiletkenler için elde edilmiş olmasına rağmen bu denklem  $N_a = 0$  içinde geçerlidir. Saf taşıyıcı konsantrasyonu  $n_i$ , sıcaklığın bir fonksiyonudur. Sıcaklık artarken denklem (1.29) da ki  $n_i^2$  terimi baskın olmaya

başlayacağı için termal olarak ekstra elektron-hole çiftleri oluşturulur. Yarıiletken hemen hemen katkılı karakteristiğini kaybedecektir. Denklem (1.24)'de  $n_0$  yerine  $n_i^2/p_0$  yazılırsa hole konsantrasyonu,

$$p_0 = \frac{(N_a - N_d)}{2} + \sqrt{\left(\frac{N_a - N_d}{2}\right)^2 + n_i^2} \quad (1.30)$$

elde edilir. Burada da yine pozitif işaret kullanılmalıdır. Denklem (1.30)  $p$ -tipi yarıiletken veya  $N_a > N_d$  olduğunda termal dengedeki çoğunluk taşıyıcı hole konsantrasyonunu hesaplamakta kullanılır [2].



## 2. METAL-YARIİLETKEN KONTAKLAR

### 2.1. Giriş

Metal-yarıiletken doğrultucuları üzerine ilk sistematik çalışmalar, toplam direncin uygulanan voltajın polaritesine ve yüzey koşullarının detaylarına bağlı olduğuna dikkat eden 1874 de Braun'un çalışmalarına dayanır [16]. Metal-yarıiletken doğrultucu eklemleri Schottky engel diyodu olarak adlandırılır. Kısmen az katkılı yarıiletkenle kontak yapan bir metal, doğrultucu kontak oluşturabilir. Bir  $p^+n$  ekleminde metal  $p^+$  bölgesinin yerini alır. Buna rağmen Schottky engel diyodundaki akım mekanizması pn eklem diyodundakinden farklıdır. 1900 yılların başlarında kullanılan ilk pratik yarıiletken aletlerden biri metal-yarıiletken diyoduydu. Nokta kontak diyodu olarak da bilinen bu diyot, yarıiletken yüzeyine bir metalik kontak teli ile dokunmak suretiyle yapılır [2].

Diğer bir kontak türü olan elektriksel kontaklar genel olarak yalıtkan veya yarıiletken materyal ve metal arasındaki kontak olarak tanımlanır. Bunların işlevi yük geçişini ya mümkün kılmaktır yada engellemektir. Elektriksel kontaklara örnek olarak, metal-elektrolit kontak ve elektrolit-yalıtkan veya elektrolit-yarıiletken kontaklar verilebilir. Bu tür kontaklar yaygın olarak kullanılan elektriksel kontaklardır. Elektriksel kontaklar hetero eklemlerdir. Fakat normal olarak iki farklı yarıiletkenin, iki farklı metalin ve yarıiletken-yalıtkanın oluşturduğu kontakları içermez. Elektrolit ve elektrolit olmayan katılar arasındaki kontakın elektriksel performansı temel olarak elektrolitteki iyonlar ve katıdaki enerji seviyeleriyle ilişkili enerji seviyeleri arasındaki elektron değiş-tokuş reaksiyonuna dayanır. Elektrolitlerin iyonları ve katıların yüzeyleri arasındaki taşıyıcıların böyle sürekli bir değiş-tokuşu için denge dinamiktir. Dinamik dengedeki ileri ve ters reaksiyonların oranı eşittir. Elektrolit kontakların bu tipi, belirli bir katı için uygun bir elektrolit seçmek süratiyle yük geçişine izin verir veya engeller [17].

1931 yılında Wilson katıların bant teorisine dayanan yarıiletkenlerin iletim teorisini formüle etti. Bu teori daha sonra metal-yarıiletken kontaklara uygulandı. 1938 yılında Schottky kimyasal tabakanın bulunmadığı metal-yarıiletken yapılarında yarıiletkendeki kararlı uzay yükünden dolayı bir potansiyel engelinin meydana gelebileceğini ileri sürmüştür. Bu düşünceden ortaya çıkan model

Schottky engeli olarak bilinir. Mikrodalga uygulamalarında, doğru akımda ve diğer temel fiziksel parametrelerin analizinde önemli olmalarından dolayı metal-yarıiletken kontaklar geniş ölçüde çalışıldı [16]. Bu bölümde metal-yarıiletken kontaklardan meydana gelen elektriksel kontaklar incelenilecektir.

## 2.2. Elektriksel Kontaklar, İş Fonksiyonları ve Kontak Potansiyelleri

Fermi seviyeleri farklı iki materyalle kontak yapıldığında, serbest taşıyıcılar bir denge koşulu kuruluna kadar bir materyalden diğerine geçerler. Her iki materyalin Fermi seviyeleri eşit oluncaya kadar yük iletimi devam eder. Böyle bir net yük akışı ara yüzeyin bir kısmı üzerinde pozitif uzay yükleri ve diğer kısmı üzerinde negatif uzay yüklerinin birikmesini sağlar. Böylece bir elektriksel çift tabaka oluşmasına neden olur.

Bu çift tabaka genel olarak potansiyel engeli olarak belirtilir. Bu potansiyel engeli, kontak potansiyeli olarak da adlandırılır. Bu çift tabakanın işlevi, bir materyalden diğerine serbest taşıyıcıların herhangi fazla net akışını durduran bir elektrik alan meydana getirmesidir. Her iki doğrultuda serbest taşıyıcıların akışı her zaman termodinamiksel olarak mümkündür. Ancak, bu akış oldukça küçüktür. Termal denge şartı altında, her iki doğrultuda eşit miktarda iletim olacağından, istatistiksel olarak net akış sıfır olmaktadır.

Metal ve metalik olmayan materyal arasındaki basit kontak metal ve vakum arasındaki kontakdır. İki metalik plaka paralel olarak bir vakumda aralarında az bir uzaklık bulunmak şartıyla yerleştirildiğinde, iki plaka arasındaki gerilim küçük ise akım akışı ihmal edilebilecek kadar küçüktür. Akım akışının çok küçük olmasına neden olan metaldeki elektronlar değil vakumda hareket etmeyen fakat vakumda mevcut olan elektronlardır. Metaldeki elektronlar metalden ayrılmadan ve vakuma giriş yapmadan önce potansiyel engelini aşmak zorundadırlar [17].

İş fonksiyonu, vakum seviyesi ile Fermi seviyesi arasındaki enerji farkıdır. Bu nicelik metal için  $q\phi_m$  ( $\phi_m$  volt cinsinden) ile gösterilir ve yarıiletkende  $q(\chi + V_n)$  eşittir. Burada  $q\chi$ , iletim bandının alt kenarı  $E_C$ 'den vakum seviyesine kadar ölçülmüş elektron affinity ve  $qV_n$  ise  $E_C$  ve Fermi seviyesi arasındaki enerji farkıdır [16].

En yüksek kohezyon enerjisine sahip olan metalin iş fonksiyonu en yüksektir. Fakat diğer yandan iş fonksiyonu, yüzey üzerindeki yabancı atomların veya moleküllerin absorblanmış (veya absorblanmamış) olmasıyla değiştirilebilir. Böylece iş fonksiyonu iki kısımdan oluşur:

1. Bağlı elektronların enerjisi
2. Yüzeydeki çift elektrostatik tabaka boyunca elektronların hareketini sağlayabilecek enerji

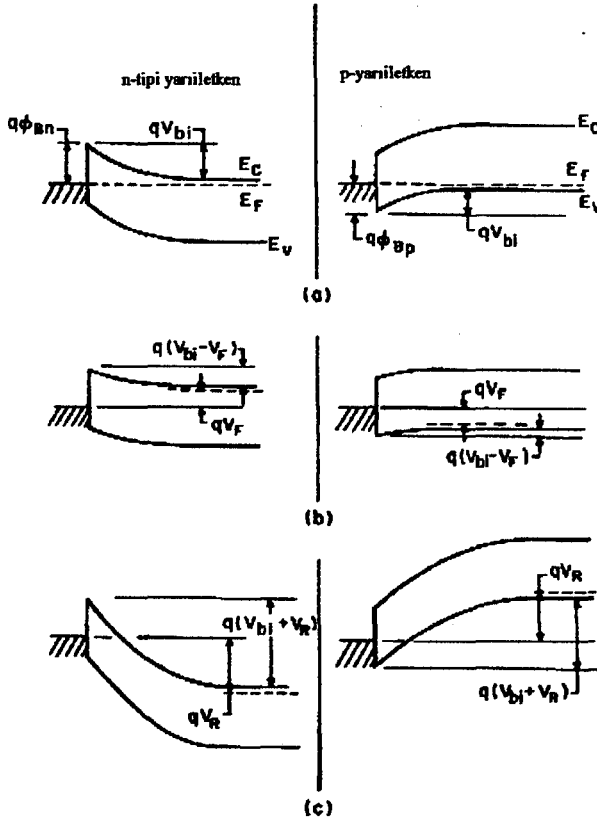
Metal tamamen elektriksel olarak nötrdür. Fakat vakumun karşısındaki yüzeylerde süreksizlik olduğu için elektron dağılımı iyon merkezlerine göre simetrik olmayabilir. Net yük yakışından dolayı bir çift tabaka oluşur. Eğer  $\sigma_s$  birim alandaki yük,  $\epsilon_0$  permitivite ve  $t$ 'de tabakanın kalınlığı ise, birim alandaki dipol momentini  $\sigma_s t$  ve potansiyel  $\sigma_s t / \epsilon_0$  ifadeleriyle verilir. Bu potansiyel, dış tarafı negatif veya pozitif yüklü olan çift tabakaya bağlı olarak pozitif veya negatif görünüşte olabilir. Temiz metal yüzeyler için böyle bir saf çift tabakanın dipol momentinin büyüklüğü, kristal düzleminin farklı yönelmeleri için farklıdır. Potansiyel yaklaşık olarak 0.5-1 V arasındadır. Alkali metaller için potansiyel 0.5 V'dan daha küçüktür. Ancak safsızlaştırılmış metal yüzeyler için yabancı atomların adsorplandığı ya nötr yada iyonlaştırılmış tabaka, yüzey potansiyel engelini değiştirebilir. Örneğin yüzeye adsorplanmış oksijen gibi elektronegatif gaz atomları metalden elektronları yakalayacaktır ve negatif iyon tabakası oluşturacaklardır. Bu tabaka metalde pozitif görüntü yüklü tabaka oluşturacaktır. Dışı negatif yük veya negatif potansiyelle oluşturulan bir çift tabaka iş fonksiyonunu arttırma eğilimindedir. Aksine, sezyum, baryum ve toryum atomları, dış pozitif yükler çift tabaka oluşturmak için metal yüzeye adsorplanmadan önce dış yörüngelerindeki elektronları metale verirler. Böyle bir çift tabaka daima iş fonksiyonunu azaltma eğilimindedir. Adsorplanmış tabaka elektriksel olarak nötr olabilir ancak bir çift tabaka oluşturmak için metal yüzeyindeki alandan dolayı polarize olabilir. Kalıcı dipol momente sahip veya sahip olmayan nötr atomların oluşturduğu tabakanın etkisi, iyonlaştırılmış atomların oluşturduğu tabakanın etkisinden daha küçüktür.

Metal yüzeyinin iş fonksiyonu, bu yüzden çoğunlukla metalin tümüyle değil birkaç üst atom tabakalarıyla belirlenir. Çift tabakanın özellikleri sıcaklığa bağlı olduğu için iş fonksiyonunda sıcaklığa bağlı olması beklenir[17].

### 2.3. Kıtık Tabakası

Bir yarıiletkenle metal temas ettirilerek kontak yapıldığında, yarıiletkenin iletim ve valans bantları metaldeki Fermi seviyesine bağlı olarak belirli bir enerjiye sahip olacaklardır.

Bu bağlılık bilindiği zaman,  $p-n$  ekleminde olduğu gibi benzer bir yolla yarıiletkenle Poisson denkleminin çözümünde bağlılık sınır şartları olarak ele alınır.  $n$ -tipi ve  $p$ -tipi materyallerle metallerin yapmış olduğu kontaklar için enerji bant diyagramları farklı besleme koşulları altında Şekil (2.1)'de gösterilmiştir [16].



Şekil 2.1. Farklı besleme koşulları altında n-tipi yarıiletken metal ve p-tipi yarıiletken metal kontakların enerji bant diyagramları [16]

Metal-n-tipi yarıiletken kontağı için, yarıiletkenle metal temasinden dolayı elektrik alan değeri artacaktır. Böylece yarıiletkenin iç kısımlarında iletim

bandının alt sınırında durgun olan bir elektronun potansiyel enerjisi yüzeydeki bir elektronun potansiyel enerjisinden farklı olacaktır. Bu nedenle yarıiletken yüzeylerinde iletim ve valans bant sınırları Şekil 2.1a'da ki gibi kavis çizerler. Böylece materyallerin Fermi enerji seviyeleri çakıştığı yarıiletken arayüzeyi yakınında net taşıyıcı yoğunluğu iç kısımlardaki değerine göre azalır ve bölge pozitif yüklenir. Metal arayüzeyi ise negatif yüklenir. Yarıiletken arayüzeyinde donörlerin iyonlaştığı yük bölgesine uzay yük bölgesi denir [18]. Kontakın metal tarafı pozitif olmak üzere, bu durum ileri besleme olarak tanımlanır. Bir V gerilimi uygulandığında kontakın metal tarafındaki engel yüksekliği aynı kalır. Yarıiletken tarafındaki engel azalır. Elektronların metalden yarıiletkene geçmesi kolaylaşır ve kontakta geçen akım uygulanan gerilimle üstel olarak artar (Şekil 2.1b). Kontakın metal tarafı negatif olmak üzere bu durum ters besleme olarak tanımlanır. Bir V gerilimi uygulandığında bu kez engelin yarıiletken tarafındaki kısmı uygulanan gerilim ile yükselir. Elektronların yarıiletkenden metale geçmeleri zorlaşır ve kontakta geçen akım azalır (Şekil 2.1c) [1]. Metal-p-tipi yarıiletken kontak için, Fermi enerjileri eşitlendiğinde iki materyal arasında kontak potansiyel farkı  $qV_{bi}$  büyüklüğündedir. Bu potansiyel fark sonucu oluşan elektrik alan yük geçişine engel olacak büyüklüktedir. Metal-yarıiletken kontakın bu denge hali Şekil 2.1a'da görülmektedir.

Yarıiletken yüzey yakınında taşıyıcı yoğunluğu yarıiletkenin içindeki taşıyıcı yoğunluğundan daha azdır, bu durumda yüzey tabakalarında bir kıtlık bölgesinden söz edilir ve enerji bantları aşağı doğru kıvrılır [9]. Şekil 2.1b'de görüldüğü gibi ileri besleme durumunda uygulanan gerilim engel bölgesinde düşer. Buna göre metale pozitif, yarıiletkene negatif gerilim uygulanırsa yarıiletkendeki elektronlar metale doğru hareket ederek akımı oluştururlar.

Metale negatif gerilim uygulandığında ise yarıiletken tarafındaki bant aşağıya kıvrılır. Uygulanan gerilimin tamamı yarıiletken üzerinde düşer. Bu kez metalden yarıiletkene doğru elektrik alanın etkisinde sürüklenen elektronlar kontakta geçen akımı oluşturur (Şekil 2.1c) [1].

$$x < w \text{ için } \rho \approx qN_d, \quad x > w \text{ için } \rho \approx 0 \text{ ve } dV/dx \approx 0 \text{ dir.}$$

Burada  $w$ ,  $p^+ - n$  ekleminin bir kısmına benzer olan metal-yarıiletken engelinin sonucu olan kıtlık genişliğidir.

$w$  değeri,

$$w(\text{kıtlık genişliği}) = \sqrt{\frac{2\epsilon_s}{qN_d} \left( V_{bi} - V - \frac{kT}{q} \right)} \quad (2.1)$$

ile verilir. Burada,

$$|\epsilon(x)| = \frac{qN_d}{\epsilon_s} (w-x) = \epsilon_m - \frac{qN_d}{\epsilon_s} x \quad (2.2)$$

$$V(x) = \frac{qN_d}{\epsilon_s} \left( wx - \frac{1}{2} x^2 \right) - \phi_{Bn} \quad (2.3)$$

denklemleri ile tanımlanır. Burada  $kT/q$  terimi, çoğunluk taşıyıcı dağılımının son kısmının ( $n$  tarafındaki elektronlar) katkısından meydana gelir.

$\epsilon_m$ ,  $x=0$  da meydana gelen maksimum alan genişliğidir.

Maksimum alan genişliği,

$$\epsilon_m = \epsilon(x=0) = \sqrt{\frac{2qN_d}{\epsilon_s} \left( V_{bi} - V - \frac{kT}{q} \right)} = \frac{2(V_{bi} - V - kT/q)}{w} \quad (2.4)$$

ile verilir. Yarıiletkenin birim alanındaki uzay yükü  $Q_{sc}$  ve birim alanındaki kıtlık tabakası kapasitesi  $C$ ,

$$Q_{sc} = qN_d w = \sqrt{2q\epsilon_s N_d \left( V_{bi} - V - \frac{kT}{q} \right)} \quad (2.5)$$

$$C \equiv \left| \frac{\partial Q_{sc}}{\partial V} \right| = \sqrt{\frac{q\epsilon_s N_d}{2(V_{bi} - V - kT/q)}} = \frac{\epsilon_s}{W} \quad (2.6)$$

denklemleriyle verilir. Denklem (2.6),

$$-\frac{d(1/C^2)}{dV} = \frac{2}{q\epsilon_s N_d} \quad (2.7a)$$

$$N_d = \frac{2}{q\epsilon_s} \left[ \frac{1}{d(1/C^2)/dV} \right] \quad (2.7b)$$

formlarında yazılabilir.  $N_d$  kıtlık bölgesi boyunca sabitse,  $1/C^2$  'nin  $V$  ye göre grafiği çizilirse düzgün bir doğru elde edilir. Eğer  $N_d$  sabit değilse, diferansiyel kapasite metodu denklem (2.7b)'den katkı profilini hesaplamakta kullanılabilir [16].

