

**T.C.**  
**FIRAT ÜNİVERSİTESİ**  
**FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**  
**FİZİK BÖLÜMÜ**

**GaP/METAL SCHOTTKY DİYOTUNUN HAZIRLANMASI VE  
ELEKTRONİK ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİ**

**YÜKSEK LİSANS TEZİ**  
**Sevil EROL**

**Anabilim Dalı: Fizik**  
**Programı: Katıhal Fiziği**

**Danışman: Yrd. Doç. Dr. Fethi DAĞDELEN**

**KASIM-2010**

**T.C.**  
**FIRAT ÜNİVERSİTESİ**  
**FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**  
**FİZİK BÖLÜMÜ**

**GaP/METAL SCHOTTKY DİYOTUNUN HAZIRLANMASI VE**  
**ELEKTRONİK ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİ**

**YÜKSEK LİSANS TEZİ**

**Sevil EROL**

**Anabilim Dalı: Fizik**  
**Programı: Katıhal Fiziği**

**Tez Danışmanı: Yrd.Doç.Dr. Fethi DAĞDELEN**  
**Tezin Enstitüye Verildiği Tarih: 13.10.2010**

**KASIM-2010**

**T.C.  
FIRAT ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**GaP/METAL SCHOTTKY DİYOTUNUN HAZIRLANMASI VE  
ELEKTRONİK ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİ**

**YÜKSEK LİSANS TEZİ**

**Sevil EROL**

**(Enstitü No)**

**Tezin Enstitüye Verildiği Tarih:13.10.2010  
Tezin Savunulduğu Tarih: 12.11.2010**

**Tez Danışmanı: Yrd.Doç. Dr. Fethi DAĞDELEN**

**Diğer Jüri Üyeleri: Doç:Dr. Soner ÖZGEN**

**Doç.Dr. Sefa KAZANÇ**

**KASIM-2010**

## ÖNSÖZ

Katıhal fiziği metallerin, yarıiletkenlerin ve yalıtkanların özellikle elektron dağılımından kaynaklanan özelliklerini ele alan; deneyler, uygulamalar ve teorilerin bir arada olduğu bir araştırma alanıdır.

GaP/Metal Schottky Diyotunun Hazırlanması ve Elektronik Özelliklerinin İncelenmesi konulu bu tezde yarıiletkenler, yarıiletkenlerin yapısı, ince film elde etme yöntemi, n-tipi GaP'ın optik özellikleri, metal-yarıiletken diyotlar ve enerji bant yapıları, Ag/GaP Schottky diyotunun hazırlanması ve elektronik özellikleri anlatılmıştır.

“GaP/Metal Schottky Diyotunun Hazırlanması ve Elektronik Özelliklerinin İncelenmesi ” adlı yüksek lisans tezimin hazırlanmasında yardımcı olan danışman hocam Yrd.Doç.Dr. Fethi DAĞDELEN'e, aileme ve emeği geçenlere saygılarımı ve teşekkürlerimi sunarım.

Ayrıca diyot hazırlanmasında, laboratuvarında çalışma imkanı sağlayan Prof. Dr. Fahrettin YAKUPHANOĞLU'na saygı ve şükranlarımı sunarım.

**Sevil EROL**

**Elazığ-2010**

## İÇİNDEKİLER

|                                                                              | <u>Sayfa No</u> |
|------------------------------------------------------------------------------|-----------------|
| ÖNSÖZ .....                                                                  | II              |
| İÇİNDEKİLER .....                                                            | III             |
| ÖZET .....                                                                   | V               |
| SUMMARY .....                                                                | VI              |
| ŞEKİLLER LİSTESİ .....                                                       | VII             |
| SEMBOLLER LİSTESİ.....                                                       | IX              |
| 1. GİRİŞ.....                                                                | 1               |
| 2. YARIİLETKENLER, YARIİLETKENLERİN YAPISI ve OPTİK<br>ÖZELLİKLERİ .....     | 6               |
| 2.1. Katkısız Yarıiletkenler.....                                            | 6               |
| 2.2. Katkılı Yarıiletkenler .....                                            | 7               |
| 2.3. Yarıiletkenlerin Yapısı .....                                           | 9               |
| 2.3.1. n-Tipi Yarıiletkenler .....                                           | 9               |
| 2.3.2. p-Tipi Yarıiletkenler .....                                           | 10              |
| 2.4. Yarıiletkenlerin Optik Özellikleri.....                                 | 11              |
| 2.4.1. Temel Soğurma.....                                                    | 12              |
| 2.4.2. Optik Geçirme .....                                                   | 14              |
| 2.4.3. Yansıma .....                                                         | 15              |
| 2.4.4. Kırılma.....                                                          | 16              |
| 2.4.5. Yarıiletkenlerde Band Geçişleri .....                                 | 18              |
| 2.4.5.1. Doğrudan Band Geçişleri.....                                        | 19              |
| 2.4.5.2. Dolaylı Band Geçişleri.....                                         | 21              |
| 3. METAL-YARIİLETKEN DİYOTLAR ve ENERJİ BAND YAPILARI                        | 23              |
| 3. 1. Schottky Olayı .....                                                   | 23              |
| 3. 2. Metal - Yarıiletken Kontakların Enerji Band Yapıları .....             | 24              |
| 3. 3. Metal–Yarıiletken Kontaklarda Tükenim Bölgesi .....                    | 26              |
| 3. 4. Metal - Yarıiletken Omik Kontaklar .....                               | 28              |
| 3. 5. Metal - Yarıiletken Schottky Diyotları .....                           | 30              |
| 3. 6. Schottky Diyotlarda Akım İletim Yöntemleri ve Akım İletim Teorileri... | 30              |
| 3.6.1. Termoyonik Emisyon Teorisi.....                                       | 31              |

|           |                                                                                       |           |
|-----------|---------------------------------------------------------------------------------------|-----------|
| 3.6.2.    | Difüzyon Teorisi.....                                                                 | 33        |
| 3.6.3.    | Termoiyonik Emisyon-Difüzyon Teorisi .....                                            | 34        |
| <b>4.</b> | <b>MATERYAL ve METOT .....</b>                                                        | <b>37</b> |
| 4.1.      | GaP Numunesinin Özellikleri.....                                                      | 37        |
| 4.2.      | n-Tipi GaP’ın Optik Özelliklerinin İncelenmesi .....                                  | 37        |
| 4.3.      | Ag/GaP Schottky Diyotunun Hazırlanması ve Elektronik Özelliklerinin İncelenmesi ..... | 37        |
| <b>5.</b> | <b>BULGULAR.....</b>                                                                  | <b>38</b> |
| 5. 1.     | n-tipi GaP’ın Optik Özelliklerinin Belirlenmesi .....                                 | 38        |
| 5. 2.     | Ag/GaP Schottky Diyotunun Elektronik Özelliklerinin Belirlenmesi .....                | 41        |
| 5.2.1.    | Akım-Gerilim ( I-V) Ölçümleri.....                                                    | 41        |
| 5.2.2.    | Kapasite- gerilim (C-V) Ölçümleri.....                                                | 45        |
| <b>6.</b> | <b>SONUÇLAR ve TARTIŞMA .....</b>                                                     | <b>48</b> |
|           | <b>KAYNAKLAR.....</b>                                                                 | <b>50</b> |
|           | <b>ÖZGEÇMİŞ .....</b>                                                                 | <b>56</b> |

## ÖZET

Bu çalışmada LEC tekniği ile hazırlanan Galyum Fosfat (GaP) ince filminin optik ve elektriksel özellikleri incelendi. Numunenin optiksel özellikleri soğurma ve transmitans ölçümleri elde edilerek araştırıldı. Bu ölçümlerden GaP ince filminin yasak enerji aralığı 2,24 eV olarak elde edildi. Kırılma indisi - dalga boyu değişimi ve titreşim enerjisi incelendi. Daha sonra yarıiletken tabakanın bir yüzü Alüminyum (Al) kaplandı ve omik kontak hazırlandı. Yarıiletkenin diğer yüzüne ise Gümüş metali buharlaştırıldı ve Schottky kontak hazırlandı. Elde edilen Ag/GaP/Al kontağının I-V ve C-V ölçümleri incelendi. I-V ve C-V grafikleri çizildi. Bu grafikler yardımı ile Schottky Diyotunun idealite faktörü ( $n$ ), engel yüksekliği ( $\phi_B$ ), seri direnci ( $R_S$ ) ve boşluk yoğunluğu ( $N_d$ ) hesaplandı.

**Anahtar kelimeler:** Yarıiletken, Yasak enerji aralığı, Optik özellikler, Schottky diyot.

## SUMMARY

### **Preparation of GaP/Metal Schottky Diode and Investigation of Electronic Properties**

In this study, optical and electrical properties of Gallium Phosphide (GaP) thin film prepared by Liquid-encapsulated Czochralski (LEC) technique were investigated. The optical properties of the sample were investigated by obtain absorption and transmittance measurements. In this measurements GaP thin film band gap was obtained as 2,24 eV. The change of refractive index- wavelength and oscillator energy were investigated. Later, on one surface of semiconductor layer was prepared with Al coating and ohmic contact was prepared. The other surface of semiconductor was prepared by evaporated silver metal and Schottky contact was prepared. I-V and C-V measurements of the Ag/GaP/Al contact were investigated. I-V and C-V diagrams were drawn. Schottky Diode's ideality factor ( $n$ ), barrier height ( $\phi_B$ ), series resistance ( $R_S$ ) and donor concentration ( $N_d$ ) were calculated.

**Key Words:** Semiconductor, band gap, optical properties, Schottky diode.

## ŞEKİLLER LİSTESİ

### Sayfa No

|                                                                                                                                                                                                                                                                                    |    |
|------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| Şekil 2.1. Fosfor atomu katkılanmış bir silisyum örgünün iki boyutlu görünümü .....                                                                                                                                                                                                | 8  |
| Şekil 2.2. Silisyumda katkı enerji düzeyleri. ....                                                                                                                                                                                                                                 | 9  |
| Şekil 2.3. Bir n-tipi yarıiletkenin yapısı ve enerji bandı .....                                                                                                                                                                                                                   | 10 |
| Şekil 2.4. Bir p-tipi yarıiletken ve enerji bandı .....                                                                                                                                                                                                                            | 11 |
| Şekil 2.5. (a) Fotonun enerjisi, $h\nu$ , yarıiletkenin yasak enerjisinden büyük olmak<br>şartıyla tek bir foton bir elektronu valans bandına uyarmaya muktedir. (b)<br>Tersine bir iletkenlik elektronu bir boşlukla bileşerek enerjisi, $h\nu$ , olan bir<br>foton üretir . .... | 11 |
| Şekil 2.6. (a) Bir yarıiletkende temel soğurma olayı, (b) Bir yarıiletkende temel<br>soğurma spektrumu .....                                                                                                                                                                       | 14 |
| Şekil 2.7. 300K de GaSe ince filminden alınan optiksel geçme ve yansıma<br>diyagramı .....                                                                                                                                                                                         | 15 |
| Şekil 2. 8. Işık dalgasının yansıması, kırılması ve emilmesi .....                                                                                                                                                                                                                 | 16 |
| Şekil 2. 9. Işığın kırılması .....                                                                                                                                                                                                                                                 | 17 |
| Şekil 2. 10. Elektromanyetik dalgalar ve ışık dalgaları spektrumu .....                                                                                                                                                                                                            | 18 |
| Şekil 2. 11. Bir yarıiletkende doğrudan bant geçişi .....                                                                                                                                                                                                                          | 20 |
| Şekil 2. 12. (a) Bir yarıiletkende bantlar arası izinli dolaylı geçişi, (b) bantlar arası<br>izinsiz dolaylı geçiş, .....                                                                                                                                                          | 21 |
| Şekil 3. 1. Metal yüzey ve boşluk arasındaki enerji band diyagramı . ....                                                                                                                                                                                                          | 24 |
| Şekil 3. 2. Metal n-tipi yarıiletken doğrultucu kontağın enerji band diyagramı . ....                                                                                                                                                                                              | 26 |
| Şekil 3.3. Farklı besleme şartları altında metal n-tipi yarıiletkenin enerji band diyagramı<br>a) termal denge b) doğru besleme c) ters besleme .....                                                                                                                              | 28 |
| Şekil 3.4. Metal n-tipi yarıiletken omik kontak enerji band diyagramı; a) kontak<br>önce, b) kontak sonra, c) $V<0$ olması durumunda enerji band diyagramı,<br>d) $V>0$ olması durumunda enerji. ....                                                                              | 29 |
| Şekil 3.5. Schottky diyotunun enerji bant diyagramı a) n-tipi Schottky diyot b) p-tipi<br>Schottky diyot .....                                                                                                                                                                     | 30 |
| Şekil 3. 6. Doğru besleme altında dört temel taşıyıcı mekanizması .....                                                                                                                                                                                                            | 31 |
| Şekil 3.7. Metal-yarıiletken engel için uzaklığa karşı elektron potansiyel enerjisi $q\psi(x)$<br>eğrisi .....                                                                                                                                                                     | 35 |