## 2.4. Elektriksel Kontak Tipleri

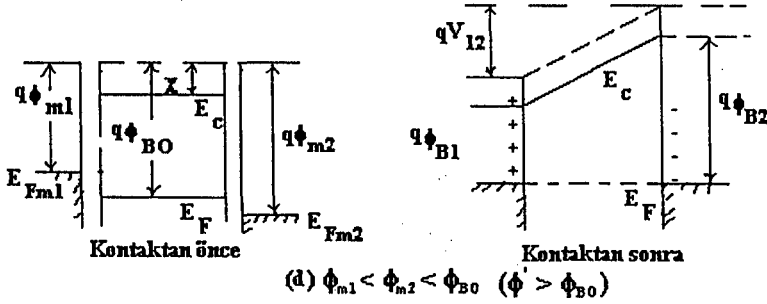
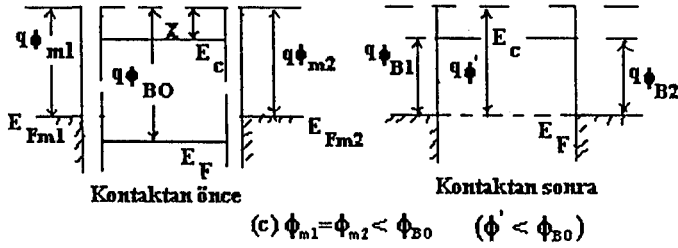
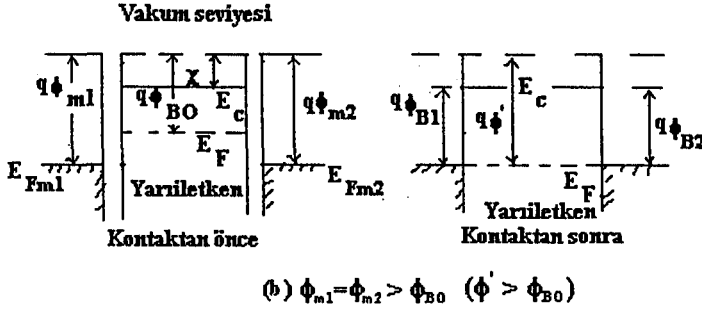
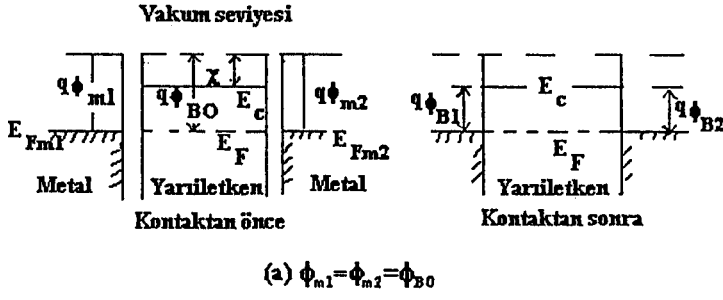
Elektriksel kontakların farklı tiplerini tanımlamak için metal-yarıiletken-metal kontaklarından yararlanır. Bu kontaklarda, yarıiletkenin saf veya az katkılı ve iki metal elektrotun özdeş olduğu varsayılacaktır. Bir kontak yapılmadan önce, metalin iş fonksiyonu  $\phi_m$  ve yarıiletkenin iş fonksiyonu  $\phi_{B0}$  eşit değildir. Kontak yapıldıktan sonra, elektrot ve yarıiletken arasındaki yük transferi, Fermi seviyeleri aynı yüksekliğe gelinceye kadar devam edecektir [17].  $\phi_m$  ve  $\phi_{B0}$  nin ve diğer koşulların nelere bağlı olduğu ve elektriksel kontak tipleri aşağıda ele alınacaktır.

### 2.4.1 Nötr kontaklar

Nötr kelimesi kontağın her iki tarafına yakın komşu bölgelerin elektriksel olarak nötr olduğunu ifade eder. Elektriksel nötrlük koşulunu sağlamak için, uzay yükleri meydana gelmeyecek ve yarıiletken içinde bant eğilmesi olmayacak bu yüzden iletim ve valans bandı kıyıları ara yüzeyde düzgün olacaktır. Bunun gibi bir koşul bazen düz bant koşulu olarak belirtilir. Nötr kontaklar için olasılıklar;

- I.  $\phi_m = \phi_{B0}$  olduğunda Şekil 2.2a'da gösterildiği gibi kontak nötrdür. Çünkü kontak yapıldığında elektronlar için metalden yarıiletkene akış olasılığı elektronların tersi yöndeki akış olasılığına eşittir. Böylece net akış olmaz ve ara yüzey arasında uzay yükleri oluşmaz.
- II. Düşük sıcaklıkta  $\phi_m \neq \phi_{B0}$  veya geniş bant aralıklı yarıiletkenlerde  $E_F$  nin yeteri kadar yukarısındaki mesafede elektron-tuzaklama seviyesi olduğunda kontak nötrdür çünkü tuzaklarda tuzaklanmış uzay yükü Şekil 2.2b ve c'de gösterildiği gibi önemli bant eğilmesine neden olan böyle şartlar altında oldukça küçük olacaktır.

Nötr bir kontak, kontaktaki taşıyıcı konsantrasyonu yarıiletken hacmi içindeki taşıyıcı konsantrasyonuna eşit olan kontak olarak tanımlanır.



Şekil 2.2. Bir saf yarıiletken veya yalıtkan ile bir metal arasındaki nötral kontak için enerji seviye diyagramları (Burada birinci elektrotun engel yüksekliği  $\phi_{B1} = \phi_{m1} - \chi$  dir. İkinci elektrotun engel yüksekliği  $\phi_{B2} = \phi_{m2} - \chi$  dir ) [17]

Farklı metallerin Fermi enerji seviyeleri dolayısıyla elektron sayıları farklıdır. Elektron sayısı fazla olan metalden elektron sayısı az olan metale elektron geçişi olur. Şekil 2.2d' de görüldüğü gibi birinci elektrotun Fermi seviyesi ikinci elektrotun Fermi seviyesinden daha büyüktür. Bu nedenle elektronlar birinci elektrottan ikinci elektrota geçerler. Kontaktan sonra birinci elektrot tarafı pozitif diğer taraf negatiftir. Ayrıca kontaktan önce yarıiletkenin



Fermi seviyesi birinci elektrottan küçüktür. Kontakta sonra yarıiletken elektron kazanacağından Fermi seviyesi yukarı doğru kayar.

İki elektrot arasına bir d.c voltajı uygulanırsa birinci elektrot (katot) yarıiletkendeki akım akışını koruyacak bir termioyonik emisyon işlemi ile  $n_0$  maksimum elektron yoğunluğunu sağlayabilirse, ikinci elektrotta kaydedilen akım

$$J = qn_0\mu\frac{V}{d} = qn_0\mu\varepsilon \quad (2.8)$$

ile verilir. Denklem (2.8) Ohm yasasının bir sonucudur. Aşağıda verilen şartlar sağlanırsa kontak ohmiktir.

- i) Bant eğilmesi yoksa, bu nedenle verilen bir  $V$  için yarıiletken boyunca  $\varepsilon$  sabittir.
- ii)  $\mu$ ,  $\varepsilon$  den bağımsız ise, bu akımın Joule-ısıtma etkisiyle  $\mu$ 'nün  $\varepsilon$  ile değişimine neden olacak kadar büyük olmasını gerektirir.
- iii) Yarıiletken boyunca akım akışı katotta doymuş termioyonik emisyon akımından daha küçüktür.

$J$  doymuş termioyonik emisyon akımına eşit oluncaya kadar  $\varepsilon$  ile orantılıdır. Termioyonik emisyon akımının doygunluğa ulaştığındaki elektrik alan değeri  $\varepsilon_f$  dir. Bu durumda  $\varepsilon = \varepsilon_f$  olur.  $\varepsilon$  değeri  $\varepsilon_f$ 'yi geçecek biçimde arttırılacak olursa termioyonik emisyon akımı anotta uzun süre devam etmeyecektir ve bu koşul altında kontak ohmik olmaktan çıkarak blocking kontak olma eğiliminde olacak ve iletim elektrotla sınırlandırılmış olacaktır.

Birinci elektrotun, ikinci elektrotun ve yarıiletkenin iş fonksiyonları arasında  $\phi_{m1} < \phi_{B0} < \phi_{m2}$  ilişkisi vardır. Bunun yanında, kontaklar düşük sıcaklıkta geniş bant aralıklı yarıiletken durumu için hala nötr olduğu varsayılırsa; yarıiletkenin bir tarafıyla diğer tarafı arasındaki potansiyel fark,

$$\begin{aligned} V_{12} &= \frac{1}{q} [(\phi_{m2} - \chi) - (\phi_{m1} - \chi)] \\ &= \frac{1}{q} (\phi_{m2} - \phi_{m1}) \end{aligned} \quad (2.9)$$

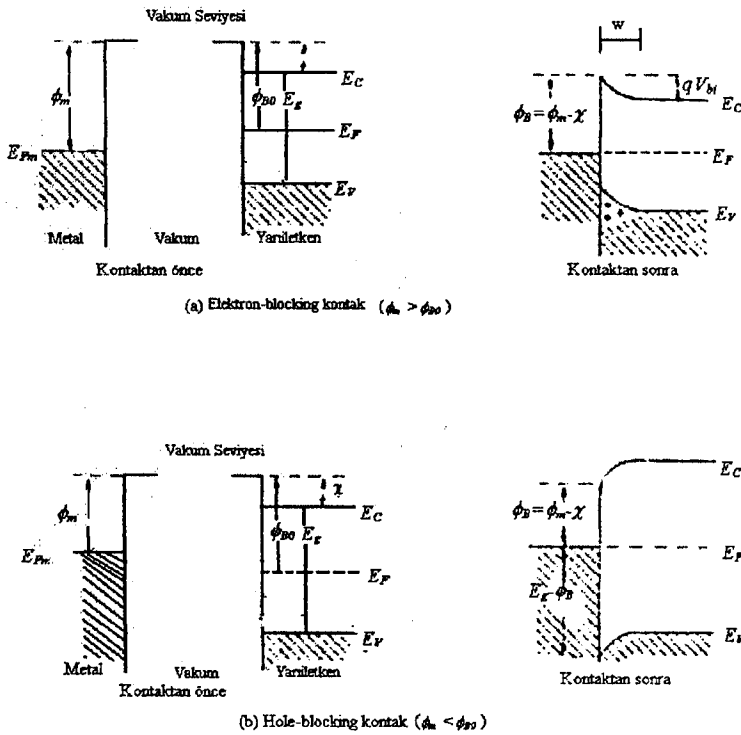
ile verilir. Bu potansiyel fark Şekil 2.2d'de gösterilmiştir. Yarıiletkende meydana gelen alan,

$$\varepsilon_{12} = -\frac{dV_{12}}{dx} \approx -\frac{V_{12}}{d} \quad (2.10)$$

ile ifade edilir. Denklem (2.10) de ki  $d$  niceliği küçük olduğunda, yarıiletken ince filmler için alan büyük olacaktır [17].

#### 2.4.2 Blocking kontaklar

Schottky engeli,  $\phi_m > \phi_s$  için elektron-blocking kontak ile oluşturulur. Kontak için bu koşul bir metal-n-tipi yarıiletken eklemi için  $\phi_m > \phi_{Bn}$  veya metal saf yarıiletken eklemi için  $\phi_m > \phi_{Bp}$  olduğunda, metalden gelen elektronların bir engelle karşılaşmasıdır. Böyle bir şart altında elektronlar yarıiletkenden metale akacaklar. Şekil 2.3'de gösterildiği gibi yarıiletkendeki pozitif uzay yük bölgesi (  $w$  genişliğinde kılık bölgesi ) oluşturacaklardır.



Şekil 2.3. Saf yarıiletken ve bir metal arasındaki bir blocking kontak için enerji seviyeleri diyagramı [17]

Şekil 2.3'de  $w$ , kılık bölgesi genişliği ve  $\phi_B$ , yarıiletken içine geçmek için metaldeki elektronların aşması gerekli potansiyel engelini yüksekliğidir [17].

Şekil 2.3a'da görüldüğü gibi kontakta önce elektron geçişi olmayacaktır. Çünkü iki materyal arasındaki uzaklık yarıiletken metale elektron geçişine izin vermeyecek kadar büyüktür. Kontakta sonra, yarıiletken kontak potansiyelinden dolayı elektrik alan artacaktır. Böylece yarıiletkenin iç kısımlarında iletim bandının alt sınırında duran bir elektronun potansiyel enerjisi yüzeydeki bir elektronun potansiyel enerjisinden  $qV_{bi}$  kadar farklı olacaktır. Bu nedenle yarıiletkenin yüzeyinde iletim ve valans bant sınırları şekildedeki gibi Fermi enerji seviyesine göre kavis çizecektir. Böylece materyallerin Fermi enerji seviyeleri çakıştığında yarıiletkenin ara yüzeyi yakınında net taşıyıcı yoğunluğu iç kısımlardaki değerine göre azalır ve bölge pozitif yüklenir [19].  $\phi_m < \phi_{BO}$  durumunda metalle yarıiletken temas ettirildiğinde elektronlar metalden yarıiletkene doğru geçer bu geçiş Fermi seviyeleri eşit oluncaya kadar devam eder. Yarıiletken elektron kazandığından dolayı Fermi seviyesi Şekil 2.3b'de görüldüğü gibi yukarı kayar [1].

$\phi_m > \phi_{BO}$  olduğunda kontak bazen doğrultucu kontak olarak da belirtilir. Çünkü; ileri besleme altında elektronlar yarıiletken metale kolayca geçerken, ters besleme altında metalden elektron akışı Schottky engelini geçebilen elektronlarla sınırlandırılmıştır. Geçen elektronların yoğunluğu yarıiletkenin hacmi içindekinden oldukça küçüktür. Bu yüzden blocking kontak, yarıiletkenin içinde bir kıtlık bölgesi oluşturan kontak olarak da tanımlanabilir. Bir metalden Blocking kontakta elektron emisyonu, ya termoionik olayla ya da yüksek alanlı tünelleme işlemiyle olur. Metal tarafındaki hollerin ve karşı taraftaki elektronların bir kontakta blocking kontak olarak görmesi, metal-p tipi eklem için  $\phi_m < \phi_{Bp}$  koşulu veya metal-yarıiletken için  $\phi_m < \phi_{BO}$  koşulu sağlandığında mümkün olmaktadır [17].

### 2.4.3 Ohmik kontaklar

Ohmik kontak, metal ve yarıiletken arasında ihmal edilebilir düzeyde empedansa sahip kontak olarak tanımlanır [9]. Metal ve yarıiletken arasındaki kontak tipik olarak Schottky engel kontakıdır. Buna rağmen yarıiletken oldukça fazla katkılandırılırsa, Schottky engelinin kıtlık bölgesi oldukça ince olur. Oldukça yüksek katkı seviyelerde, ince kıtlık tabakası elektron tünellemesi için

oldukça saydam olur. İyi bir ohmik kontak yapmanın pratik yolu metal ve yarıiletken arasındaki oldukça fazla katkılandırılmış yarıiletken bölgesi oluşturmaktır [20].

Kontağın yakınında ve kontakta serbest taşıyıcı yoğunluğu, yarıiletkenin hacmindekinden çok büyüktür. Bu nedenle kontak, taşıyıcıların deposu olarak davranabilir. Bu yüzden, bir ohmik kontak ara yüzeyden yarıiletkenin içine genişleyen akümülyasyon oluşturan kontak olarak ta tanımlanabilir. Ancak akım-voltaj ilişkisi lineer olmadığından ohmik kontak termenolijisine uygun değildir. Ohmik kontakların akım-voltaj ilişkisi non lineerdir ve birçok faktöre bağlıdır. Genelde metale fazla taşıyıcı enjekte edilmezse (yarıiletkende termal olarak oluşan taşıyıcılar dan çok daha fazla ) düşük alanlarda iletim ohmiktir ve elektrottan taşıyıcı enjekte edildiğinde veya uzay yük etkisi baskın olduğunda iletim ohmik değildir veya non lineerdir.

Ohmik kontak yapmanın iki yolu vardır.

- a) Elektron enjeksiyonunda  $\phi_m < \phi_{Bn}$  (metal-n tipi yarıiletken eklemler) veya  $\phi_m < \phi_{B0}$  (metal-saf yarıiletken veya metal-yalıtkan eklemler) olması için düşük iş fonksiyonlu metal veya hole enjeksiyonunda  $\phi_m > \phi_{Bp}$  (metal-p tipi yarıiletken eklemler için) veya  $\phi_m > \phi_{B0}$  (metal-saf yarıiletken veya metal-yalıtkan eklemleri) olması için yüksek iş fonksiyonlu metal seçmek, termoiyonik emisyon için potansiyel engeli yeteri kadar azaltacağından kontaktaki serbest elektron yoğunluğu bundan dolayı yarıiletken hacmindekinden çok daha büyük olacaktır.
- b) Kontak yakınlarında yarıiletken yüzeyi oldukça fazla katkılandırılarak kuantum mekaniksel tünelleme için potansiyel engelinin yeteri kadar ince yapmak [17].