|                                                                                                                            |    |
|----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| <b>Şekil 5. 1.</b> GaP için transmitansın dalgaboyuna göre değişimi. ....                                                  | 39 |
| <b>Şekil 5.2.</b> GaP'ın Reflektans Spektrumu .....                                                                        | 39 |
| <b>Şekil 5.3.</b> GaP'ın soğurma katsayısının dalgaboyuna göre değişimi. ....                                              | 40 |
| <b>Şekil 5.4.</b> $(\alpha h\nu)^2$ 'nin $h\nu$ 'ye göre değişimi.....                                                     | 40 |
| <b>Şekil 5.5.</b> GaP'ın kırılma indisinin dalgaboyuna göre değişimi. ....                                                 | 41 |
| <b>Şekil 5.6.</b> Ag/GaP Schottky Diyotunun akım gerilim değişimi. ....                                                    | 43 |
| <b>Şekil 5.7.</b> Ag/GaP Schottky Diyotunda $\ln J$ -V değişimi .....                                                      | 43 |
| <b>Şekil 5.8.</b> Ag/GaP Schottky Diyotunda $dV/d\ln I$ -I değişimi .....                                                  | 44 |
| <b>Şekil 5.9.</b> Ag/GaP Schottky Diyotunda $H(I)$ -I değişimi.....                                                        | 44 |
| <b>Şekil 5.10.</b> Ag/GaP Schottky Diyotunda 5kHz-300 kHz aralığında C-V değişimi.....                                     | 46 |
| <b>Şekil 5.11.</b> Ag/GaP Schottky Diyotunda 400 kHz-1 MHz aralığında C-V değişimi .....                                   | 46 |
| <b>Şekil 5.12.</b> Ters belsime altında Ag/GaP Schottky Diyotunda 5kHz -1MHz aralığında<br>C-V değişimi .....              | 47 |
| <b>Şekil 5.13.</b> Ters belsime altında Ag/GaP Schottky diyotunda 5kHz -1MHz aralığında<br>C <sup>-2</sup> -V grafiği..... | 47 |

## SEMBOLLER LİSTESİ

|              |                                         |
|--------------|-----------------------------------------|
| $E_f$        | : Fermi enerjisi                        |
| $E_g$        | : Yasak enerji aralığı                  |
| $n$          | : Elektron yoğunluğu                    |
| $p$          | : Boşluk yoğunluğu                      |
| $n_i$        | : Doğal taşıyıcı yoğunluğu              |
| $\Delta E$   | : Aktivasyon enerjisi                   |
| $E_v$        | : Valans bandı maksimum enerji seviyesi |
| $E_a$        | : İletim bandı minimum enerji seviyesi  |
| $E_b$        | : Alıcı enerji                          |
| $\sigma$     | : Elektriksel iletkenlik                |
| $\mu$        | : Hareketlilik (mobilité)               |
| $\nu$        | : Fotonun frekansı                      |
| $\lambda$    | : Dalga boyu                            |
| $h$          | : Planck sabiti                         |
| $c$          | : Işığın boşlukta yayılma hızı          |
| $k$          | : Dalga vektörü                         |
| $I$          | : Geçen ışığın şiddeti                  |
| $I_0$        | : Gelen ışığın şiddeti                  |
| $A$          | : Soğurganlık                           |
| $\alpha$     | : Lineer soğurma katsayısı              |
| $d$          | : Kalınlık                              |
| $T$          | : Işığın geçirmesi (Transmittance)      |
| $R$          | : Işığın yansımaları (Reflectance)      |
| $v$          | : Katılarda e.m.d yayılma hızı          |
| $\mu_0$      | : Manyetik geçirgenlik                  |
| $\epsilon$   | : Dielektrik sabiti                     |
| $\phi_m$     | : Metalin iş fonksiyonu                 |
| $\phi_s$     | : Yarıiletkenin iş fonksiyonu           |
| $\phi_{Bn}$  | : Engel yüksekliği                      |
| $\Delta\phi$ | : Engel yüksekliğinin minimumu          |
| $\epsilon_s$ | : Yarıiletkenin dielektrik sabiti       |

|              |                                                          |
|--------------|----------------------------------------------------------|
| $\epsilon_0$ | : Serbest uzayın dielektrik sabiti                       |
| $Q_{ss}$     | : Yarıiletkenin yüzey yük yoğunluğu                      |
| $Q_{sc}$     | : Yarıletkendeki uzay yük yoğunluğu                      |
| $\chi$       | : Elektron alınganlığı                                   |
| $J$          | : Akım yoğunluğunun büyüklüğü                            |
| $V_{bi}$     | : Hacimsel potansiyel (veya $V_d$ =difüzyon potansiyeli) |
| $U(x)$       | : Potansiyel enerji                                      |
| $N_a$        | : Alıcı atomların konsantrasyonu                         |
| $N_d$        | : Verici atomların konsantrasyonu                        |
| $g_e$        | : Elektron durum yoğunluğu                               |
| $g_h$        | : Boşluk durum yoğunluğu                                 |
| $R_s$        | : Diyot seri direnci                                     |
| $n$          | : İdealite faktörü                                       |

## 1. GİRİŞ

Metal-yarıiletken kontakların elektriksel iletkenlik özelliklerinden yeterince faydalanmak, uygun kontaklar hazırlanarak uygun elektronik devrelerde kullanmak için karakteristiklerinin iyi bilinmesi gerekir. Üretilen bir devre elemanının istenilen performansta çalışabilmesi, devre yapısına ait bütün özelliklerinin bilinmesi ve doğabilecek olumsuzlukların giderilmesine bağlıdır. Bu nedenle yarıiletken teknolojisinde, temel elektronik yapı elemanlarının fiziksel ve elektronik özelliklerini araştırmak önem taşımaktadır. Bu alanda yıllardır çeşitli yarıiletken elemanlarından üretilen metal-yarıiletken yapıların araştırılması devam etmektedir. Araştırmaların bir bölümü yeni yarıiletken malzemelerin hazırlanması yönünde gelişirken bir bölümü de bu yarıiletkenlerin elektronik özelliklerinin belirlenmesi ve bu özelliklerden faydalanılarak yeni metal-yarıiletken devre elemanları geliştirmeyi amaçlar. Elde edilen devre elemanları performansı ve verimi artırmaktadır[1].

İlk metal-yarıiletken yapı, nokta kontak diyotlardır. Bu yapılar yarıiletken malzemenin yüzeyine ince sivriltilmiş bir iletken telin kontak haline getirilmesiyle elde edilmiştir. Daha sonra bu kontaklar geliştirilmiş ve ilk olarak metal-yarıiletken yapılar arasında oluşan potansiyel engelinin uygulanan gerilimle değişimi Walter Schottky tarafından açıklandığı için Schottky kontaklar olarak adlandırılmıştır. Schottky kontaklar, metal-yarıiletken eklemine üzerinde daha homojen kontak potansiyeli ve akım dağılımı elde etmek için yarıiletken yüzeyine sınırlı alanda metal buharlaştırarak oluşturulan düzlemsel kontaklardır. Schottky diyotların nokta kontak diyotlara göre avantajları, daha düşük seri direnç ve yüksek kapasitelere sahip olmalarıdır. Bunların akım kazancı fazla ve anahtarlanma hızları pn eklemlerine göre daha etkilidir. Bu nedenle pn eklemlerine göre avantajları fazladır[1, 2].

Metal-yarıiletken kontakların diğer önemli uygulama alanı ise bütün aktif yarıiletken devre elemanlarında kullanılan doğrultucu olmayan; yani omik kontaklardır [3].

Schottky yapıları üzerinde yapılan teorik çalışmalar teknolojik çalışmalardan daha sonra olmuştur. İlk defa Schottky, metal-vakum sistemlerde imaj kuvvetten dolayı engel alçalmasının elde edilmesini buldu [4]. Bundan yaklaşık 50 yıl sonrada 1964'te metal yarıiletken kontaklarda, bu durum doğrulanabilmiştir [5]. 1930'lu yıllarda enerji engelinden taşıyıcı difüzyonu olayını esas alan doğrultma teorisi Schottky ve Spence tarafından geliştirilmiştir [6]. Bir yıl sonra Wilson MS diyotlar için, kuantum mekaniksel

tünelleme teorisini geliştirmiş ve doğrultma için ters polariteyi açıklamıştır [7]. Crowel ve Sze, Schottky'nin difüzyon ve Bethe'nin termoiyonik emisyon teorilerini, tek bir teori(Emisyon-Difüzyon teorisi) olarak ortaya koymuşlardır [8]. Schottky diyotlar üzerinde daha sonraki yıllarda bir çok çalışmalar yapılmıştır. Örneğin Cowley ve Sze farklı metallerle yapılan Schottky diyotların engel yüksekliklerinin bu kontak metallerinin iş fonksiyonlarına bağlılığını araştırmışlar ve yarıiletken yüzeyindeki yüzey hallerinden dolayı Schottky engel yüksekliğinin metalin iş fonksiyonundan bağımsız olduğu sonucuna varmışlardır [9]. Card ve Rhoderick arayüzey hal yoğunluğunu belirleyip, arayüzey hal yoğunluğunun ve aryüzey tabakasının I-V karakteristiklerinin idealite faktörü üzerine etkilerini açıklamışlardır [10]. Chattopadhyay ve Kumar Metal/SiO<sub>2</sub>/p-Si Schottky engel diyotlarında, aryüzey tabakasının tuzak yoğunluğunun değerini farklı bir metot kullanarak hesaplamışlardır [11].

Schottky engel diyotlarda elektriksel iletkenlik, çoğunluk taşıyıcıları ile sağlandığından ve rekombinasyon olayı olmadığından bunlar yüksek frekanslarda ve düşük düz beslemde çalışabilen diyotlardır. GHz mertebesinde anahtarlama hızına sahiptirler. Bu da Schottky engel diyotların optoelektronikte, telekomünikasyon alanında ve taşınabilir telefonlarda kullanılma ihtimalini arttırmıştır [12]. Ayrıca, bu yapılar birçok karmaşık devre elemanlarının oluşturulmasındada kendine yer bulmaktadırlar.

Schottky diyot yapılarının doğasının anlaşılması için yapılan birçok teorik ve deneysel çalışma vardır. Bunlar, yüzey halleri üzerine teorik çalışma [13], arayüzeyinin elektronik yapısı [14, 15] arayüzey halleri [16, 17], arayüzey hallerinin enerji dağılımının belirlenmesi [18] ve arayüzey tabakasının akım akışına karşı gösterdiği davranış üzerine [1, 19] gibi çeşitli çalışmalardır. Metal- yarıiletken kontakların başka devre elemanlarıyla birlikte kullanımı, kontak yapımı sırasında yüzeyde oluşan doğal oksit tabakası üzerine yapılan çalışmalar [20]. Bu yapıların oda sıcaklığında [21-23] ve sıcaklığın fonksiyonu olarak karakteristiklerinin değişimi incelenmiştir [1, 8, 24, 25].

Bu çalışmalara ilaveten, bu diyotlardaki seri direnç etkisi ilk olarak Norde tarafından ideal diyot için önerilmiştir [26]. Daha sonra ideal ve ideal olmayan diyotlar için Cheung tarafından doğru beslem I-V karakteristikleri kullanılarak Schottky diyotlarda engel yüksekliği, idealite faktörü ve seri direnci hesaplamak için farklı bir hesaplama modeli daha ileri sürülmüştür [27]. Bunların yanı sıra, seri direnç üzerine başka çalışmalar da mevcuttur [28, 29]. Seri dirence ilaveten paralel (shunt) direnç de incelenmiştir [32-34].

C-V yani kapasitans- gerilim ölçümleri de yapılmıştır [16, 35-38]. Ayrıca C-V ölçümlerinden paralel direnç yanında artık kapasitans, seri direnç, derin seviyeler ve arayüzey hallerinin hesaplamaları da yapılmıştır. Bütün bu konular üzerine Tung'un da 2001 yılında Schottky diyotlar üzerine yayınladığı geniş bir çalışmada mevcuttur [39].

Metal-yarıiletken kontakların çoğu doğrultucu kontaklardır. Orta ölçüde doping yapılmış yarıiletkenler için engel yüksekliği üzerinde akım iletimi, yeni Schottky kontakların I-V karakteristikleri, etkin engel yüksekliği  $\Phi_b$  ve idealite faktörü  $n$  diye adlandırılan iki sabit parametreyle tanımlanır. Engel yüksekliğinin inhomojenliğinden dolayı bu iki parametrenin diyottan diyota farklılık gösterebileceği, Mönch tarafından ortaya atılmıştır [40]. Bu bulgular, Tung'un teoriksel sonuçlar üzerinde kurulan inhomojen Schottky kontakların sayısal simülasyonları ile açıklanmıştır. Metal-yarıiletken kontakların homojen engel yükseklikleri yalnız Schottky engellerinin imaj-kuvvet alçalması için idealite faktör karakteristik değeri olan  $n = 1,01$ 'e etkin engel yüksekliğinin doğrusal bir extrapolasyonu ile ifade edilmiştir.

Çok itinalı bir fabrikasyon yapılmadıkça, metal ve yarıiletken arasında ince arayüzey doğal oksit tabakasının oluşması kaçınılmazdır. Böyle yalıtkan bir tabaka Schottky diydunun metal-arayüzey tabakası–yarıiletken MIS diydutuna çevirir ve arayüzey tabakası da ek bir alan oluşumuna sebep olan gerilimle arayüzey durum yükünün değişimi gibi diyd karakteristikleri üzerinde kuvvetli etkisi olabilir. Diğer taraftan, yarıiletkenin nötral bölgesindeki  $R_s$  seri direnci, Schottky engel diydunun beklenen I-V karakteristiklerinden farklılık göstermesinde önemli rol oynar. Metal-yarıiletken kontaktaki arayüzey durumları ve arayüzey tabakasının Schottky engel yüksekliğinin belirlenmesinde önemli rol oynarlar [1, 9, 27].

Çetinkara ve arkadaşları, Au/n-Si Schottky diydotlarında, kontakdan önce yüzeyde oluşan doğal oksidin diyd karakteristikleri üzerine etkisini araştırmışlardır [20]. Omik kontakdan sonra numuneyi parçalara bölerek, bunlardan bir parçasına hiç bekletilmeden Schottky kontak yapıp, referans numune ile bu numuneleri engel yükseklikleri bakımından karşılaştırmışlar ve yarıiletken yüzeylerin hava ortamında kalma süreleri arttıkça, engel yükseklikleri de artarak, referans numunenin engel yüksekliğine yaklaştığını kaydetmişlerdir.