Düşük katkı konsantrasyonlu metal-yarıiletken kontaklar için termoiyonik emisyon akımı akım geçişinde baskındır. Bu yüzden kontak direnci,

$$R_c = \frac{k}{qA^*T} \exp\left(\frac{q\phi_{Bn}}{kT}\right) \quad (2.11)$$

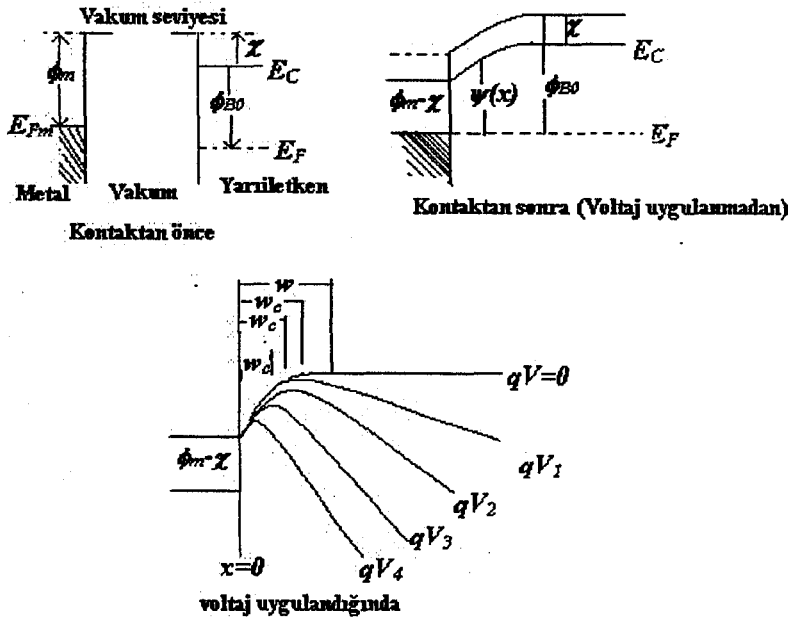
ile verilir. Elde edilen bu denklemde engel yüksekliğinin düşük voltaja bağlılığı ihmal edilmiştir.

Yüksek katkılı kontaklar için tünel olayı baskın olacaktır .Bu durumda,

$$R_c \approx \exp\left(\frac{q\phi_{Bn}}{E_{00}}\right) = \exp\left[\frac{2\sqrt{\epsilon_s m^*}}{h} \left(\frac{\phi_{Bn}}{\sqrt{N_d}}\right)\right] \quad (2.12)$$

ile ifade edilir. Tünel bölgesinde özel kontak direnci katkı konsantrasyonuna ve  $\phi_{Bn}/\sqrt{N_d}$  çarpanıyla exponansiyel olarak değişime güçlü bir biçimde bağlı olduğu denklem (2.12)'dan görülmektedir.  $N_d \geq 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  için,  $R_c$  tünel işlemini baskın kılar ve katkı konsantrasyonun artmasıyla hızlıca azalır. Diğer yandan  $N_d \leq 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  için akım termoiyonik emisiyondan dolayıdır ve  $R_c$  temel olarak katkıdan bağımsızdır. Geniş aralıklı yarıiletkenlerle ohmik kontak yapmak oldukça zordur. Bir metal genel olarak düşük bir engel meydana getirmek için yeteri kadar düşük bir iş fonksiyonuna sahip değildir [16].

$\phi_m < \phi_{B0}$  ve yüzey durumu etkileri olmayan metal ve saf yarıiletken arasındaki ohmik kontak için enerji seviyesi diyagramları Şekil 2.4'de gösterilmiştir [17].



Şekil 2.4. Bir saf yarıiletken metal arasında ohmik kontak için enerji diyagramları  $\phi_m < \phi_{B0}$  ve uygulanan voltajlar  $V_4 > V_3 > V_2 > V_1$  [17]

Metal ile yarıiletken kontak yapmadan önce yarıiletkenin Fermi seviyesi metalin Fermi seviyesine göre daha aşağıdadır. Kontak durumunda her iki tarafın Fermi seviyeleri eşitleninceye kadar elektronlar metalden yarıiletkene doğru geçerler. Elektronlardan bir kısmının metalden yarıiletkene geçmeleri metalin Fermi enerji düzeyini pek fazla değiştirmez. Yarıiletken elektron kazandığından dolayı şekilde görüldüğü gibi Fermi düzeyi yukarı kayar [1]. Bir V gerilimi uygulandığında kontağın metal tarafındaki engel yüksekliği aynı kalır. Yarıiletkenin engel yüksekliği düşer. Voltajı giderek arttırdığımızda serbest taşıyıcı yoğunluğu artacağından şekilde görüldüğü gibi akümüstasyon tabakası genişliği azalır. Yarıiletkendeki potansiyel ve yük taşıyıcıların dağılımı Poisson denkleminle,

$$\frac{d\varepsilon}{dx} = \frac{qn_o}{\epsilon} \quad (2.13)$$

ele alınabilir ve akım akış denklemi,

$$J = q\mu n_o \varepsilon - qD \frac{dn_o}{dx} = 0 \quad (2.14)$$

ile verilir. Çünkü dış alan uygulanmamaktadır. Sınır koşulları kullanılarak (Şekil 2.4),

$$\frac{\psi(x)}{q} - \frac{\phi_m - \chi}{q} = -\int_x^0 \varepsilon dx \quad (2.15)$$

ve

$$\frac{D}{\mu} = \frac{kT}{q} \quad (2.16)$$

Einstein ilişkisi kullanılarak,

$$n_o(x) = n_s \exp\left[-(\psi - \phi_m + \chi)/kT\right] \quad (2.17)$$

elde edilir.

Burada  $n_s$ ,  $x=0$  ( $\psi = \phi_m - \chi$ )'da kontaktaki elektron yoğunluğudur.

Böylece denklem (2.13),

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} = -\frac{q^2 n_s}{\epsilon} \exp\left[-(\psi - \phi_m + \chi)/kT\right] \quad (2.18)$$

olarak yazılabilir. Sınır koşulları kullanılarak:  $\psi = \phi_{B0} - \chi$  olduğunda  $d\psi/dx = 0$  dır. Denklem (2.18)'nin çözümü,

$$\frac{d\psi}{dx} = \left( \frac{2q^2 n_s kT}{\epsilon} \right)^{1/2} \left\{ \exp[-(\psi - \phi_m + \chi)/kT] - \exp[-(\phi - \phi_m)/kT] \right\}^{1/2} \quad (2.19)$$

ile verilir. Denklem (2.19)'ün integrali alındığında, akümülayon bölgesinin genişliği elde edilir.

$$w = \left( \frac{2\epsilon kT}{q^2 U_c} \right)^{1/2} \exp \left[ \frac{\phi_{B0} - \chi}{2kT} \right] \left[ \frac{\pi}{2} - \sin^{-1} \left\{ \exp \left( -\frac{\phi_{B0} - \phi_m}{2kT} \right) \right\} \right] \quad (2.20)$$

$\phi_{B0} = \phi_m$  olduğunda,  $w = 0$  olur ve kontak nötrdür.  $\phi_{B0} - \phi_m < 4kT$  olduğunda,  $w$  engel yüksekliği  $\phi_m - \chi$ 'in azalmasıyla artar ve  $\phi_{B0} - \phi_m > 4kT$  olduğunda, denklem (2.20),

$$w \approx \frac{\pi}{2} \left( \frac{2\epsilon kT}{q^2 U_c} \right)^{1/2} \exp \left[ \frac{\phi_{B0} - \chi}{2kT} \right] \quad (2.21)$$

denklemine indirgenir. Böyle bir koşul altında  $w$ , engel yüksekliği  $\phi_m - \chi$  ve elektrotun iş fonksiyonu  $\phi_m$  den bağımsızdır ancak bunun yerine Fermi seviyesi ve iletim bandının alt köşesi arasındaki enerji farkına bağlıdır. Başka bir deyişle yarıiletken hacmi içindeki serbest taşıyıcıların yoğunluğuna bağlıdır.  $w$ , yarıiletken hacmi içinde serbest taşıyıcı yoğunluğu azalırsa artar. Yarıiletken saf olabilmesine rağmen, ohmik kontak yarıiletkene çok miktarda serbest taşıyıcılar vererek yarıiletken içinde ısısal olarak serbest taşıyıcılar meydana getirir. Böylece saf yarıiletkendeki elektrik iletimi katkılı ve doğal olarak SCL olur. Gerçekten yalıtkanlar için bile ohmik kontak her zaman metal ve yalıtkindaki Fermi seviyelerini eşitleyerek  $|\phi_{B0} - \phi_m|$  kadar yalıtkanın Fermi seviyesini arttırmak veya azaltmak için,  $\phi_m < \phi_{B0}$  olduğunda elektronları yada  $\phi_m > \phi_{B0}$  olduğunda holleri yalıtkana enjekte etme eğilimindedir.

Ohmik kontak serbest taşıyıcıların deposu olarak hareket ettiği için, elektrik iletimi yalıtkan hacmindeki empedans tarafından kontrol edilir ve bu yüzden hacim sınırlandırılmıştır. Yüzey durumları taşıyıcı enjeksiyonunu büyük ölçüde etkiler [17].

## 2.5. Yüzey Durumları

Metal-yarıiletken eklemleri ve serbest yarıiletken yüzeylerin özellikleri genel olarak yüzey durumları temel alınarak açıklanır. Bir metal-yarıiletken kontak yapıldığında potansiyel engeli oluşur [21, 22].

Katı kristal örgüsünün bu katının yüzeyinde aniden bitmesi yüzey yakınındaki bant yapısının bükülmesine neden olur. Böylece, katının bir denge durumuna gelmesi veya diğer bir deyişle yüzeydeki fermi seviyesinin hacimdekiyle özdeş olması için enerji bantlarının eğilmesine neden olur. Bir yarıiletken yüzey, yüzey yapısı veya parçacıklar arası mesafesi yarıiletkeninkinden farklı olan bir elektrolit veya metalle kontak yaparsa, enerjileri yasak bant aralığı içinde bulunan yüzey durumları, bantların askıda kalması veya ara yüzeydeki periyodik örgünün kesilmesinden dolayı meydana gelebilir.

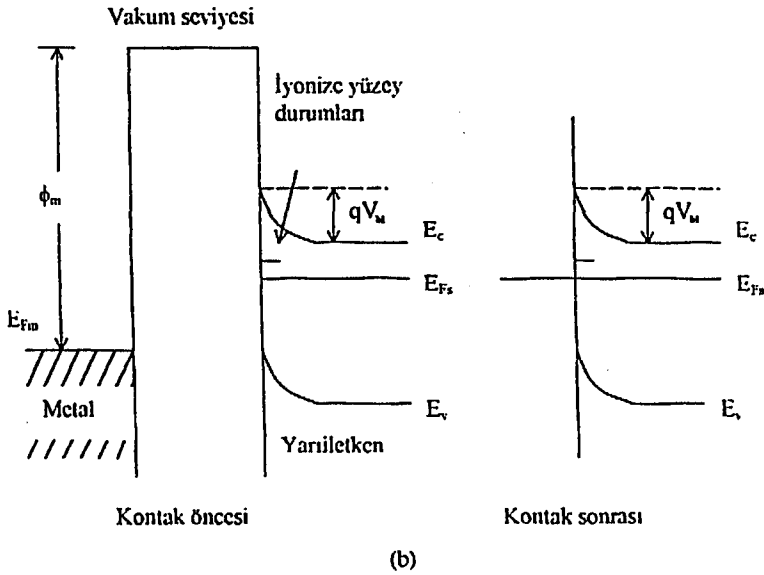
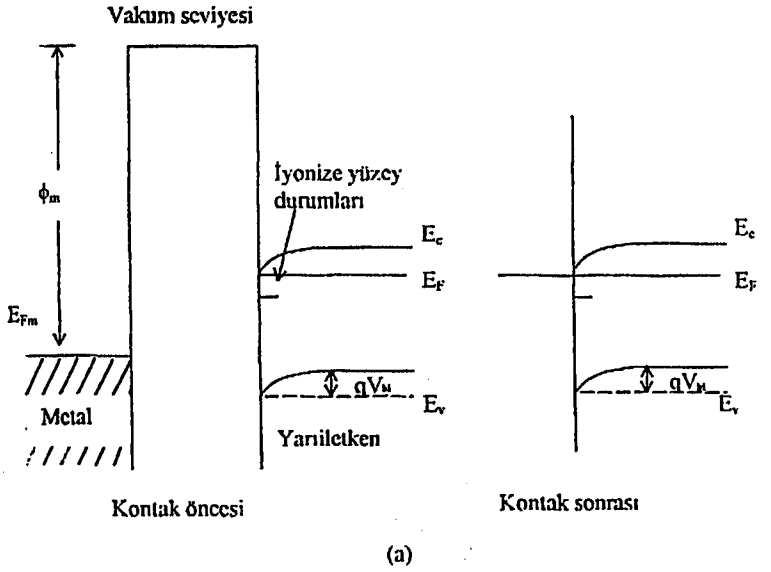
Bardeen (1947), bir metal ve germanyum veya silikon arasındaki kontak potansiyelinin metalin iş fonksiyonundan ve yarıiletkenin iletkenliğinden (Fermi seviyesinden) bağımsız oluşunun deneysel açıklaması için yüzey durumlarının varlığını önerdi. Shockley ve Pearson yarıiletken ince filmler üzerindeki yüzey durumlarının varlığını deneysel olarak gözlemlemişlerdir.

Yüzey durumları, kısmen periyodik potansiyelin asimetric olarak bitmesiyle ilişkili olan Tamm durumları, atomlar (moleküller) arasındaki zayıf etkileşmelerle (veya periyodik potansiyelin simetric olarak bitmesiyle) ilişkili Shockley durumları ve atomlar arasındaki güçlü etkileşmelerden (veya küçük ayrılmalar sonucunda yüzeyde periyodik örgü yapısının süreksizliğinden) meydana gelir. Ayrıca yüzey üzerine yabancı maddeler adsorplanmasıyla da yüzey durumları oluşur. Yüzey durumlarını oluşturan en son neden genelde doymamış bağların bulunmasından dolayı yüzey atomlarının tamamen reaktif olmasına neden olur. Böylece kristal yüzeyi, genellikle yüzey atomları ve onların çevresi arasındaki reaksiyonlar tarafından oluşturulmuş bir veya birkaç bileşik tabaka ile kaplanmıştır. Yüzey durumları, öğütme, kesme, aşındırma veya parlatmadan dolayı yüzey üzerindeki aşınmalar gibi yüzey üzerindeki yapı kusurlarından ve elektrolit-elektrolit olmayan ara yüzeylerde kimyasal adsorpsiyon reaksiyonları veya ara bölgede meydana gelen reaksiyonlar tarafından meydana gelebilir.



Yüzey durumlarının yabancı safsızlıklardan meydana gelmesinden başka önemli olan diğer bir neden mükemmel periyodik örgü yapısının aksine örgünün aniden bitmesinden dolayı yasak enerji bandı içinde belirli veya direkt olmayan yüzey durumlarının oluşmasıdır. Ancak, yüzeyde kimyasal bağlanma (sarkık bağlar) ile yüzey durumlarının bağlantısını düşünmek zorundadır. Normal olarak katıda kimyasal bağlanmaya iştirak eden bir elektron olduğunda bir sarkık bağ anlamına gelen domain meydana geldiği yüzeyden uzaklaştırılır. Örneğin yüzeydeki bir germanyum atomu dört doymamış kovalent bağın ikisini bırakarak iki komşusuyla bağ yapmaktadır. Sonra doymamış iki bağ genelde sarkık bant olarak ifade edilir. Sarkık bant etrafında mevcut olan elektronları yakalamaya eğimli bir akseptör gibi davranacaktır.

Yüzey tabakaları üzerindeki atomlar komşu atomların doymamış bantlarını karşılıklı doymuş hale dönüştürmeye yardım edebilir. Böylece sarkık bantlar tarafından şekillendirilen yüzey durumları için değişim azalmış olur. Böyle bozulmuş yüzey durumları, temiz yüzeylerin yapısı üzerine yapılan deneysel araştırmalara dayanarak Farnsworth tarafından ele alınmıştır. Ancak Lax [1961], yüzey durumlarının yüzey üzerindeki çatlak veya safsızlıklarla ilişkili olabileceğini ve yüzey durum yoğunluğunun katının saf yapısıyla ilişkili olamayacağını ileri sürdü. Ama Harper [1967], örgünün aniden bitmesinden meydana geldiği düşünülen yüzey durumları düşüncesinden vazgeçilerek çok daha az düşünülen yüzey yada içerdeki örgü kusurlarından yüzey durumlarının oluşacağını ileri sürdü. Bu açıkça gösteriyor ki atomiksel olarak temiz yüzeyleri elde etmek çok zordur [17]. Düzlemsel olarak metal-yarıiletken-metal yapılarda lokalize durumlar, yüzeye yakın bölgede, yarıiletkenin elektriksel iletkenliğini etkilemektedir. Yarıiletken yüzeyinde yabancı atomlar veya oksit tabakası lokalize durumlarda artışa yol açar. Oluşan yüzey durumları elektron verebilir veya elektron yakalayabilir. Elektron verici yüzey durumları donör tipi, elektron alıcı yüzey durumları akseptör olarak adlandırılmaktadır. Şekil 2.5'de yüzey durumlarının metal-yarıiletken kontağındaki enerji bant yapısına etkisi gösterilmiştir. Şekil 2.5a'da donör tipi yüzey durumlarının ve Şekil 2.5b'de akseptör tipi yüzey durumlarının olduğu durum gösterilmiştir.