İdeal Schottky kontakların engel yükseklikleri uygulanan gerilime bağlıdır. Bu kontakların idealite faktörü 1,01 olarak bulmuşlar. Engel yüksekliğini Ag için 0,82 eV ve Pb için 0,73 eV bulmuşlar ve MIGS(metal induced gap states) metal yüklü ara durumları

teorisini uygulayarak, ideal Schottky kontakların engel yüksekliklerini metal ve yarıiletken elektronegatifliklerinin farkının bir fonksiyonu olarak doğrusal bir şekilde değiştiğini gözlemlemişlerdir [40].

Schottky diyotlar sinyal karıştırıcı, foto-dedektör yapımında ve Alan Etkili Transistör FET (Field Effect Transistor) lerde kullanılmaktadır. Eklem FET yani JFET (Junction FET) de denilen FET’lerde Gate terminalli p-n eklemden yapılmıştır. Bu da JFET’lerin anahtarlama hızının yavaş olmasına neden olur. Diğer FET’lere nazaran bu terminal için Schottky engeli kullanıldığından daha avantajlı bir hal almaktadır. Bu FET’ler; MESFET, MISFET ve MOSFET’ler sırasıyla Metal Yarıiletken FET (Metal Semiconductor FET), Metal Yalıtkan FET (Metal Insulator Semiconductor FET) ve Metal Oksit Yarıiletken FET (Metal Oxide Semiconductor FET) şeklinde belirtilirler. FET’ler üç terminalden ibarettir. Bunlar, kapı (Gate), Kaynak (Source) ve Kanal (Drain)’dır. FET’in akım enjeksiyonu kaynaktan, akımın toplanması kanaldan ve akımın kontrolü de kapıdan yapılır. Bu yüzden Schottky Engeli ve Schottky Engel diyotların karakterizasyonları büyük önem arz eder [2].

Elektronik devre elemanları teknolojisinde metal-yarıiletken kontaklar oldukça önemli bir yere sahiptir. Bu tür yapılardan güneş pilleri, metal-yarıiletken alan etkili transistörler (MESFET), Schottky diyotlar (SD), ışık yayan diyot (LED), yarıiletken detektörler, varaktörler ve mikro dalga devre elemanları gibi birçok elektronik devre elemanı üretilmektedir [2].

III-V grubu bileşiklerin ilki InP bileşiği olarak bulundu. Daha sonra Huggens, (III-a) ile (V-a) grubu elementler arasında ikili bileşikler oluşturdu. 1929 yılında InSb, GaSb, GaAs, GaP, AlSb, AlAs, AlP ve AlN bileşikleri oluşturuldu. III-V grubu bileşikler, küçük enerji aralığına, yüksek elektron hızlarına ve direkt band yapılarına sahip olmalarından ötürü, yarıiletkenlerin yeni bir ailesi olarak önem kazandı. Bu yarıiletkenlerin kullanımı ile silisyum devre elemanlarının sahip olmadığı üstün nitelikli devre elemanları gerçekleştirildi. Bu devre elemanları kullanılarak, ileri teknolojik aygıtlar üretildi [41]. Ayrıca III-V grubu yarıiletkenlerden yapılan Schottky diyotların elektronik durumları ve arayüzey durumlarına dislokasyonların etkileri incelendi [42]. Bu alanda yapılan çalışmalarla diyot, transistör gibi devre elemanlarında sağlanan gelişmeler yarı iletken teknolojisine büyük katkılar kazandırmış ve entegre devre teknolojisi gelişmiştir [43].

Bu çalışmamızda kullanılan III-V grubu kükürt[S] katkılanmış n tipi GaP numunesi LEC (Liquid Encapsulated Czochralski) yöntemiyle [100] doğrultusunda büyütülmüş olup numunenin optik özellikleri incelenerek bazı optik sabitleri hesaplandı. Daha sonra numunenin bir yüzeyine Al buharlaştırarak omik diğer yüzeyine Ag(Gümüş) buharlaştırılarak doğrultucu kontaklar hazırlandı. Elde edilen Ag/GaP/Al yapıların akım-gerilim (I-V), kapasite-gerilim (C-V) ölçümleri oda sıcaklığında gerçekleştirildi. I-V ve C-V ölçümlerinden faydalanılarak diyot parametrelerinden idealite faktörü(n), potansiyel engel yüksekliği( $\phi_{Bn}$ ), seri direnci( $R_s$ ), difizyon potansiyeli ( $V_0$ ) ve donör yoğunluğu ( $N_d$ ) hesaplandı.

## 2.YARIİLETKENLER, YARIİLETKENLERİN YAPISI ve OPTİK ÖZELLİKLERİ

Yarıiletkenler genel olarak iki grupta sınıflandırılabilir; bunlardan ilki periyodik tablonun IV. Grubunda bulunan element yarıiletkenlerdir. Diğeri ise III ve V. Grup elementlerin bileşimi ile oluşan bileşik yarıiletken malzemelerdir. II ve VI. Grup elementlerinin birleşmesinden de yarıiletkenler meydana gelebilir. . Tek cins atomların birleşmesiyle oluşan element malzemelere örnek silisyum (Si) ve ve Germanyum (Ge)'dur. III ve V. Grup elementlerin bileşimi ile oluşan yarıiletkenlere indiyum antimonit ve galyum arsenit örnek verilebilir. II ve VI.grup elementlerinin bileşimi ile oluşan yarıiletkenlere ise çinko sülfid ve kadmiyum sülfid örnek verilebilir [44, 45].

Üç elementin bileşimi ile üçlü bileşikler oluşturabiliriz. Bunlara örnek olarak  $Al_xGa_{1-x}As$ 'i verebiliriz, burada X en düşük atom numaralı element bileşeninin kesrini göstermektedir. Seçilen malzemelerin özelliklerine bakılarak daha karmaşık bileşikler de oluşturmak mümkündür [44].

Yasak Enerji aralığı elektronların işgal edemeyeceği enerji seviyesi bölgesidir. Yarı iletkenlerde dolu valans (değerlik) bandı ile boş iletim bandı arasındaki enerji aralığı 4eV'tan küçüktür. İletkenlerde yasak enerji aralığı yoktur. Yalıtkanlarda ise yasak enerji aralığı yarıiletkenlerin yasak enerji aralığından büyüktür [46].

En yüksek işgal edilmiş enerji bandı mutlak sıfırda tamamen doludur. Bu, kovalent bağlanmadan sorumlu elektronları içerdiği için, değerlik bandı olarak bilinir. En düşük işgal edilmemiş enerji bandı iletkenlik bandı olarak bilinir [47].

### 2.1. Katkısız Yarıiletkenler

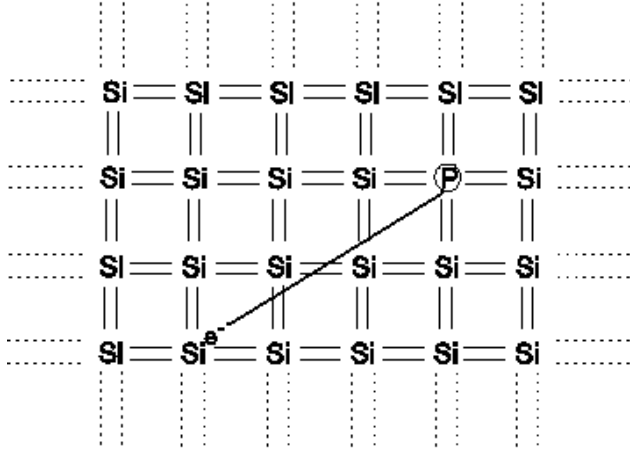
Safsızlık veya örgü kusuru içermeyen bir yarıiletken malzeme katkısız (intrinsic) yarıiletken olarak adlandırılır [48]. Katkısız bir yarıiletkende mutlak sıfır sıcaklığında yük taşıyıcıları yoktur, fakat sıcaklık yükseldikçe yarıiletkendeki elektronlar termal uyarılmayla değerlik bandından iletim bandına geçerler ve geride boşluklar bırakırlar. Bunların oluşturduğu iletkenliğe katkısız iletkenlik denir. Katkısız bir yarıiletkenlerde, iletkenlik bandındaki elektronların yoğunluğu değerlik bandındaki boşlukların yoğunluğuna eşittir. Çünkü bir elektron termal uyarma sonucu daima geride bir boşluk bırakarak iletim bandına geçer. Bu malzemelerde, elektrik alan ve termal enerji etkisiyle uyarılan elektronlar yasak enerji aralığını atlayarak iletim bandına geçerler ve böylelikle

iletimi sağlarlar [46]. Katkısız yarıiletkenlere örnek olarak Germanyum (Ge) ve Silisyum (Si) verilebilir.

## 2.2. Katkılı Yarıiletkenler

Bir yarıiletkendeki yük taşıyıcılarının sayısı uygun safsızlıkların yarıiletkenin kristal örgüsü içine ilave edilmesi ile artırılabilir. Safsızlık ilavesi ile kristaldeki elektron veya boşluk yoğunluğu değiştirilebilir. Bir yarıiletkende çoğunluk taşıyıcıları elektronlar azınlık taşıyıcıları boşluklar olursa bu tür yarıiletkenler n-tipi yarıiletken, çoğunluk taşıyıcıları boşluklar ve azınlık taşıyıcıları elektronlar olursa bu tür yarıiletkenler ise p tipi yarıiletken olarak adlandırılırlar.

Katkısız bir yarıiletken safsızlık atomlarıyla katkılılandırıldığında, malzemenin mevcut elektronik durumları değişir ve yarıiletkenin özelliğinde önemli değişiklikler oluşur. Bu özellikler safsızlıklara bağlı olduğundan, malzeme katkılı (extrinsic) yarıiletken olarak adlandırılır. Safsızlık atomlarıyla meydana gelen iletkenliğe de katkılı iletkenlik denir. Örneğin, IV. grup elementi olan silisyum (Si), V. grup elementi olan arsenik (As) atomu ile katkılılandırıldığında, As atomunun en dış yörüngesinde bulunan 5 elektrondan 4 tanesi, Silisyumun atomuyla kovalent bağ yaparlar. Geride kalan bir elektron ise zayıf bağlı olarak kalır. Katkılanan As atomu serbest elektron vermek suretiyle akıma katkı sağlar. Bu durumda çoğunluk taşıyıcıları elektronlar olduğundan bu tip yarıiletkenlere, n-tipi yarıiletken malzemeler denir. Eğer, Si kristali, III. grup elementi olan bor (B) atomu ile katkılanırsa, bor atomunun en dış yörüngesinde bulunan 3 elektron, Si kristalinin dört serbest elektronun üçü ile bağ yapar.

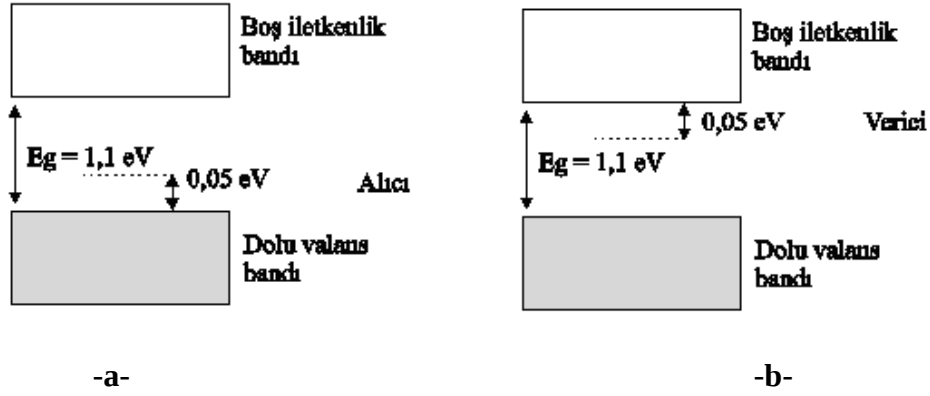


**Şekil 2.1.** Fosfor atomu katkılanmış bir silisyum örgünün iki boyutlu görünümü  
[44]

Silisyum ile bor atomu arasında bir bağ boşa kalır, bu boş bağ pozitif yük taşıyıcısı olarak davranır ve iletim boşluklar tarafından sağlanmış olur. Bu durumda, çoğunluk taşıyıcıları boşluklar olduğundan bu tür malzemelere p-tipi yarıiletkenler denir [49, 50].

Fosfor periyodik cetvelde silisyuma komşudur ve bu yüzden ikisinin arasında bir elektron kadar fark vardır. Fosforun beş tane, silisyumun da dört tane değerliklik elektronu vardır. Fosforun beş elektronundan dördü kovalent bağlanmaya karışır, ancak artan bir elektron boşa kalır. Bağlanma sırasında bir elektronu artan atomlara verici (donor) safsızlık atomları denir [51].

Dört tane değerliklik elektronu olan silisyum, üç değerlikli Al, Ga, In gibi atomlarla bağ yaparsa bir elektron boşluğu oluşur. Bu tür safsızlık atomlarına da alıcı safsızlık atomları denir [51].



**Şekil 2.2.** Silisyumda katkı enerji düzeyleri. Verici durumlar iletkenlik bandının biraz altında, alıcı durumlar valans bandının biraz yukarısında yer alırlar. Şekilde kesikli çizgiler katkı enerji düzeylerini gösterir [49].