**Şekil 2.5.** a) Donör tipi yüzey durumlarının metal-n-tipi yarıiletken kantağındaki enerji bant yapısına etkisi b) akseptör tipi yüzey durumlarının metal-n-tipi kantağındaki enerji bant yapısına etkisi [17]

Metal-yarıiletken kontak oluşurken termal denge sağlandığı ve metal ile yarıiletkenin Fermi enerji seviyeleri çakıştığı zaman yarıiletkenin enerji bantları biraz daha kıvrılacaktır. Bu kıvrımın nedeni metalden yüzey durumlarına gelen elektronlardan kaynaklanmaktadır [19].

Elektronegatif atomlar veya moleküller örneğin oksijen yüzey üzerine adsorplandığında n-tipi yarıiletken üzerinde bir kıtlık bölgesi ve p-tipi yarıiletkende de bir akümülyasyon bölgesi oluşturma eğiliminde olan bir akseptör

gibi davranmaktadır. Benzer olarak bir yarıiletken yüzeyi üzerine elektropozitif gaz atomları veya molekülleri adsorplandığında yüzey durumları donörlerinkine benzer olacaktır.

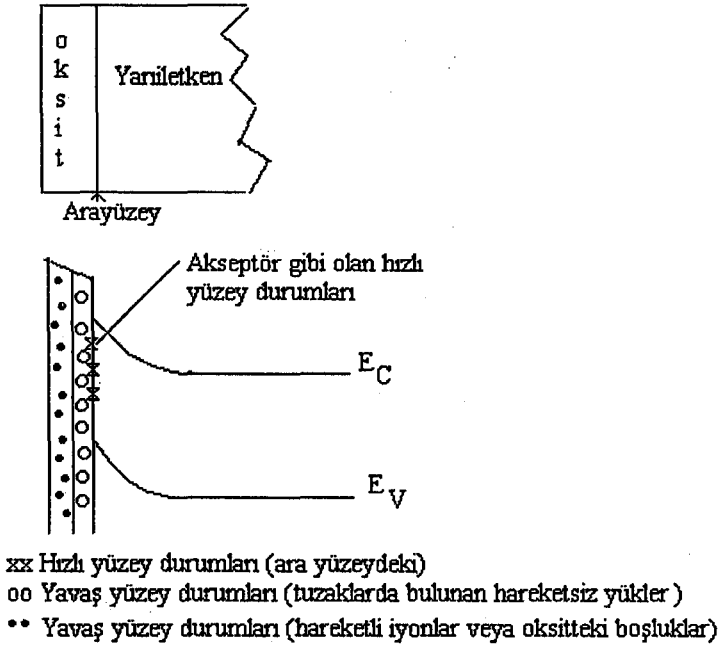
Akseptör veya donör tipi yüzey durumlarına dikkat edilirse elektriksel olarak nötr oldukları düşünülebilir. Ancak akseptör gibi olan, bir elektron yakaladıktan sonra negatif yüklü olacaktır ve donör gibi olan, bir negatif yük verdikten sonra veya hole yakaladıktan sonra pozitif yüklü olacaktır. Yüzey üzerinde herhangi bir yükün mevcut olması katı yüzeyinin altında serbest taşıyıcı konsantrasyonunun değişimiyle karşılanacaktır. Bu yüzden yük nötrlüğü korunacaktır. Böylece bir çift tabaka oluşacaktır.

Yüzey durumlarının etkilerini bilmek yarıiletkenler ve yalıtkanlar için çok önemlidir. Çünkü space charge bölgesi genellikle bazı derinliklere kadar genişleyen böyle bir çift tabaka tarafından üretilir. Fakat metallerde önemli değildir çünkü büyük miktardaki serbest elektronlar kolayca herhangi bir yüzey yük ihtiyacını karşılayabilirler.

Genelde yüzey durumları, yarıiletkenin space charge bölgesi ile etkileşim hızlarına bağlı olarak yavaş ve hızlı olmak üzere ikiye ayrılır. Hızlı yüzey durumları, yüzeyin doğal yapısından dolayı yarıiletken-yalıtkan ara yüzeyinde meydana gelir. Hızlı yüzey durumları, yarıiletkenin optiksel ve elektriksel özelliklerine büyük ölçüde etki eden taşıyıcıların yeniden oluşması işleminde önemli rol oynarlar. Yavaş yüzey durumları, milisaniye veya daha büyük bir mertebede çok büyük bir durulma zamanına sahiptir. Yavaş yüzey durumları, negatif veya pozitif elektrik yüklerinin her ikisini de taşır ve yüzeyin doğasına bağlıdır. Yavaş yüzey durumları genel olarak oksit tabakasının dış yüzeyinde var olur [17].

Kontak potansiyelinde ve doğrultucu karakteristiklerinde yavaş sürüklenmenin nedeni olarak yavaş durumlar gösterilir. Morrison yavaş durumlardan veya yavaş durumlara elektron geçişinin, oksidin yasak bandı tarafından oluşturulan potansiyel engelini termoyonik emisyonla aşılmasıyla meydana geldiğini varsaymıştır [23].

Yavaş yüzey durumlarının işgal edilmesi bu yüzeyi çevreleyen atmosferden etkilenir. Bunların adsorpsiyon işlemlerinde katkıda bulunduğu belirlenmiştir. Şekil 2.6'da oksit tabakası gösterilmiştir.



Şekil 2.6. Bir oksit tabakasıyla kaplanmış yarıiletken yüzeyi yakınlarında hızlı ve yavaş yüzey durumları [17]

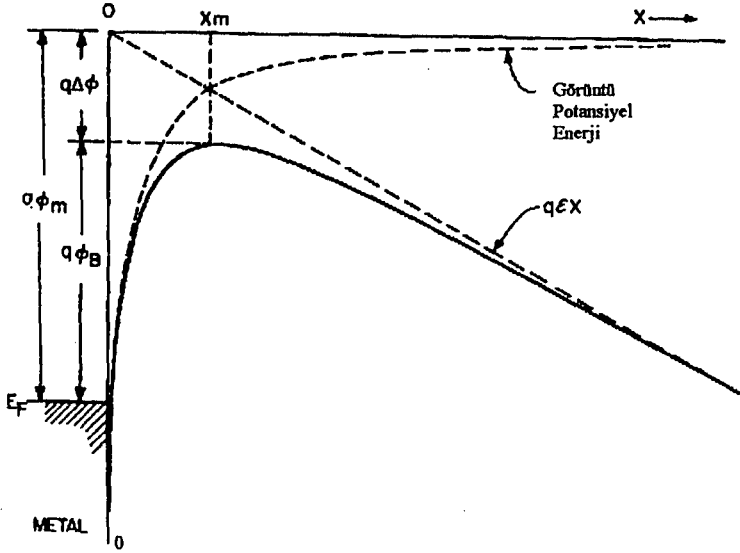
Şekil 2.6'da görüldüğü gibi iki tür oksit tabakası vardır:

- Hareketsiz atmosfer yükleri: Bunlar ya yarıiletken yüzey üzerinde oksit oluşma süresince veya daha sonra yarıiletken ve kusurlar arasında meydana gelen elektronik geçişlerde, oksit de iyonik kusurlarla ya da yarıiletken ara yüzeyinin bozulmasıyla değişen, yarıiletken-oksit ara yüzeyinde bulunan çevredeki iyonların adsorplanmasıyla ilişkidir. Hareketsiz yükler ara yüzey boyunca elektron geçiş işleminde katkıda bulunmazlar.
- Hareketli yükler: Bunlar oksit içindeki tuzaklardır ve bunlar bir üç boyutlu dağılımlı yarıiletkenle elektriksel olarak etkileşebilirler.

Yavaş ve hızlı yüzey durumları tuzak olarak reaksiyon gösterdiği için yüzeydeki böyle tuzakların yoğunluğu hacimdekinden daha yüksektir [17].

## 2.6. Schottky Etkisi

Schottky etkisi, bir elektrik alan uygulandığında yük taşıyıcı emisyonu için potansiyel enerjiyi azaltan indüklenmiş görüntü kuvvetidir. Bir elektronun Fermi seviyesindeki ilk enerjiden vakuma geçebilmesi için gerekli minimum enerji, Şekil 2.7'de gösterildiği gibi iş fonksiyonu  $q\phi_m$  ile tanımlanır [16].



Şekil 2.7. Bir elektrik alan etkisi altında bir metal yüzey ve vakum arasındaki enerji bant diyagramı [16]

Metal yüzeyinden  $x$  kadar uzaklıkta bulunan bir elektron, metale çekici bir kuvvet uygular. Ara yüzeydeki alan çizgisi, yüzey mükemmel iletken tabaka olarak varsayıldığı için metal yüzeyine dik olmalıdır. Alan çizgileri, bu yüzden  $-q$  elektron yükünün metalde  $-x$  mesafesinde indüklediği  $+q$  görüntü yükü varmış gibi davranır [24]. Pozitif yük görüntü yükü olarak belirtilir. Görüntü kuvveti olarak bilinen çekici kuvvet,

$$F = \frac{-q^2}{4\pi(2x)^2 \epsilon_0} = \frac{-q^2}{16\pi \epsilon_0 x^2} \quad (2.22)$$

ile verilir. Burada  $\epsilon_0$  boşluğun permitivitesidir. Sonsuzdan bir  $x$  noktasına bir elektronu getirmek için yapılması gereken iş,

$$W(x) = \int_{\infty}^x F dx = \frac{q^2}{16\pi \epsilon_0 x} \quad (2.23)$$

ile ifade edilir. Bu enerji, Şekil 2.7'de gösterildiği gibi metal yüzeyinden  $x$  kadar uzaklıktaki bir elektronun potansiyel enerjisine eşittir ve  $x$  ekseninden aşağıya doğru ölçülür.

Bir  $\varepsilon$  dış alanı uygulandığında, toplam potansiyel enerji  $\phi_{pt}$  uzaklığın bir fonksiyonu olarak ( $x$  eksenin aşağısından ölçülen)

$$\phi_{pt} = \frac{q^2}{16\pi \varepsilon_0 x} + q\varepsilon x \quad (2.24)$$

toplamları verilir. Schottky engel azalması (görüntü kuvveti azalması olarak da belirtilir)  $\Delta\phi$  ve  $x_m$  konumdaki azalma,  $d[\phi_{pt}(x)]/dx = 0$  şartıyla

$$x_m = \sqrt{\frac{q}{16\pi \varepsilon_0 \varepsilon}} \quad (2.25)$$

$$\Delta\phi = \sqrt{\frac{q\varepsilon}{4\pi \varepsilon_0}} = 2\varepsilon x_m \quad (2.26)$$

denklemleriyle verilirler. Yüksek alanlarda, Schottky engeli büyük ölçüde azaltılır ve termoiyonik emisyon için metalin etkin iş fonksiyonu ( $q\phi_B$ ) azalır. Bu sonuçlar ayrıca metal-yarıiletken sistemlere uygulanabilir. Buna rağmen alan, ara yüzeydeki maksimum alanla yer değiştirmelidir ve boşluğun permitivitesi  $\varepsilon_0$  yarıiletken maddeyi karakterize eden  $\varepsilon_s$  permitivitesiyle yer değiştirmelidir, yani

$$\Delta\phi = \sqrt{\frac{q\varepsilon}{4\pi \varepsilon_s}} \quad (2.27a)$$

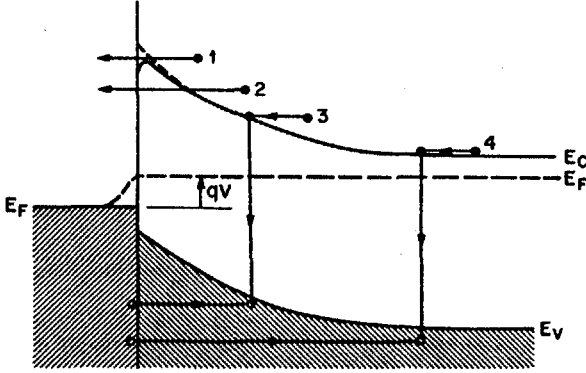
haline gelir.  $\varepsilon_s$  değeri, yarıiletkenin statik permitivitesinden farklı olabilir. Emisyon işlemi esnasında, metal-yarıiletken ara yüzeyinden, maksimum engel  $x_m$ ' ye elektronun geçiş zamanı dielektrik durulma zamanından daha kısaysa, yarıiletken ortamın polarize olmak için yeterli zamanı yoktur ve beklenen statik değerden daha küçük permitivite söz konusudur.

Şekil 2.8, farklı besleme şartları altındaki metal  $n$ -tipi yarıiletken için Schottky etkisini içeren enerji diyagramını temsil eder.

### 3. AKIM TAŞIMA İŞLEMLERİ

#### 3.1. Giriş

Metal-yarıiletken kontaklarda akımın iletimi başlıca çoğunluk yüklerden dolaydır, bunun tersine  $p-n$  eklemlerinde akım iletiminden azınlık yükler sorumludur. İleri besleme altında dört temel iletim işlemi Şekil 3.1'de gösterilmiştir.



Şekil 3.1. İleri besleme altında dört temel iletim mekanizmaları [25]

Bu dört işlem (1) yarıiletkenden metale potansiyel engelini aşarak elektronların iletimi [az miktarda katkılanmış Schottky diyodu için baskın olan iletim] (2) elektronların potansiyel engelini kuantum mekaniksel tünellemesi [ağır katkılı yarıiletkenler için önemli ve ohmik kontakların çoğunda iletimden sorumludur] (3) space-charge bölgesinde yeniden birleşim ve (4) metalden yarıiletkene hole enjeksiyonu (nötr bölgedeki yeniden birleşime denktir). Bunlara ek olarak metal-yarıiletken yüzeyindeki tuzaklardan dolayı ara yüzey akımları veya kontak çevresindeki yüksek elektrik alandan kaynaklanan kenar sızıntı akımları olabilir [16]. İlk önce potansiyel engeli üzerinden elektronların geçişi incelenecek.

#### 3.2. Termoionik Emisyon Teori

Termoionik emisyon teorisi aşağıdaki varsayımlardan Bethe tarafından elde edilmiştir.

- (1) Engel yüksekliği  $q\phi_{Bn}$ ,  $kT$  den daha büyüktür.
- (2) Termal denge emisyonu belirleyen düzlemde kurulur.
- (3) Net akım akışının varlığı bu dengeyi etkilemez.

Bu varsayımlardan dolayı, engel profilinin biçimi önemsizdir ve akım akışı yalnızca engel yüksekliğine bağlıdır. Yarıiletkenin metale akım yoğunluğu  $J_{s \rightarrow m}$ , potansiyel engelinin üstesinden gelebilecek yeterli enerjili ve  $x$  doğrultusunda hareket eden elektronların konsantrasyonuyla verilir.

$$J_{s \rightarrow m} = \int_{E_F + q\phi_B}^{\infty} qv_x dn \quad (3.1)$$

Burada  $E_F + q\phi_B$ , metal içine termoiyonik emisyon ile elektronların geçmesi için gerekli minimum enerji

$v_x$ , iletim doğrultusundaki taşıyıcı hızıdır.

Artan enerji bölgesindeki elektron yoğunluğu,

$$dn_o = \frac{4\pi(2m^*)^{3/2}}{h^3} \sqrt{E - E_C} \exp\left[-(E - E_C + qV_n)/kT\right] dE \quad (3.2)$$

ile verilir.

Burada  $m^*$ , yarıiletkenin etkin kütlesi ve  $qV_n$  ise,  $E_C - E_F$  dir.

İletim bandındaki elektronların tüm enerjileri kinetik enerji ise,

$$E - E_C = \frac{1}{2} m^* v^2 \quad (3.3)$$

dir. Denklem (3.3), (3.2)'de yerine yazılırsa,

$$dn_o = 2 \left( \frac{m^*}{h} \right)^3 \exp\left(-\frac{qV_n}{kT}\right) \exp\left(-\frac{m^* v^2}{2kT}\right) (4\pi v^2 dv) \quad (3.4)$$

denklemini verir. Denklem (3.4) tüm doğrultularda dağılan  $v$  ve  $v + dv$  arasındaki hızlara sahip birim hacimdeki elektronların sayısını verir. Hız bileşenlerine ayrılırsa,

$$v^2 = v_x^2 + v_y^2 + v_z^2 \quad (3.5)$$

olur.  $4\pi v^2 dv = dv_x dv_y dv_z$  dönüşümüyle denklem (3.4) ve (3.5), denklem (3.1) da yerine yazılırsa,

$$J_{s \rightarrow m} = \left( \frac{4\pi q m^* k^2}{h^3} \right) T^2 \exp(-qV_n/kT) \exp\left(-\frac{m^* v_{0x}^2}{2kT}\right) \quad (3.6)$$

elde edilir.



Burada  $v_{0x}$ , engelden geçebilmek için gerekli  $x$  doğrultusundaki minimum hızdır. Ve

$$\frac{1}{2}m^*v_{0x}^2 = q(V_{bi} - V) \quad (3.7)$$

ile verilir.

Burada  $V_{bi}$ , sıfır beslemede meydana gelen potansiyeldir.

Denklem (3.7), (3.6)'de yerine yazılırsa,

$$J_{s \rightarrow m} = A^*T^2 \exp\left(-\frac{q\phi_B}{kT}\right) \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) \quad (3.8)$$

denklemini halini alır.

Burada  $\phi_B$ , engel yüksekliğidir ve  $V_n$  ve  $V_{bi}$  nin toplamına eşittir.

$$A^* = \frac{4\pi qm^*k^2}{h^3} \quad (3.9)$$

denkleminle verilen nicelik termioyonik emisyon için etkin Richardson sabitidir. Görüntü kuvveti azalması düşünüldüğünde denklem (3.8) deki engel yüksekliği  $\phi_B$ ,  $\Delta\phi$  kadar azalır.