Bir yarıiletkene bir elektrik alan uyguladığımızda elektronlar bir yöne boşluklar ise zıt yöne doğru hareket ederler. Bu iki takım parçacık zıt yüklere sahip olduklarına göre, toplam akım elektron ve boşluk akımlarının toplamına eşittir. Toplam iletkenliği;

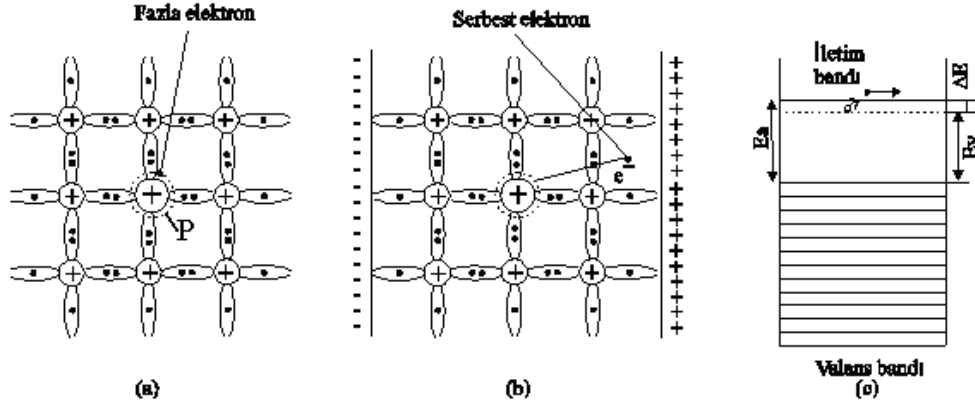
$$\sigma = |e| (n \mu_e + p \mu_p) \quad (2.1)$$

olarak yazabiliriz. Burada  $p$  boşlukların konsantrasyonu  $n$  elektronların konsantrasyonu,  $\mu_e$  ve  $\mu_p$  sırasıyla elektronların ve boşlukların mobiliteleridir [50].

## 2.3. Yarıiletkenlerin Yapısı

### 2.3.1. n-Tipi Yarıiletkenler

V. grup elementi P'un 5 valans elektronu vardır. P atomu IV. grup elementinin örgü yapısına girerse bu katkı elementinin 4 adet kovalent bağının dışında, çevresinde bir adet fazla elektron oluşur. Bu elektronun  $E_v$  enerjisi, enerji aralığının üstünde iletim bandına yakındır, dolayısıyla  $\Delta E = E_a - E_v$  kadar çok az bir enerji ile boş iletim bandına geçerek iletkenlik sağlar. Elektriksel alan etkisinde iletim bandına geçen elektron artı elektroda doğru hareket ederek yük taşır. Bu nedenle bu tür yarıiletkenlere n-tipi yarıiletken denir [46].

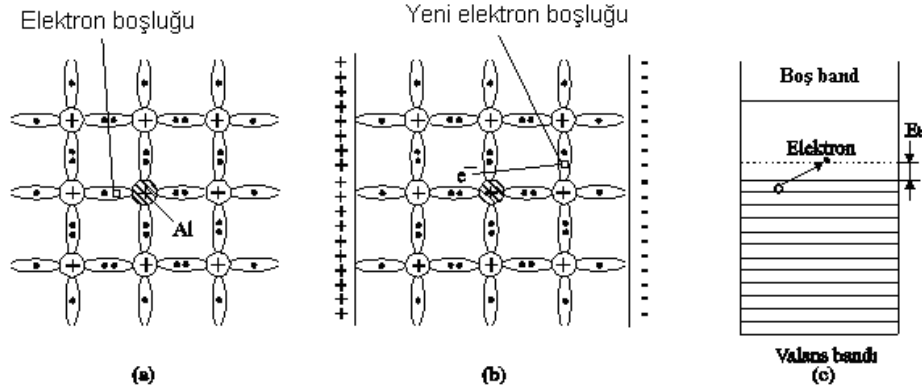


**Şekil 2.3.** Bir n-tipi yarıiletkenin yapısı ve enerji bandı [46]

Burada açıkça görüldüğü gibi geçilmesi gereken  $\Delta E$  enerji basamakları  $E_a$  enerji aralığına oranla çok küçüktür. Silisyuma katılan fosforun çevresindeki elektron 0,044 eV gibi çok küçük bir enerji ile iletim bandına geçerek iletim sağlar [46].

### 2.3.2. p-Tipi Yarıiletkenler

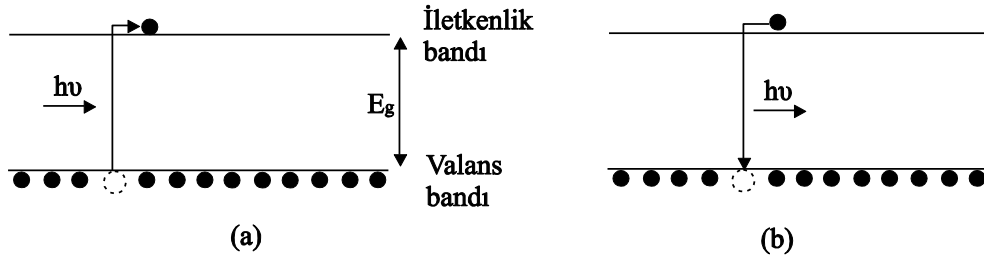
III. grup elementi Al'un üç valans elektronu vardır, IV grup elementlerine katı eriyiği oluşturacak şekilde katılırsa bu elementlerinin sahip olacağı 4 kovalent bağdan birinde bir elektron eksik olacaktır. Al atomunun çevresinde bir elektron boşluğu, enerji bandı diyagramında da bir boş enerji düzeyi vardır. Bu düzeye bandın içinden bir elektron yerleştirebilmek için  $E_b$  kadar bir enerji vermek gerekir. III. grup elementine alıcı element,  $E_b$  enerjisine de alıcı enerjisi denir. Alan etkisinde eksi yönde bir kovalent bağdan koparak eksi yönden gelen bir elektron Al atomu çevresindeki elektron boşluğuna yerleşir ve Al atomu eksi yüklü iyonla dönüşür. Kendi kovalent bağından ayrılarak gelen elektron eksi kutup yönünde bir elektron boşluğu bırakır. Bu durumda başlangıçta mevcut olan elektron boşluğu alan etkisinde eksi kutba doğru yer değiştirmiş olur. Boşluğun konumu artı kutuptan eksi kutba doğru hareket ettiğinden buna artı yük taşıyıcı ve oluşan yarıiletken p-tipi yarıiletken denir. Gerçekte hareket eden parçacık elektrondur. Si içindeki Al atomunun  $E_b$  alıcı enerjisi 0,057 eV. [46].



p-tipi yarıiletken

Şekil 2.4. Bir p-tipi yarıiletken ve enerji bandı [46]

## 2.4. Yarıiletkenlerin Optik Özellikleri



Şekil 2.5. (a) Fotonun enerjisi,  $h\nu$ , yarıiletkenin yasak enerjisinden büyük olmak şartıyla tek bir foton bir elektronu valans bandına uyardır. (b) Tersine bir iletkenlik elektronu bir boşlukla bileşerek enerjisi,  $h\nu$ , olan bir foton üretir [50].

Bir yarıiletken üzerine foton gönderildiğinde; atomların elektronları ile fotonların etkileşmesi sonucu soğurma (absorption), geçirgenlik, yansımaya ve kırılma gibi bazı optik olaylar meydana gelir. Bir fotonun soğurulması veya geçirilmesi, fotonun enerjisine, yarıiletkenin yasak enerji aralığına ve atomların dizilişine bağlıdır [52, 53].