Metalden yarıiletken hareket eden elektronlar için engel yüksekliği aynı kaldığı için, yarıiletken akım akışı uygulanan voltajdan etkilenmez. Bu nedenle, termal denge geçerli olduğunda yarıiletkenden metale akım akışı eşit olmak zorundadır (yani  $V=0$  olduğunda). Buna uygun olan akım yoğunluğu  $V=0$  alınarak denklem (3.8)'ten elde edilir.

$$J_{m \rightarrow s} = -A^*T^2 \exp\left(-\frac{q\phi_{Bn}}{kT}\right) \quad (3.10)$$

Toplam akım yoğunluğu için denklem (3.8) ve (3.10) toplanarak,

$$\begin{aligned} J_n &= \left[ A^*T^2 \exp\left(-\frac{q\phi_B}{kT}\right) \right] \left[ \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] \\ &= J_{st} \left[ \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] \end{aligned} \quad (3.11)$$

ifadesi elde edilir [16]. Termioyonik emisyon teorisi kıtlık bölgesi içindeki elektron çarpışmalarının ihmal edildiği varsayımına dayanır. Yalnızca yüksek mobiliteli yarıiletkenler için doğrudur [26]. Düşük mobiliteli yarıiletkenler içinde difüzyon teorisi geçerlidir [16].

### 3.3. Difüzyon Teorisi

Difüzyon teorisi Schottky tarafından aşağıdaki varsayımlar yapılarak elde edilmiştir.

- (1) Engel yüksekliği  $kT$  den çok büyüktür.
- (2) Kıtık bölgesindeki elektron çarpışmalarının etkileri göz önünde bulundurulur.
- (3)  $x=0$  ve  $x=w$  da ki taşıyıcı konsantrasyonları akım akışından etkilenmez (yani bunlar dengedeki değerlerine sahiplerdir).
- (4) Yarıiletkenin katkı konsantrasyonu değişmez.

Kıtık bölgesindeki akım yerel alana ve konsantrasyon gradyanına bağlı olduğu için ,

$$J = J_n = qD_n \left[ -\frac{qn_o(x)}{kT} \frac{\partial V(x)}{\partial x} + \frac{\partial n_o}{\partial x} \right] \quad (3.12)$$

akım yoğunluğu denklemini kullanmak gerekir. Kararlı hal koşulları altında akım yoğunluğu  $x$  ten bağımsızdır ve denklem (3.12),  $\exp[-qV(x)/kT]$  gibi bir integral alma faktörü gibi kullanılarak ve aşağıdaki sınır şartları kullanılarak,

$$qV(0) = -q(V_n + V_{bi}) = -q\phi_{Bn}$$

$$qV(w) = -qV_n - qV$$

integral alınır ve Schottky engeli için görüntü kuvveti etkisi ihmal edilirse,

$$J_n \cong \left\{ \frac{q^2 D_n U_C}{kT} \left[ \frac{q(V_{bi} - V) 2N_d}{\epsilon_s} \right] \exp\left(-\frac{q\phi_{Bn}}{kT}\right) \right\} \left[ \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (3.13)$$
$$= J_{SD} \left[ \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right]$$

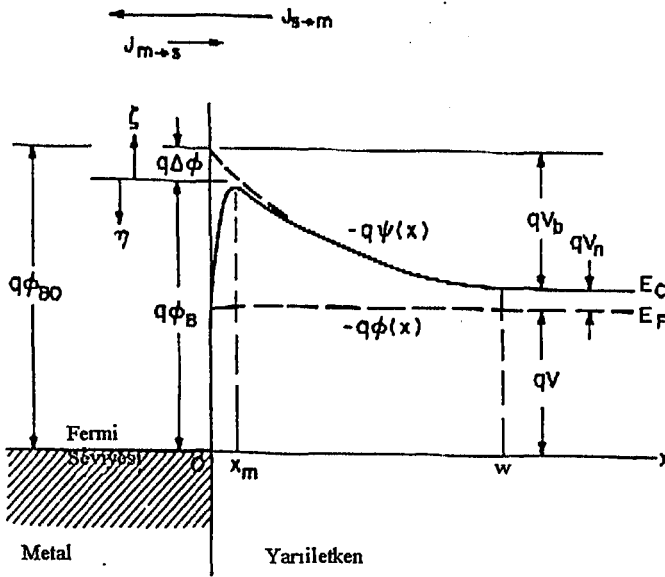
denklemini elde edilir. Difüzyon ve termioyonik emisyonun akım yoğunluğu ifadeleri denklem (3.11) ve (3.13) temel olarak oldukça benzerdir. Difüzyon teorisi için kararlı akım yoğunluğu  $J_{SD}$  voltajla hızlı bir şekilde değişmesine rağmen termioyonik emisyon teorisinin kararlı akım yoğunluğu  $J_{ST}$  ile karşılaştırıldığında sıcaklığa daha az duyarlıdır [16].

### 3.4. Termioyonik-Difüzyon Teorisi

Yukarıda tanımlanan termioyonik emisyon ve difüzyon yaklaşımlarının bir sentezi Crowell ve Sze tarafından ileri sürüldü. Bu yaklaşım metal-yarıiletken ara

yüzeyi yakınlarındaki termoiyonik yeniden birleşim hızı  $v_R$ 'in sınır şartlarından elde edildi. Taşıyıcıların difüzyonu, difüzyonun meydana geldiği bölgede potansiyelin biçiminden güçlü bir şekilde etkilendiği için, metal-yarıiletken engeli için Şekil 3.2'de gösterildiği gibi elektronun potansiyel enerjisi  $q\psi(x)$  in  $x$ 'e göre olan grafiğine Schottky azalma etkisinin katıldığı düşünülür. Bu durumdaki engel yüksekliğinin, metal yüzeyi ve  $x=w$  arasındaki yük yoğunluğunun esasen iyonize olmuş donörler olması için yeterli büyüklükte olduğu düşünülür.

Metal-yarıiletken ara yüzeyi yakınındaki  $q\psi$  sapması, iyonize olmuş donörlerle ilişkili elektrik alan ve elektron metale yaklaştığında elektrona etkileyen görüntü kuvvet etkilerinin birleşiminden dolayıdır.



Şekil 3.2. Schottky etkisini içeren enerji bant diyagramı [16]

Çizildiği gibi metal-yarıiletken hacim arasına uygulanan  $V$  voltajı, metal içine elektron akışına neden olur. Engeldeki elektron akım yoğunluğu  $J$  ile ilgili fermimsi ( $q\phi$ ) Şekil 3.2'de konumun fonksiyonu olarak sistematik olarak gösterilmiştir.  $x_m$  ve  $w$  arasındaki bölge boyunca,

$$J = -q\mu n_o \frac{d\phi_n}{dx} \quad (3.14)$$

dir.  $x$  noktasındaki elektron yoğunluğu,

$$n_o = U_c e^{-q(\phi_n - \psi)/kT} \quad (3.15)$$

ile verilir. Burada  $T$  elektronun sıcaklığıdır.  $x_m$  ve  $w$  arasındaki bölgenin izotermal ve elektronun sıcaklığının örgünün sıcaklığına eşit olduğu varsayılır.  $x_m$  ve ara yüzey ( $x = 0$ ) arasında kalan engel kısmı elektronlar için azaltıcı olarak davranıyorsa, maksimum potansiyel enerjideki etki yeniden birleşim hızı  $v_R$  cinsinden akım akışı,

$$J = q(n_m - n)v_R \quad (3.16)$$

ile tanımlanabilir. Burada  $n_m$  akım akışı olduğunda  $x_m$  deki elektron yoğunluğudur.  $x_m$  deki yarı denge elektron yoğunluğu  $n_o$ , maksimum potansiyel enerjinin konumu veya büyüklüğü değişmeksizin dengeye ulaşılması mümkün olursa meydana gelir.  $\phi$  ve  $\psi$  metaldeki Fermi seviyesine göre elverişli bir biçimde ölçülebilir. Bu durumda,

$$\begin{aligned} \phi(w) &= -V \\ n &= U_c e^{-q\phi_n/kT} \\ n_m &= U_c \exp\left[\frac{-q\phi(x_m) - q\phi_{Bn}}{kT}\right] \end{aligned} \quad (3.17)$$

dır.

Burada  $q\phi_{Bn}$ , engel yüksekliği

$q\phi(x_m)$ ,  $x_m$ 'deki Fermimsidir.

Denklem (3.14) ve (3.15)'dan  $n_o$  yok edilip ve  $\phi$  için verilen sonuçlar  $x_m$  ve  $w$  arasında integre edildiğinde,

$$\exp\left[\frac{q\phi(x_m)}{kT}\right] - \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) = -\frac{J}{\mu U_c kT} \int_{x_m}^w \exp\left(-\frac{q\psi}{kT}\right) dx \quad (3.18)$$

elde edilir ve denklem (3.16), (3.17) ve (3.18) kullanılarak akım yoğunluğu için,

$$J = \frac{qU_c v_R}{1 + v_R/v_D} \exp\left(-\frac{q\phi_{Bn}}{kT}\right) \left[ \exp\left(\frac{-qV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (3.19)$$

ifadesi elde edilir. Burada,

$$v_D = \left[ \int_{x_m}^w \frac{q}{\mu kT} \exp \left[ -\frac{q}{kT} (\phi_{Bn} + \psi) \right] dx \right]^{-1} \quad (3.20)$$

ile verilen  $w$  da ki kütük bölgesinin kıyısından maksimum potansiyel enerjiye kadar elektronların iletimiyle ilgili etkin difüzyon hızıdır.  $x \geq x_m$  için elektron dağılımı Maxwell dağılımına uyuyorsa ve akım yoğunluğunun,  $qn_0 v_R$  ile ilişkili olmasından başka metalden elektron dönüşü yoksa, yarıiletken termoiyonik yayıcı gibi davranır. Termal hız,

$$\begin{aligned} v_R &= (kT/2m^* \pi)^{1/2} \\ &= A^* T^2 / qU_C \end{aligned} \quad (3.21)$$

ile verilir.

Burada  $A^*$ , etkin Richardson sabitidir.

$v_D \gg v_R$  ise, denklem (3.19) deki ilk exponansiyel terimde  $v_R$  baskın ve termoiyonik emisyon teorisi yaklaşık olarak uygulanabilecektir. Buna rağmen  $v_D \ll v_R$  ise difüzyon işlemi baskındır. Görüntü kuvvet etkileri ihmal edilmiş olsaydı,  $v_D = \mu \varepsilon$  olacaktı. Burada  $\varepsilon$ , yarıiletkenin sınırı yakınlarındaki elektrik alanıdır. Denklem (3.3) ile verilen standart difüzyon sonuçları elde edilebilir,

$$J \approx qU_C \mu \varepsilon \exp \left( -\frac{q\phi_{Bn}}{kT} \right) \left[ \exp \left( \frac{qV}{kT} \right) - 1 \right] \quad (3.22)$$

dır.  $v_D$ 'nin hesabına görüntü kuvvet etkisini katmak için denklem (3.20) deki  $\psi$  için,

$$\psi = \phi_{Bn} + \Delta\phi - \varepsilon x - \frac{q}{16\pi\varepsilon_s x} \quad (3.23)$$

yazılır. Burada  $\Delta\phi$  denklem (2.27a) ile verilen engel azalmasıdır ( $x < x_m$  için elektrik alanın sabit olduğu varsayıldığında). Denklem (2.38), (2.35)'de yerine yazılırsa,  $\Delta\phi < kT/q$  için  $v_D \approx \mu \varepsilon$  sonucu elde edilir.

Sonuç olarak, denklem (3.19) Schottky'in difüzyon teorisi ve Bethe'in termoiyonik emisyon teorisinin bir sentezini verir.  $\mu \varepsilon(x_m) > v_R$  ise temel olarak termoiyonik emisyon teorisiyle uyumlu akım elde edilir.

Bir çok durumda maksimum potansiyel engelini geçen bir elektronun optiksel fonon saçılmasıyla geri saçılması olasılığı vardır [16]. Crowell ve Sze bir

elektronun, saçılma olmaksızın metalden yarıiletkene varma olasılığı  $f_p$  ve kuantum mekaniksel yansıma ve tünellemenin varlığında engel boyunca geçiş olasılığı  $f_q$ 'yu hesapladılar [26].  $J$ - $V$  karakteristiklerinde  $f_p$  ve  $f_q$  hesaba katılırsa akım yoğunluğu,

$$J = J_s (e^{qV/kT} - 1) \quad (3.24)$$

$$J_s = A^{**} T^2 \exp\left(-\frac{q\phi_{Bn}}{kT}\right) \quad (3.25)$$

ile verilir. Burada

$$A^{**} = \frac{f_p f_q A^*}{1 + f_p f_q v_R / v_D} \quad (3.26a)$$

dır [16].

### 3.5. Tünel Akımı

Difüzyon ve termioyonik emisyon mekanizmasının yanında elektronlar, engelden karşıya kuantum mekaniksel tünellemeyle iletilebilirler [26]. Düşük sıcaklıklardaki ve çok katkılı yarıiletkenler için iletimde, tünel akımı baskın olabilir. Denklem (3.8) da gösterildiği gibi  $J_{s \rightarrow m}$  için verilen ifadeyi termioyonik emisyon ve tünel bileşenlerini içermesi için yeniden düzenlemek gerekir.  $J_{s \rightarrow m}$  akımı, kuantum geçiş katsayısının yarıiletkendeki işgal etme olasılığı ve metaldeki işgal etmeme olasılığının çarpımıyla orantılıdır. Yani,

$$J_{s \rightarrow m} = \frac{A^* T}{k} \int_0^\infty T(\zeta) \exp\left[\frac{-q(V_b + V_n + \zeta - \Delta\phi)}{kT}\right] d\zeta + \frac{A^* T}{k} \int_0^{q(V_b - \Delta\phi)} f_s(V) T(\eta) (1 - f_m) d\eta \quad (3.27)$$

dır. Burada  $\zeta$  ve  $\eta$  maksimum potansiyelin (Şekil 3.2) yukarisından ve aşagısından ölçülür. İlk terim termioyonik bileşene karşılık gelir ve  $T(\zeta) = 1$  ise denklem (3.8)'e indirgenir. İkinci terim tünel bileşenidir.  $f_s$  ve  $f_m$  sırasıyla yarıiletken ve metal için Fermi-Dirac dağılım fonksiyonlarıdır.  $T(\zeta)$  ve  $T(\eta)$  maksimum potansiyelin yukarisındaki ve aşagısındaki geçiş katsayısıdır. Benzer ifade metalden yarıiletkene akım yoğunluğu  $J_{m \rightarrow s}$ ,

$$J_{m \rightarrow s} = -\frac{A^*T}{k} \exp\left(\frac{-q\phi_{Bn}}{kT}\right) \int_0^\infty T(\zeta) \exp\left(-\frac{\zeta}{kT}\right) d\zeta$$

$$-\frac{A^*T}{k} \int_0^{q(V_s - \Delta\phi)} f_m T(\eta) (1 - f_s) d\eta \quad (3.28)$$

için elde edilir. Toplam akım yoğunluğu denklem (3.27) ve (3.28)'nin toplamıdır.

Akım yoğunluğu,

$$J = J_s [\exp(qV/nkT) - 1] \quad (3.29)$$

veya

$$J \approx J_s \exp(qV/nkT) \quad V \gg kT/q \text{ için} \quad (3.30a)$$

olarak tanımlanır. Burada  $J_s$ ,  $V = 0$  log-lineer bölgesinden tahmin edilen akım yoğunluğu ile elde edilen doymuş akım yoğunluğudur.

$n_o$ ,

$$n_o \equiv \frac{q}{kT} \frac{\partial V}{\partial(\ln J)} \quad (3.30b)$$

olarak tanımlanan ideal faktördür.  $J_s$ 'nin düşük katkı için sabit olması ilginçtir ancak  $N_d > 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  olduğunda hızlı bir biçimde artmaya başlar. İdeal faktör  $n_o$  düşük katkı ve yüksek sıcaklıklarda bire yaklaşır. Akım akışında tünel akımı baskın ise (örneğin yüksek doping ve düşük sıcaklıklar), geçiş katsayısı

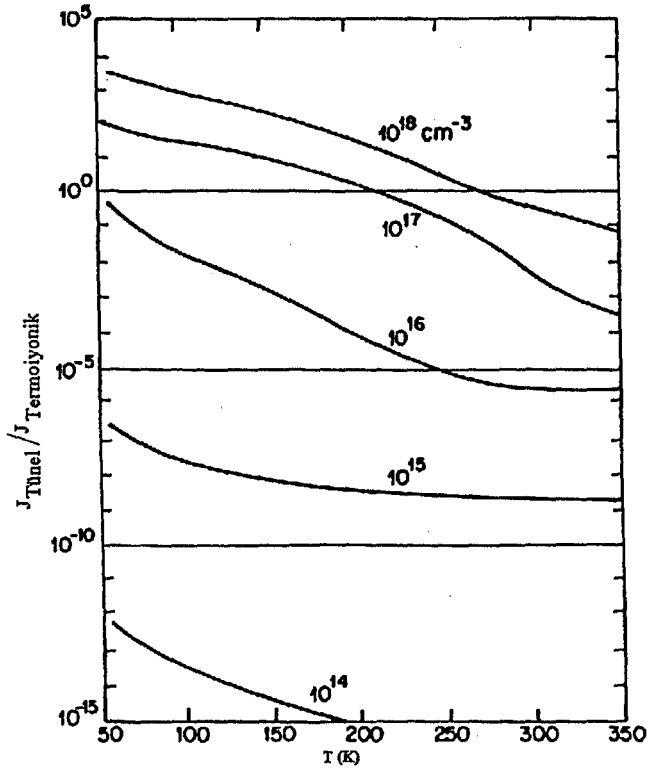
$$T(\eta) \sim \exp(-q\phi_{Bn}/E_{00}) \quad (3.31)$$

biçimindedir ve burada  $E_{00} \equiv \frac{q\hbar}{2} \sqrt{\frac{N_d}{\epsilon_s m^*}}$  ile tanımlıdır. Tünel akımı benzer bir

tanıma sahiptir.

$$J_t \sim \exp(-q\phi_{Bn}/E_{00}) \quad (3.32a)$$

Bu denklem tünel akımının  $\sqrt{N_d}$  ile exponansiyel olarak artacağını gösterir. Şekil 3.3, bir Au-Si engelinin tünel akımının termoiyonik akıma oranını gösterir.  $N_d \leq 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  ve  $T \geq 300 \text{ K}$  değerlerine dikkat edilirse, bu oran birden çok küçüktür ve tünel bileşeni ihmal edilebilir. Ancak yüksek katkı ve düşük sıcaklıklarda bu oran birden çok büyük olabilir bu tünel akımının baskın olduğunu gösterir [16].



Şekil 3.3. Au-Si engelinin tünel akımının termoiyonik akıma oranı [27]



## 4. YALITKAN FİLMLERDE YÜK İLETİMİ

### 4.1. Giriş

İnce filmler mikroelektronik devre yapımında kullanılmaktadır. Mikroelektronik, elektriğin bir alt setidir. Elektronların hareketiyle ilgilenir, gazlar, vakum tüpleri, iletkenler ve yarıiletkenler içindeki davranışını inceler [28]. Günümüz teknolojik ve bilimsel araştırmalarında önemli bir yer tutan ince katı filmler üzerindeki çalışmalar 1950 yıllarından beri günümüze kadar çeşitli yöntemlerle devam etmiştir [29]. Son yıllardaki yapılan çalışmalarda modern cihazlar kullanılarak çeşitli metotlarla elde edilen filmler, katıların yapılarının, fiziksel özelliklerinin ve bunlar arasındaki ilişkinin araştırılmasında kullanıldığı gibi, teknolojiye de aklın alamayacağı bir hızda teknoloji gelişimine paralel olarak kullanılmaktadır [9]

MIS (metal-yalıtkan-yarıiletken) diyodu yarıiletken yüzeyi çalışmalarında oldukça yararlı bir alettir. Tüm yarıiletken aletlerin güvenilirlik ve sağlamlığı yüzey şartlarıyla yakından ilgilidir. MIS diyotları yardımıyla yüzey fiziğinin anlaşılması, alet operasyonlarında büyük önem taşır. Aynı zamanda MOS (metal-oksit-yarıiletken) sistemi de geniş ölçüde kullanılır ve entegre devrelerle doğrudan ilişkilidir [16].

$\text{SiO}_2$  çökeltisi, dielektrik filmlerin bir çoğunun tortulanma işlemi için kullanılır. Silikon yüksek sıcaklıklarda oksitlenebilir ve MOS aletlerinde köprü olarak kullanılmaktadır [30]. Ara yüzey durum yoğunluğu çok küçük bir değere azaltıldığında, Si-SiO<sub>2</sub> ara yüzeyleri meydana gelir. Si-SiO<sub>2</sub> özelliği, tüm modern entegre silikon devrelerin temeli olan MOS 'in gelişmesinde önemli bir yer alır [31].

MIS diyodu, Termann ve Lehocveç'in silikon yüzeyini termal olarak oksitleme çalışmalarında ilk olarak kullanıldı [23]. MIM (metal-yalıtkan-metal ) ve MIS (metal-yalıtkan-yarıiletken) sistemleri, mikroelektronik elemanlarının (kapisötör, diyot, transistör) yapımıyla hızlanmıştır. Fisher ve Giaever kapsamlı çalışmalarını yalıtkan ince film tabakası boyunca tünellemeye adanmışlardır [32].

İdeal bir MIS diyodunda yalıtkan filmin iletkenliği sıfır varsayılır. Buna rağmen gerçekte yalıtkanlarda elektrik alan ve sıcaklık yeteri kadar yüksek olduğunda yük iletimi görülür. Ultra ince SiO<sub>2</sub> veya yüksek elektrik alanlarda

tünelleme meydana gelir [16]. Akım yalnızca yarıiletken saf olduğunda değil aynı zamanda da saf olmadığında ve kusurlu olduğunda da yalıtkan film boyunca akabilir. Bu akım geometrik (kalınlık) ve fiziksel parametrelere (enerji, yapı, dielektrik permitivite ) bağlıdır [3]. Bu kısımda yalıtkan filmlerde gözlemlenen akım iletim mekanizmaları olan Schottky emisyonu, Frenkel-Poole emisyonu, tünel emisyonu ve diğer iletim mekanizmaları incelenecektir.

## 4.2. Kontaklarda Görülen Akım

### 4.2.1 Schottky emisyonu

Schottky emisyon işlemi, metal-yalıtkan ara yüzeyi veya yalıtkan yarıiletken ara yüzeyinde yük iletiminden sorumlu termiyonik emisyon benzerdir [16]. Schottky emisyonu az katkılı yüksek mobiliteli yarıiletkenlerde gözlemlenir [29]. Sıcaklık ve elektrik alan şiddeti elektron emisyonunu meydana getirmede kontrol edici faktörlerdendir [18]. Metal-yarıiletken-metal yapıya bir  $\epsilon$  dış alan uygulandığında, bu alanın etkisiyle engel yüksekliğinde  $\Delta\phi$  kadar azalma meydana gelir. Metaldeki elektronlar bu azalmadan yararlanarak, engelin üzerini aşar ve yarıiletkenin iletim bandına geçerler. Bu akım taşınımı Schottky emisyonu olarak bilinir [29]. Schottky emisyonu akım yoğunluğu,

$$J = A^*T^2 \exp\left[\frac{-q(\phi_B - \Delta\phi)}{kT}\right] \quad (4.1)$$

ile verilmektedir. Burada,

$$\Delta\phi = \sqrt{\frac{q\epsilon}{4\pi\epsilon_i}} \quad (4.2)$$

ile verilir.  $\epsilon_i$ , yalıtkanın dinamik permitivitesidir [16]. Schottky emisyonu düşük sıcaklıklarda daha kolay gözlemlenmektedir [9].

### 4.2.2 Tünel veya alan emisyonu

Alan emisyonunu kuantum mekaniksel tünel olayı olarak da belirtilir. Bölüm 3'te ele alınmıştı. Yüksek bir elektrik alanının varlığında bir metal yarıiletkenin ara yüzeyinden bir elektronun emisyonu olarak adlandırılır. Tünel emisyonu tuzaklanan elektronların iyonizasyon alanıyla iletim bandına veya metal Fermi enerjisinden yarıiletkenin iletim bandına elektronların tünellemesine neden

olur. Tünelleme akımı çok katkılı yarıiletkenlerde gözlenir. Tünel emisyonu uygulanan elektrik alanına kuvvetli bağlı fakat sıcaklıktan bağımsızdır [18].

Alan emisyon akımı,

$$J = q \int D_t v_x n(E) dE \quad (4.3)$$

ile verilir. Burada  $D_t$ , kuantum mekaniksel geçiş fonksiyonu olarak tanımlanır.  $v_x$  ise elektronun  $x$  doğrultusundaki hızıdır.  $E$  ve  $E + dE$  arasında enerjiye sahip elektron yoğunluğu,

$$\begin{aligned} n(E)dE &= g(E)f(E)dE \\ &= \frac{4\pi p^2 2dp}{h^3} f(E) \end{aligned} \quad (4.4)$$

ile verilir. Böylece bir metalden diğer metale akım akışı,

$$J = \frac{2q}{h^3} \int D_t v_{x1} [f_1(E_2) - f_2(E_2)] dp_{x1} dp_{y1} dp_{z1} \quad (4.5)$$

ile verilir. Burada,

$$\begin{aligned} f_1(E_1) &= \left[ \exp\{E_1 - E_{F1}\}/kT + 1 \right]^{-1} \\ f_2(E_2) &= \left[ \exp\{E_2 - E_{F2}\}/kT + 1 \right]^{-1} \\ &= \left[ \exp\{(E_1 + qV - E_{F1})/kT\} + 1 \right]^{-1} \end{aligned} \quad (4.6)$$

$$v_{x1} = \frac{\partial \omega}{\partial k} = \frac{\partial E_{x1}}{\partial p_{x1}} \quad (4.7)$$

$$D_T = \exp \left\{ -\frac{4\pi}{h} \int_{x_1}^{x_2} [2m(q\psi_T - E_{x1})]^{1/2} dx \right\} \quad (4.8)$$

eşitlikleriyle tanımlanmaktadır.  $D_T$ , WKB yaklaşımına dayanarak yazılmıştır. Bu yaklaşımın geçerli olması için elektronun dalga boyu, bu bölgede bulunan elektronların potansiyel enerjisindeki küçük değişimlerle kıyaslanabilecek kadar küçük olmalıdır.  $E_{x1}$ ,  $E_1$  elektron enerjisinin  $x$  doğrultusunda hareket eden elektrona ait olan kısmıdır. Akımın  $E_{F1}$ 'e yakın olan  $E_1$ 'de 1 bölgesinden 2 bölgesine üstün olduğu farzedilir. Eşitlik (4.6), (4.7) ve (4.8), denklem (4.5)'de yerine konulup korunum yasaları gözönüne alınarak yapılan matematiksel işlemler sonucunda düşük sıcaklıklar için,

$$J = A^* T^2 \left( \frac{E_{00}}{kT} \right)^2 \frac{(\phi_B + qV)}{\phi_B} \exp \left[ - \frac{2\phi_B^{3/2}}{3E_{01} (\phi_B + qV)^{1/2}} \right] \quad (4.9)$$

ifadesi elde edilir. Burada  $E_{01}$  :

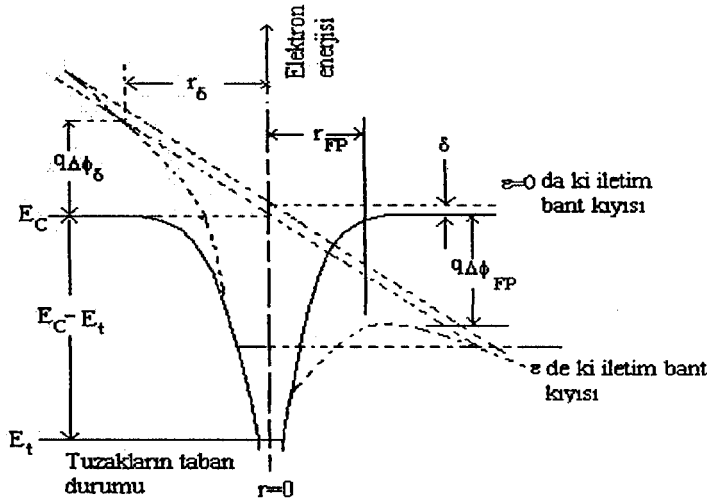
$$E_{01} = \frac{2q}{\alpha} \left( \frac{N_d}{2\varepsilon} \right)^{1/2} \quad (4.10)$$

ile tanımlanmaktadır. Ayrıca bu denklem elde edilirken görüntü kuvvet etkisi ihmal edilmiştir [17]. Bu akımlara ek olarak 3.bölümde incelenen akımlarda kontaklarda görülmektedir.

### 4.3. Bulkta Meydana Gelen Akım

#### 4.3.1 Frenkel-Poole emisyonu

Frenkel-Poole etkisi bazen iç Schottky etkisi olarak da bilinir. Termoyonik emisyonundaki Schottky etkisine oldukça benzerdir [17]. Ayrıca Frenkel-Poole emisyonu safsızlık iletimi olarak bilinir [33]. Frenkel-Poole etkisi, tuzaklardaki elektronların termal uyarma ile yarıiletkenin veya yalıtkanın iletim bandına geçmeleridir [28]. Bir boyutlu bir modelde tuzaklanmış elektronları kurtarmak için uygulanan alanın etkisiyle potansiyel engel azalması Şekil 4.1'de gösterilmiştir.



Şekil 4.1. Frenkel-Poole etkisinin şematik gösterimi [17]

Bu şekil Şekil 2.7'ye benzerdir. Her iki etkide tuzaklardan kurtulan elektronlar ve pozitif yükler arasındaki Coulomb etkileşmesinden dolayıdır.

Bu etkiler arasındaki fark, Frenkel-Poole tuzak engeli için pozitif yükler sabitken, Schottky engeli için hareketli olmasıdır [17]. Coulomb potansiyeli nedeniyle tuzak durumları için bu ifade Schottky emisyonuna benzerdir. Frenkel-Poole engel azalması,

$$\Delta\phi_{FP} = \sqrt{\frac{q\varepsilon}{\pi \epsilon_i}} \quad (4.11)$$

denklemleriyle verilir. Ancak  $\sqrt{q/\pi \epsilon_i}$  niceliği pozitif yüklerin hareketsizliğinden dolayı Schottky emisyonuna göre iki kat daha büyüktür [16]. Böylece Frenkel-Poole etkisi, yalnızca doldurulduğunda nötr ve boş olduğunda pozitif yüklenmiş tuzaklar için geçerlidir. Boş olduğunda nötr ve doldurulduğunda yüklenen tuzaklarda Coulomb etkileşmesinin olmayışından dolayı bu etki belirli olmayacaktır [17].

Frenkel-Poole etkisi elektrik iletim haciminde sınırlandırıldığında, Schottky etkisi ise elektrik iletim elektrotta sınırlandırıldığında görülür. Tuzaklanmış bir elektron, termal olarak alan tarafından azaltılan potansiyel engelinde yalnızca uygulanan alan doğrultusunda değil aynı zamanda küçük bir olasılıkla diğer doğrultularda termal olarak serbest kalabilir. Uygulanan alanla aynı yönde ve zıt yönde termal olarak serbest kalan tuzaklanmış elektron için bağıl olasılıklar alana bağlıdır. Frenkel tarafından elde edilmiş denklem (4.11) deki engel azalması için basit ifade bir boyutlu modeli temel alır. İletkenliğin alana ve sıcaklığa bağımlılığını veren üç boyuttaki davranış aşağıdaki Frenkel-Poole ilişkisinden farklıdır.

$$\sigma = \sigma_0 \exp\left(q^{3/2} \varepsilon^{1/2} / \pi^{1/2} \epsilon^{1/2} 2kT\right) \quad (4.12)$$

Burada  $\sigma_0$  düşük alandaki iletkenliktir. Şekil 4.1 den uniform alan etkisi altında pozitif yüklenmiş tuzak tarafından çekilen bir elektronun potansiyel enerjisini göstermektedir.

$$\phi_{pt}(r) = -q^2/4\pi \epsilon r - q(\varepsilon \cdot r) \quad (4.13)$$

$d\phi_{pt}(r)/dr = 0$  yapılarak engel azalması,

$$q\Delta\phi_{FP} = q^{3/2} \frac{(\varepsilon \cos \theta)^{1/2}}{(\pi \varepsilon)^{1/2}} \quad (4.14)$$

elde edilir. Bu azalma,

$$r_{FP} = \left( \frac{q}{4\pi \varepsilon \varepsilon \cos \theta} \right)^{1/2} \quad (4.15)$$

da meydana gelir. Buradaki  $\theta$ ,  $\varepsilon$  ile  $r$  arasındaki açıdır. Potansiyel engeli  $0 \leq \theta \leq \pi/2$  için yalnızca ileri doğrultuda azalır. Zıt doğrultuda,  $\delta$  ile gösterilen bir durumda serbest bir taşıyıcı olabilmek için, fononlarla etkileşen bir  $r_s$  uzaklığındaki bir elektronun geçiş olasılığı taban durumundakinden çok büyüktür.  $r_s$ ,

$$r_s = \frac{q^2}{4\pi\varepsilon\delta} \quad (4.16)$$

denklemleri ile verilir. Zıt doğrultudaki potansiyel engel artması,

$$q\Delta\phi_s = \frac{q^2}{\pi \varepsilon 4\delta} \varepsilon \cos \delta \quad (4.16a)$$

olarak verilir [17].

Sığ tuzakları kapsayan ince yarıiletken filmlerde akım yoğunluğu,

$$J = J_0 \exp \left[ \frac{q\Delta\phi_{FP}}{kT} \right] \quad (4.17)$$

ile verilir.

Burada  $\Delta\phi_{FP}$ , Frenkel-Poole emisyonundaki engel azalmasıdır.

Tuzaklanma ve donör merkezlerini içermesi nedeniyle akım yoğunluğu,

$$J = J_0 \exp \left[ \frac{q\Delta\phi_{FP}}{2kT} \right] \quad (4.18)$$

ile verilir.  $J_0$ ,

$$J_0 = q\mu U_c \left[ \frac{N_d}{N_t} \right]^{1/2} \varepsilon \exp \left[ -\frac{E_d + E_t}{2kT} \right] \quad (4.19)$$

ile verilir.

Burada  $N_d/N_t$ , donör merkezleri yoğunluğunun tuzaklama merkezlerine oranıdır

$E_t$ , iletim bandının altından itibaren tuzak merkezlerinin enerji seviyeleridir [18].

#### 4.3.2 Space-Charge Limited

Space-charge genel olarak pozitif veya negatif yüklerle doldurulmuş uzay olarak belirtilir. Yarıiletken ve yalıtkanla ilgili olarak çeşitli durumlarda görülür [17]. Paralel düzlemler elektrotları arasında space-charge limited akım teorisi ilk olarak 1940 yılında Mott ve Gurney tarafından verilmiştir. Lambert ' da (1956) dahil olmak üzere birkaç bilim adamı tarafından space-charge-limited (SCL) akım teorisi genişletilmiştir [18]. Amorphous selenium da termal dengede Fermi seviyesi yakınlarındaki tuzak seviyelerin dağılımı ve yoğunluğu hakkındaki bilgileri Lanyon, Spear (1961) ve Hartke(1962) tarafından SCL şartları altında  $J-V$  karakteristikleri ölçümlerinden elde edildi [34]. SCL akım ohmik kontak özelliğinde metal-yarıiletken-metal yapılarında gözlenmektedir. SCL akım iletim sürecinin özelliği yarıiletkene yeteri kadar taşıyıcının gönderilmesi ile meydana gelmektedir [9]. Tuzak etkisinin bulunmadığı bir materyale bir elektrik alan uygulandığı zaman SCL akımın büyük olması beklenir. Ancak pratikte büyük SCL akımlarının nadiren bulunması, materyalde bulunan tuzakların SCL iletim olayını etkilediğine atfedilir.

Tuzakların bulunduğu bir materyalde akım-voltaj karakteristiğini incelemeyen önce tuzak etkisinin olmadığı ısı dengede serbest taşıyıcı yoğunluğunun ihmal edildiği mükemmel yalıtkanlar dikkate alınır. Enjekte edilen elektronların tamamı iletim bandında serbest kalır ve uzay yüküne katkıda bulunur. Bu durumda akım yoğunluğu,

$$J = \rho v \quad (4.20)$$

veya eşdeğeri,

$$J = Q/t \quad (4.21)$$

ile verilir.

Burada  $\rho$ , enjekte edilen serbest yüklerin ortalama yoğunluğudur,

$v$ , serbest bir elektronun ortalama sürüklenme hızı;

$Q$ , katot ve anot arasında birim alan başına enjekte edilen serbset yük toplamı;

$t$ , katot ve anot arasında serbest elektronların geçiş zamanıdır.

Akım ifadesi yazılırken herhangi bir difüzyon katkısı ihmal edilmiştir. Akım voltaj karakteristiğini belirlemek için uygulanan  $V$  voltajına  $Q$  veya  $\rho$ 'nun ve  $t$  veya  $v$ 'nin fonksiyonel bağımlılığının belirlenmesi gerekir. İlk önce  $Q$  dikkate alındığında, temel elektrostatikten bilindiği gibi paralel plaka kondansatörünün bir plakası üzerinde birim alan başına  $Q_0$  toplam yükü kondansatöre uygulanan  $V$  voltajı ile orantılıdır, yani

$$Q_0 = C_0 V \quad (4.22)$$

ve

$$C_0 = \epsilon_r \epsilon_0 / d \quad (4.23)$$

ile verilir.

Burada  $d$ , elektrotlar arasındaki mesafedir.

Elektrostatik bakış açısından akım enjeksiyon problemi kondansatördekine benzerdir. Katot ve anot arasına uygulanan  $V$  voltajı sadece  $Q$  yükünü besler. Eğer enjekte edilen yükler katot ve anot arasında uniform dağılım gösterirlerse yüklerin anota olan ortalama uzaklığı  $d/2$  olmalı ve  $C$  kapasitansı denklem (4.23) ile verilen  $C_0$  geometrik kapasitansın iki katı olmalıdır. Fakat, yüklerin tamamı katoda enjekte edildiği zaman yük dağılımının üniform olmadığı beklenir. Böylece enjekte edilen yüklerin anota olan ortalama uzaklığı  $d/2$  den biraz büyüktür. Bundan dolayı kapasitans,  $C_0 < C < 2C_0$  arasında değer alır. Bu durumda  $Q$  yükü,

$$Q = (\epsilon_r \epsilon_0 / d) V \quad (4.24)$$

ile verilir. Denklem (4.23) ve (4.24) birleştirilerek,

$$J = \epsilon_r \epsilon_0 v V / d^2 \quad (4.25)$$

elde edilir.

Katının iletim bandında elektronun sürüklenmesi termal titreşimli sık çarpışmalar, katkı atomları ve katıdaki yapısal kusurlarla belirlenmiştir. Çok büyük olmayan elektrik alanlarda elektronun sürüklenme hızı uygulanan elektrik alanıyla orantılıdır ve sürüklenme hızı,

$$v = \mu(V/d) \quad (4.26)$$



ile verilir. Buradan akım voltaj karakteristiği,

$$J = \epsilon_r \epsilon_0 \mu (V^2/d^3) \quad (4.27)$$

olarak elde edilir. Bu akım yoğunluğu analitik olarak elde edilen ifadeden sadece 9/8 nümerik değeri kadar farklıdır. Yani akım yoğunluğu ifadesi,

$$J = 9 \epsilon_r \epsilon_0 \mu V^2 / 8d^3 \quad (4.28)$$

ile verilir. Bu eşitlik Mott ve Gurney square yasası olarak bilinir.

$n_0$  yoğunluklu termal olarak elde edilen serbest elektronlar dahil edildiğinde, yasak enerji aralığında derin elektron tuzaklarının olmadığı kabul edilmiştir. Bu durumda Ohm kanunu düşük voltajlarda denklem (2.8) ile verilir. Ohm kanuna uyan akımlar ohmik akımlar olarak adlandırılır [18]. Voltajı arttırmaya başlarsak, enjekte edilen serbest elektron yoğunluğu  $n$  artar ve  $n_0$  serbest elektron yoğunluğuna yaklaşır. Bu ana kadar Ohm kanunundan önemli bir sapma yoktur. Ohmik iletimden SCL iletimine geçişin olduğu noktada akım yoğunlukları eşit olacağından,

$$qn_0\mu_n \frac{V}{d} = \frac{9 \mu_n \epsilon_0 \epsilon_r V^2}{8 d^3} \quad (4.29)$$

ifadesi yazılabilir. Buradan, Ohmik iletimden SCL iletimine geçiş voltajı  $V_{tr}$ ,

$$V_{tr} = \frac{8 qn_0 d^2}{9 \epsilon_0 \epsilon_r} \quad (4.30)$$

bağıntısı ile verilir [35].

Yalıtkanlarda elektron tuzaklarının varlığı genellikle küçük enjeksiyon seviyelerinde akımın azalmasına sebep olacaktır. Çünkü başlangıçta boş olan bu tuzaklar enjekte edilen taşıyıcıların çoğunu yakalayacaktır ve bu elektronlar hareketsiz kalacaktır. Diğer taraftan uygulanan  $V$  voltajında yalıtkanı besleyen enjekte edilen yük miktarı serbest veya tuzaklanan enjekte edilen yük miktarı ile aynıdır. Verilen bir voltajda paralel plaka kondansatörün plakalarında depolanan yük miktarı yükün serbest veya hareketsiz olmasından bağımsızdır. Yük miktarı  $Q$ ,

$$Q = (\rho + \rho_t) d \quad (4.31)$$

olarak yazılabilir.

Burada  $\rho_t$ , enjekte edilen yüklerden tuzaklanan yüklerin yoğunluğudur.

Space-charge akım-voltaj karakteristiğinin elde edilmesi için denklem (4.20) ve (4.29)'e ilave edilmesi gereken üçüncü bir bağıntıya ihtiyaç vardır. Bu bağıntı için serbest ve tuzaklanan taşıyıcılar dikkate alınır.

$E_t$  enerjisinde bulunan bir elektron tuzağı, Fermi enerji seviyesi, iletim bandının alt sınırına göre tuzak enerji seviyesinden aşağıda bulunuyorsa sığ olarak adlandırılır. SCL akımında gözlenen sıcaklık bağımlılığı sığ tuzaklardan kaynaklanmaktadır. Bu durumda serbest yük yoğunluğu  $n_s$ 'nin tuzaklanan yüklere  $n_t$ 'e oranı,

$$\frac{n_s}{n_t} = \frac{\rho}{\rho_t} = \frac{U_c}{N_t} \exp(-E_t/kT) = \theta_0 \quad (4.32)$$

ile verilir. Burada  $\theta_0$  bir sabittir.  $\theta_0 \ll 1$  ise sığ tuzaklar SCL akımını etkileyecektir. Bu durumda denklem (4.22),

$$Q \cong \rho_t d \cong \rho d / \theta_0 \cong \epsilon_r \epsilon_0 V / d \quad (4.33)$$

olarak yazılabilir. Böylece denklem (4.30), (4.26) ve (4.20) birleştirilerek,

$$J = \frac{9}{8} \frac{\mu \epsilon_r \epsilon_0 \theta_0 V^2}{d^3} \quad (4.34)$$

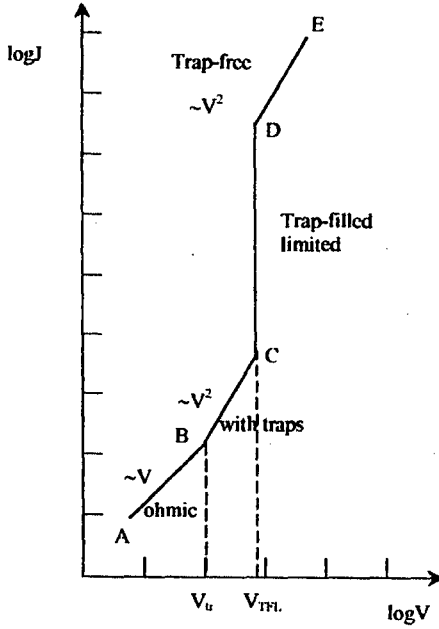
elde edilir. Eğer enjekte edilen serbest taşıyıcı yoğunluğu, hacimde oluşturulan serbest taşıyıcı yoğunluğunu aşarsa SCL iletimi baskın olacaktır. Böylece sığ tuzakların varlığında ohmik iletimden SCL iletime geçiş  $V_{tr}$  voltajında meydana gelecektir.  $V_{tr}$  voltajı denklem (4.19) den  $1/\theta_0$  çarpanı kadar farklı olacaktır. Yani geçiş voltajı,

$$V_{tr} = \frac{8}{9} \frac{qn_0 d^2}{\epsilon_r \epsilon_0 \theta_0} \quad (4.35)$$

ile ifade edilir. Uygulanan voltajın artmasıyla SCL akımındaki artışla beraber tuzaklar dolmaya başlar. Uygulanan voltaj öyle bir değere ulaşır ki bütün tuzaklar doldurulur. Tuzaklarının tamamının dolmasına karşılık gelen bu voltaja şekilde görüldüğü gibi  $V_{TFL}$  voltajı denir [18].  $V_{TFL}$  voltajı,

$$V_{TFL} = \frac{qN_t d^2}{2 \epsilon_r \epsilon_0} \quad (4.36)$$

denklemlerle verilir [19]. Sığ tuzaklı SCL iletim için, akım-voltaj karakteristiği Şekil 4.2 de gösterilmiştir.

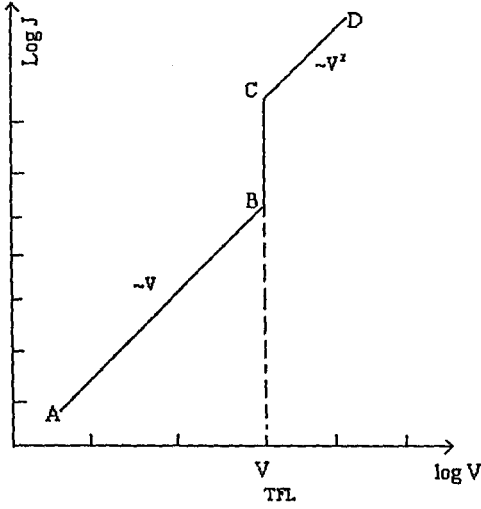


Şekil 4.2. Sığ tuzaklı SCL iletimi için akım-voltaj karakteristiği [36]

Şekil 4.2'de görüldüğü gibi A-B bölgesinde düşük voltajlarda, kristal içine enjekte edilen serbest taşıyıcıların sayısı ihmal edilebilir düzeydedir. Akım ohm kanununa uyar ve denklem (3.2) ile ifade edilir. B-C bölgesinde voltaj arttırıldığında, enjekte edilen serbest taşıyıcıların sayısı, hacimde oluşturulan taşıyıcı sayısından fazladır. A-B bölgesinden B-C bölgesine geçiş voltajı  $V_{tr}$ , denklem (4.35) ile verilmektedir. Bu bölgede tuzaklar etkili olup, serbest taşıyıcılar boş tuzaklar tarafından yakalanmaktadır. Bu bölgede akım  $V^2$  ile değişmektedir. C-D bölgesinde akımı daha da arttırdığımızda, SCL akımındaki artışla beraber tuzaklar dolmaya başlar.

Uygulanan voltaj öyle bir değere ulaşır ki, bütün tuzaklar doldurulur. Bu bölgede ölçülen maksimum voltaj  $V_{TFL}$  voltajıdır. D-E bölgesinde ise,  $V_{TFL}$  voltajından itibaren akım yoğunluğunda keskin bir artış gözlenir. Akım değerindeki bu keskin artış  $1/\theta_0$  çarpanı kadar olacaktır. Fermi enerji seviyesi tuzak enerji seviyesine yaklaşır. Yasak enerji aralığındaki tuzak dağılımı

materyalin akım-voltaj karakteristiğini etkilemektedir. Derin tuzaklardaki SCL iletimi için akım-voltaj karakteristiği Şekil 4.3 te gösterilmiştir.



Şekil 4.3. Derin tuzaklı SCL iletimi için akım-voltaj karakteristiği [19]

Tuzak enerji seviyeleri derin, yani Fermi enerji seviyesinde yada Fermi enerji seviyesinden daha aşağıda ise, ohmik bölgeden sonra trap-free-limited (TFL) bölgesi gelir. Çünkü, TFL'nin başlangıcında termal taşıyıcıların yoğunluğu iki katına çıkmıştır. Bu artış Fermi seviyesinin yukarıya doğru hareket etmesine neden olacaktır. Bu kayma miktarı  $0.7kT$  kadar olacaktır.  $E_F$  deki artışla tuzaklar dolmaya başlar. Tuzaklar dolduktan sonra Fermi seviyesi iletim bandına yaklaşır. [35].

Derin tuzaklı SCL iletim söz konusu olduğunda  $V_{TFL}$  voltajı,  $N_t - n_0 \gg n$  durumunda sığ tuzaklı SCL iletimine benzer şekilde

$$V_{TFL} = \frac{q(N_t - n_0)d^2}{2\epsilon_r\epsilon_0} \quad (4.37)$$

olarak elde edilir [19]. Eğer tuzak dağılımı exponansiyel ise, o zaman ohmik iletim bölgesini, tuzakların dolmaya başladığı bölge olan SCL iletim bölgesi izler. Voltaja bağımlılık  $V^m$  şeklinde olur ve  $m$  değeri 1 ve 2 değerleri arasındadır. Bu bölgeden sonraki tuzakların tamamen dolmasıyla  $m$  değeri 2 den büyük olacaktır [37].

### 4.3.3 İyonik iletim

Yarıiletkenlerde bulunan örgü kusurları, yarıiletkenlerin elektronik özelliklerini büyük ölçüde değiştirir [28]. Kusurların kinetiği difüzyon ve iyonik iletimde önemli rol oynar [38]. İyonik iletim esas olarak uygulanan elektrik alanın etkisi ile kusurların sürüklenme hızına bağlıdır [28]. Kusurlar kristaldeki denge konumunda bulunur. Boşluklar örgü atomunda bulunmaz. Ara yer iyonu örgü merkezleri arasındaki potansiyel kuyusuna yerleştirilir. Kristal boyunca bunlar hareket ettiğinde, kusurlar bir denge konumundan komşu konuma atlarlar [38]. İyonik iletim difüzyon işlemine benzerdir. Materyalde taşıyıcı konsantrasyonu dengede olmadığı zaman taşıyıcıların yüksek konsantrasyonlu bölgeden düşük olduğu bölgeye hareket etmeleri difüzyon olarak adlandırılır. Bu olay materyalde serbest taşıyıcı dağılımının uniform olmasına kadar devam eder. İyonik iletim örgüdeki iyonların difüzyonu sonucu ortaya çıkar. İyonların kristal içindeki difüzyonu noktasal örgü kusurları üzerinden yürür [18]. İyonik iletim için üç tür durum vardır. a) düşük elektrik alanlar için,  $\varepsilon \ll kT/qr$ , burada  $r$  iki merkez arasındaki mesafedir. Akım yoğunluğu  $J$ ,

$$J = A^* T^2 \varepsilon \exp(-\phi/kT) \quad (4.38)$$

ile verilir. b)  $\varepsilon \approx kT/qr$  için akım yoğunluğu,

$$J = J_0 \exp\left[-\left(\frac{\phi}{kT} - \frac{\varepsilon qr}{2kT}\right)\right] \quad (4.39)$$

denklemine eşit olur. c)  $\varepsilon \gg kT/qr$  için akım yoğunluğu,

$$J = J_0 \exp\left[-(\phi_1' - qr\varepsilon)/2kT\right] \quad (4.40)$$

biçimini alır. Burada  $\phi_1'$ , sıfır alandaki aktivasyon enerjinin toplamına eşittir,  $\phi$ , ilk potansiyel engel yüksekliğidir [36].

## 5. SONUÇ

Yarıiletkenler elektriksel iletkenlikleri bakımından metal ve yalıtkanların arasında yer alır. Saf yarıiletkenlerin  $OK$ 'de, iletim bandı tamamen boş ve valans bandı tamamen doludur. Tamamen dolu bantta yük iletimi meydana gelmez. Termal uyarılma yolu ile valans bandındaki elektronlar iletim bandına geçerler. İletim bandındaki elektron konsantrasyonu, durum yoğunluğu ile bir durumun elektron tarafından işgal edilme olasılığı olan Fermi-Dirac dağılım fonksiyonunun çarpımının integraliyle verilir. Boltzmann yaklaşımı kullanılarak Fermi enerjisi ve etkin durum yoğunluğu cinsinden elektron konsantrasyonu elde edilir. Tamamen saf bir numunede Fermi enerjisi bant aralığının tam ortasında bulunur. Yarıiletkenin optiksel ve elektronik özellikleri safsızlıklardan etkilenir. Eklenen özel tipteki safsızlık atom tiplerinin miktarı katkılı yarıiletkenin oluşmasını kontrol eder. Yarıiletkene katılan atomlar ya donör yada akseptör olarak görev yaparlar. Katılanma sonucunda  $n$ -tipi ve  $p$ -tipi olmak üzere iki tip yarıiletken ortaya çıkar. Donör safsızlık atomlarının eklenmesi  $n$ -tipi yarıiletken ve akseptör safsızlık atomlarının eklenmesi  $p$ -tipi yarıiletken meydana getirir. Fermi enerji seviyesinin, katılan atomun tipine ve katkı yoğunluğuna bağlı olarak konumu değişir.  $n$ -tipi yarıiletkenlerde Fermi seviyesi yasak enerji aralığının ortasından ayrılarak iletim bandına kayar.  $p$ -tipi yarıiletkende durum tam tersidir. Fermi seviyesi valans bandına doğru kayar. Metal yarıiletken kontak yapıldığında her iki taraftaki Fermi seviyeleri aynı olmalıdır. Kontak durumunda kontak potansiyeli meydana gelir ve bu potansiyel metal ve yarıiletkenin iş fonksiyon potansiyelleri arasındaki farka eşittir. Bir elektrik alan uygulandığında yük taşıyıcı emisyonu için potansiyel enerjiyi azaltan indüklenmiş görüntü kuvveti meydana gelir. Bu etki Schottky etkisi olarak bilinir. Yüksek alanlarda, Schottky etkisi engeli büyük ölçüde azalır.

Metal-yarıiletken kontaklarda akım iletimi başlıca çoğunluk yüklerden dolaydır. Fakat  $p-n$  eklemlerinde azınlık ve çoğunluk yükler vardır. İleri besleme altında dört temel iletim mekanizması vardır. Bunlar; yarıiletken den metale potansiyel engelini aşarak elektronların iletimi, elektronların potansiyel engelini kuantum mekaniksel tünellemesi, space-charge bölgesinde yeniden birleşim ve metalden yarıiletkene hole enjeksiyonu. Bunlara ek olarak metal-yarıiletken

yüzeyindeki tuzaklardan dolayı ara yüzey akımları veya kontak çevresindeki yüksek elektrik alandan kaynaklanan kenar sızıntı akımları olabilir. Yüksek mobiliteli yarıiletkenler için iletim termoiyonik emisyon teorisiyle tanımlanır. Termoiyonik emisyon teorisinde engel yüksekliği  $q\phi_{Bn}$ ,  $kT$  den daha büyüktür, termal denge emisyonu belirleyen düzlemde kurulur ve net akım akışının varlığı bu dengeyi etkilemez. Bu nedenlerden dolayı engelin şekli önemsizdir ve akım akışı yalnızca engel yüksekliğine bağlıdır. Termoiyonik emisyon teorisi kıtlık bölgesi içindeki elektron çarpışmalarının ihmal edildiği varsayımına dayanır.

Düşük mobiliteli yarıiletkenler için difüzyon teorisi geçerlidir. Difüzyon teorisinde de, engel yüksekliği  $kT$  den çok büyüktür, termoiyonik emisyon teorisinin tersine kıtlık bölgesindeki elektron çarpışmalarının etkileri göz önünde bulundurulur,  $x=0$  ve  $x=w$  da ki taşıyıcı konsantrasyonları akım akışından etkilenmez ve yarıiletkenin katkı konsantrasyonu değişmez. Difüzyon ve termoiyonik emisyonun akım yoğunluğu ifadeleri temel olarak benzerdir. Difüzyon teorisi için kararlı akım yoğunluğu  $J_{SD}$  voltajla hızlı bir şekilde değişmesine rağmen termoiyonik emisyon teorisinin kararlı akım yoğunluğu  $J_{ST}$  ile karşılaştırıldığında sıcaklığa daha az bağlıdır. Bu iki teorisin bir sentezi termoiyonik emisyon-difüzyon teorisidir. Taşıyıcıların difüzyonu, difüzyonun meydana geldiği bölgede potansiyelin biçiminden güçlü bir şekilde etkilendiği için, metal-yarıiletken engeli elektronun potansiyel enerjisi  $q\psi(x)$ 'in  $x$ 'e göre olan grafiğine Schottky azalma etkisinin katılır. Bu durumdaki engel yüksekliğinin, metal yüzeyi ve  $x=w$  arasındaki yük yoğunluğunun esasen iyonize olmuş donörler olması için yeterli büyüklükte olduğu düşünülür.  $v_D \gg v_R$  ise akım yoğunluğu denkleminde  $v_R$  daha etkili olduğu için termoiyonik emisyon teorisi yaklaşık olarak uygulanabilecektir. Buna rağmen  $v_D \ll v_R$  ise difüzyon işlemi baskındır. Görüntü kuvvet etkileri ihmal edilmiş olsaydı,  $v_D = \mu E$ , olacaktı. Difüzyon ve termoiyonik emisyon mekanizmasının yanında elektronlar engeli kuantum mekaniksel tünellemeyle geçebilirler. Düşük sıcaklıklardaki ve çok katkılı yarıiletkenler için iletimde, tünel akımı baskın olabilir.

Elektriksel kontak, metal ve yarıiletken veya yalıtkan arasındaki kontak olarak tanımlanır. Elektriksel kontaklar heteroeklemlerdir, fakat normal olarak iki

farklı yarıiletken, iki farklı metal veya yarıiletken-yalıtkan arasındaki kontakları içermez. Fermi seviyeleri farklı iki materyal kontak yapıldığında, serbest taşıyıcılar bir denge koşulu kurulana kadar bir materyalden diğerine akar yani her iki materyalin Fermi seviyeleri aynı olur. Böyle bir net yük akışı ara yüzeyin bir kısmı üzerinde pozitif uzay yükleri ve diğer kısmı üzerinde negatif uzay yüklerinin birikmesini sağlar ve bir elektriksel çift tabaka oluşmasına neden olur.

Bu çift tabaka genel olarak potansiyel engeli olarak belirtilir. Bu çift tabakanın işlevi bir materyalden diğerine serbest taşıyıcıların herhangi bir fazla net yük iletimini durduran bir elektrik alan meydana getirmektedir.

Üç temel elektriksel kontak tipi vardır. Bunlar nötr kontak, blocking kontak, ohmik kontak. Nötr konaklarda elektriksel nötrlük koşulunu sağlamak için, uzay yükleri meydana gelmeyecektir ve yarıiletken içinde bant eğilmesi olmayacaktır bu yüzden iletim ve valans bandı köşeleri ara yüzeyde düzgün olacaktır. Nötr kontaklarda metalin ve yarıiletkenin (saf yarıiletken) iş fonksiyonları eşittir. Nötr bir kontak da, kontaktaki taşıyıcı konsantrasyonu yarıiletken hacmi içindeki taşıyıcı konsantrasyonuna eşittir.

Blocking kontaklarda metalin iş fonksiyonu yarıiletkenin iş fonksiyonundan büyüktür. İleri besleme altında elektronlar yarıiletkenden metale kolayca akarken, ters besleme altında metalden elektron akışı Schottky engelini geçebilen elektronlarla sınırlandırılmıştır ve geçen elektronların yoğunluğu yarıiletkenin hacmi içindekinden oldukça küçüktür. Bu nedenle blocking kontak ara yüzeyden yarıiletkenin içine genişleyerek bir kılık bölgesi oluşturan kontak olarak da tanımlanabilir. Blocking kontak üzerinden bir metalden elektron emisyonu ya termoyonik olayla ya da yüksek alanlı tünelleme işlemiyle meydana gelir.

Ohmik kontak, metal ve yarıiletken arasında ihmal edilebilir düzeyde empedansa sahip kontak olarak tanımlanır. İyi bir ohmik kontak yapmanın yolu metal ve yarıiletken arasındaki oldukça fazla katkılandırılmış yarıiletken bölgesi oluşturulmasıdır. Kontakın yakınında ve kontakta serbest taşıyıcı yoğunluğu, yarıiletkenin hacmininkinden çok büyüktür. Genelde metale fazla taşıyıcı enjekte edilmezse düşük alanlarda ohmik iletim meydana gelir ve elektrottan taşıyıcı enjekte edildiğinde veya uzay yük etkisi baskın olduğunda iletim ohmik değildir.



Tünel bölgesinde özel kontak direnci katkı konsantrasyonuna ve  $\phi_{Bn}/\sqrt{N_d}$  çarpanıyla exponansiyel olarak değişmektedir.  $N_d \geq 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  için,  $R_c$  tünel işlemini baskın kılar ve katkı konsantrasyonun artmasıyla hızlıca azalır. Diğer yandan  $N_d \leq 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  için akım termoiyonik emisyonundan dolayıdır ve  $R_c$  temel olarak katkıdan bağımsızdır.

Yalıtkan filmlerde temel olarak beş tip iletim mekanizması vardır. Bunlar Schottky emisyonu, Frenkel-Poole emisyonu, tünel emisyonu, SCL akım ve iyonik iletimdir. Schottky emisyonu termoiyonik emisyonuna benzerdir ve az katkılı yüksek mobiliteli yarıiletkenlerde gözlemlenir. Sıcaklık ve elektrik alan şiddeti elektron emisyonunu meydana getirmede kontrol edici faktörlerdendir. Frenkel-Poole emisyonu; tuzaklardaki elektronların termal uyarma ile yarıiletkenin veya yalıtkanın iletim bandına geçmeleridir. Coulomb potansiyeli nedeniyle tuzak durumları için bu ifade Schottky emisyonuna benzerdir. Fakat  $\sqrt{q/\pi \epsilon_i}$  niceliği pozitif yüklerin hareketsizliğinden dolayı Schottky emisyonuna göre iki kat daha büyük olur. Tünel emisyonu; metal yarıiletken kontaklarda gözlemlenen tünel akımıdır. Tünel akımı çok katkılı yarıiletkenlerde gözlenir. Tünel emisyonu uygulanan elektrik alanına kuvvetli bağlılık gösterirken sıcaklıktan bağımsızdır. SCL akımı, ohmik kontak özelliğinde metal-yarıiletken-metal yapılarında gözlenmektedir. SCL akımı yarıiletkene enjekte edilen taşıyıcılardan kaynaklanır. İyonik iletim temel olarak uygulanan elektrik alanın etkisi ile kusurların sürüklenme hızına bağlılık gösterir. İyonik iletim difüzyon işlemine benzerdir.

Sonuç olarak; metal yarıiletken kontaklar arasındaki akım iletim mekanizmaları temel olarak yarıiletkenin mobilitesine, katkı miktarına, yüzey durumlarına bağlı olarak değişmektedir. Her bir iletim mekanizması belirli sıcaklık ve voltaj sınırları içerisinde geçerlidir. Ancak bu iletim mekanizmaları birbirinden tamamen bağımsız değildir.

## KAYNAKLAR

1. SERİN, N., *Entegre Devreler*, Ankara Üniversitesi Fen Fakültesi Döner Sermaye Yayınları, No:16, Birinci Baskı, Ankara, Türkiye (1975).
2. NEAMEN, A.D., *Semiconductor Physics & Devices*, Second Edition, Irwin, USA (1997).
3. TAYLOR, J.R. ve ZAFARITOS, C., *Modern Physics for Scientists and Engineers*, Prentice-Hall Inc., USA (1991).
4. AYGÜN, E. ve ZENGİN, M., *Kuantum Fiziği*, Ankara Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümü, Ankara (1994).
5. KITTEL, C., *Introduction to Solid State Physics*, 6<sup>th</sup> edition, John Wiley & Sons, Inc., USA (1986).
6. ALLISON, J., *Electronic Engineering Semiconductors and Devices*, McGraw-Hill Book Company (1971).
7. STREETMAN, B.G., *Solid State Electronic Devices*, Hall Inc, Englewood Cliffs (1980).
8. MCKELVEY, J.P., *Solid State and Semiconductor Physics*, Harper and Row, New York (1966).
9. AKSAY, S., *Cu(Zn, Cd)In(S<sub>1-x</sub>Se<sub>x</sub>)<sub>2</sub> Yarıiletken Filmlerinin Bazı Fiziksel Özellikleri*, Yayınlanmamış Doktora Tezi, Osmangazi Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Eskişehir (1996).
10. SINGH, J., *Semiconductor Optoelectronics: Physics and Technology*, McGraw-Hill, Inc., USA (1995).
11. HOOK, J.R. ve HALL, H.E., *Katıhal Fiziği* (Çev: KÖKSAL, F., DİNÇER, M., ALTUNBAŞ, M., BAŞARAN, E.), Literatür Yayınları, İstanbul (1999).
12. BAR-LEW, A., *Semiconductors and Electronics Devices*, 2<sup>nd</sup> edition, Prentice-Hall International, Inc., London (1984).
13. BLAKMORE, J.S., *Solid State Physics*, Second edition, Cambridge University Press, Cambridge (1960).
14. IBACH, H., *An Introduction to Principle of Material Science*, Hans Lüth-2 nd edition, Springer, Berlin (1995).

15. NGUYEN, T.H. ve OLEARY, K.S., *The Dependence of The Fermi Level on Temperture, Doping Consantration, and This Ordered Semiconductor*, Journal of Applied Physics, **88**, (2000).
16. SZE, S.M., *Physics of Semiconductor Devices*, 2<sup>nd</sup> edition, John Wiley and Sons Inc., Canada (1981).
17. KAO., K.C. ve HWANG., W., *Electrical Transport in Solids*, Inter. Series in the Science of The Solid State, (1979).
18. KUL, M., *Cd(In<sub>2</sub> S<sub>3</sub>) S Yariletken Filmlerinin Bazı Fiziksel Özellikleri*, Yayınlanmamış Doktora Tezi, Osmangazi Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Eskişehir (1996).
19. ILICAN, S., *Spray Pyrolysis Yöntemi ile Elde Edilen In Katkılı CdZnS Filmlerin Özellikleri*, Doktora tezi, Anadolu Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Eskişehir (2001).
20. SHUR, M., *Physics Of Semiconductors Devices*, Prentice Hall, Inc., New Jersey, USA(1990).
21. WINFIRE, M., *Electronic Structure of Metal-Semiconductor Contacts*, Dordrecht Kluwer Academic, (1976).
22. HEINE, V., *Theory of Surface States*, Physical Review, **138**, (1965).
23. MANY, A., GOLDSTEIN, Y. ve GROVER, N.B., *Semiconductor Surface*, North-Holland Publishing Company, Amsterdam-London (1971).
24. MILNES, A.G. ve SEUCHT, D.L., *Heterojunction and Metal-Semiconductor Junction*, Carnegie-Mellon University, Pensilvenya, Academic Press, New York (1972).
25. RHODERIC, E.H., *Metal-Semiconductor Contacts*, Clarendon, Oxford (1978).
26. SHARMA, B.L., *Metal- Semiconductor Schottky Barrier Junctions and their Applications*, Plenum Press- New York (1990).
27. ANDREWS, J.M. ve LEPSALTER, M.P., *Reverse Current-Voltage Characteristics Of Metal-Silicide Schottky Diodes*, Solid State Electron., **14**, 1011 (1971).
28. BAYSAL, N., *Yariletken İnce Filmlerde DC İletim Türleri*, Yüksek Lisans Tezi, Anadolu Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Eskişehir (1999).

29. AYBEK, Ş., *Zn(In<sub>2</sub>S<sub>3</sub>)S Yarıiletken Filmlerin Bazı Fiziksel Özellikleri*, Doktora Tezi, Osmangazi Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Eskişehir (1996).
30. SCHWARTZ, G.C., SRIKRISHNAN, K.V. ve BROSS, A., *Handbook of Semiconductor Interconnection Technology*, Marcel Dekker, Inc., New York, USA (1998).
31. WESSELS, B.W. ve CHIN, G.Y., *Advances in Electronic Materials*, American Scociety for Metals, USA (1986).
32. BUNGET, I. ve POPESCU, M., *Physics of Solid Dielectrics*, Elsewier, Amsterdam-Oxford-New York-Tokyo (1984).
33. COUTTS. T.J, *Electrical Conduction in Thin Metal Films*, Elsewier Scientific Publishing Company, London-Amsterdam-Newyork (1974).
34. MOTT, F. N. ve DAVIS, E.A., *Electronic Processes In Non-Crystalline Materials*, Clarendon Press, Oxford (1971).
35. ÇAĞLAR, Y., *CdZnSSe Yarıiletken Filmlerin Bazı Elektriksel Ve Optiksel Özellikleri*, Doktora tezi, Anadolu Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Eskişehir (2001).
36. ZOR, M., *Some Electronic Properties of Thin Films of Polyethylene*, Doktora Tezi., Brunel University, England (1977).
37. ÇAĞLAR, M., *Püskürtme Yöntemiyle Elde edilen In Katkılı ZnO Filmlerin DC ve Optik Özellikleri*, Tezi, Anadolu Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Eskişehir (2002).
38. MADELUNG, O., *Introduction to Solid-State Theory*, Springer-Verlag, Germany (1978).