Fotonun enerjisi tamamen elektrona aktarılmıştır ve bu enerji elektrona yeteri kadar enerji sağlayarak iletkenlik bandına çıkmasını ve valans bandında arkasında bir boşluk bırakmasını temin etmiştir (Şekil 2.5.). Fotonun malzeme tarafından tamamen absorblandığını söyleyebiliriz. Buradaki ana şart fotonun enerjisinin en az yarıiletkenin yasak enerjisine eşit olmasıdır. Fotonun frekansı  $\nu$  ve dalga boyu  $\lambda$  olduğuna göre enerji;

$$E = h\nu = \frac{hc}{\lambda} \quad (2.2)$$

olarak ifade edilir. Minimum frekans,  $\nu_{\min}$ , maksimum dalgaboyu,  $\lambda_{\max}$  ise,

$$\nu_{\min} = \frac{c}{\lambda_{\max}} = \frac{E_g}{h} \quad (2.3)$$

olarak verilir. Burada  $c$  ışık hızıdır. Bu işlem fotoiletkenlik olarak bilinir, çünkü uygun dalgaboyundaki bir ışık birçok iletkenlik elektronu ve boşluğu iletir, böylece dikkate değer miktarda iletkenliği artırır. Bunun tersi işlemde gerçekleşir, yani, iletkenlik bandındaki bir elektron valans bandındaki boşlukla birleşerek, sahip olduğu enerjiyi foton halinde salar. Bu da ışık salan diyotların (LED, light-emitting diodes) ve yarıiletken lazerlerin temelini oluşturur. Şunu da belirtmek gerekir ki bütün yarıiletkenler ışık üretme kapasitesine sahip değildir. Bunun sebebi, kristaldeki elektronların ve boşlukların özellikleri  $E$  enerjisi ve  $k$  dalga vektörü ile belirlenir. Bir elektron ve boşluk ancak bu iki büyüklük korunursa birleşirler (Dalga vektörü kristal momentumu olarak atfedilir, böylece enerji ve momentum korunması gerekli büyüklüklerdir). Uygun frekanstaki foton enerjisinin korunumunu sağlar, çünkü uygun frekansta fotonun dalga vektörü ihmal edilebilir ve elektronun dalga vektörünü etkilemez. Bunun neticesi olarak, ışık salma işlemi, eğer elektron en düşük iletkenlik enerji halinde, boşluk ise en yüksek valans enerji halinde bulunuyorsa gerçekleşir. Bu özellikleri gösteren bazı yarıiletkenler, GaAs, InSb ve InAs'dır. Bu malzemeler direkt yasak enerjili malzemeler olarak adlandırılırlar. Si ve Ge gibi yarıiletkenler bu şartı sağlamazlar. Bunun neticesi olarak, indirekt yasak enerjili olarak bilinen bu malzemeler ışık salmazlar, dolayısıyla LED yapımında veya yarıiletken lazer üretiminde kullanılmazlar [50].

#### 2.4.1. Temel Soğurma

Soğurma bir malzemenin içerisindeki elektriksel yüklerin malzeme üzerine düşürülen elektromanyetik dalgalarla etkileşmesi sonucunda ortaya çıkan enerji kaybı olarak tanımlanmaktadır.  $d$  kalınlığında herhangi bir materyal, elektromanyetik dalga ile etkileştiğinde, soğurma;

$$I = I_0 e^{-\alpha d} \quad (2.4)$$

eşitliği ile verilir. Burada  $I_0$ ; malzeme üzerine gönderilen elektromanyetik dalganın şiddetini,  $I$ ;  $d$  kalınlığındaki materyalden geçen elektromagnetik dalganın şiddetini ve  $\alpha$ ; soğurma katsayısını ifade etmektedir. Soğurmanın maksimum olduğu durumda numuneyi

geçen ışının şiddeti sıfır  $I = 0$  olacaktır. Soğurma(A=absorption) ve soğurma katsayısı( $\alpha$ ),

$$A = \log_{10} \left( \frac{I_0}{I} \right) \quad (2.5)$$

$$\alpha = 2.303 \frac{A}{d} \quad (2.6)$$

eşitliği ile bulunur. Soğurma katsayısı,  $\alpha$ , elektromagnetik dalğanın dalgaboyuna, malzemenin yoğunluğuna ve malzemenin yasak enerji aralığına bağlı olarak değişir [52, 54-56].

Soğurma işleminde enerjisi belli bir foton bir elektronu düşük enerji seviyesinden daha yüksek bir enerji seviyesine uyarır. Bu yüzden bu spektrumda mümkün olan tüm geçişler, yarıiletkenin yasak enerji aralığı ve band tipi hakkında bilgi verebilir. Yarıiletkenlerin band yapılarını belirlemek için en yaygın ve belkide en basit metot, temel soğurma yöntemidir [54].

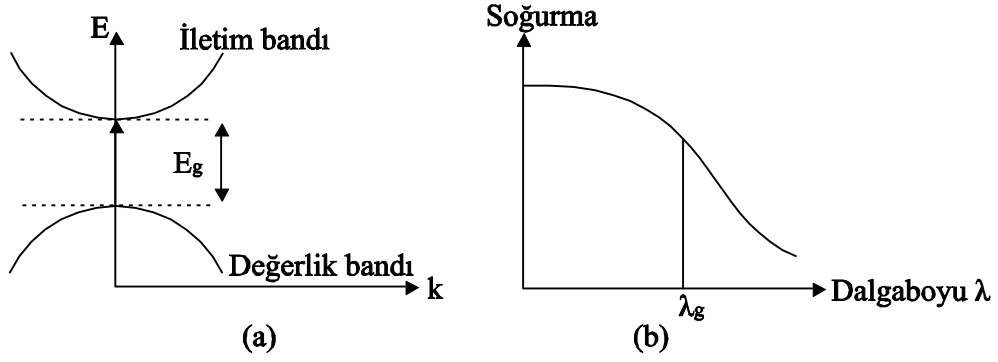
Soğurma olayında, yarıiletken malzeme üzerine gelen bir foton enerjisi, yarıiletkenin yasak enerji aralığına eşit veya ondan daha büyük olduğunda, yarıiletkenin değerlik bandındaki bir elektron bu fotonu soğurur ve elektron değerlik bandından iletim bandına geçer. Temel soğurma olayında frekansı  $\nu$  olan bir fotonun enerjisi  $h\nu$  olmak üzere;

$$h\nu \geq E_g \quad (2.7)$$

$$E_g = \frac{hc}{\lambda_g} \quad (2.8)$$

şeklindedir.  $\lambda_g$  yarıiletkenin yasak enerji aralığının enerji değerine karşılık gelen fotonun dalgaboyunu,  $h$  Planck sabitini,  $c$  ise ışığın boşluktaki hızını göstermektedir. Bu dalgaboyu değerinden daha küçük dalgaboylu fotonlar yarıiletken tarafından soğurulurken, daha büyük dalgaboylu fotonlar soğurulmadan geçerler [52, 57, 58].

Gelen ışının soğurma sınırı fotonun  $\nu$  frekansında gerçekleşir ve  $\nu \geq E_g/h$  frekansı soğurma sınırı olarak adlandırılır. Değerlik ve iletim bantları arasındaki geçişler soğurma kenarına yol açar ve direkt geçişler için yasak enerji aralığının altında soğurma olayı beklenmez [52, 54, 59].

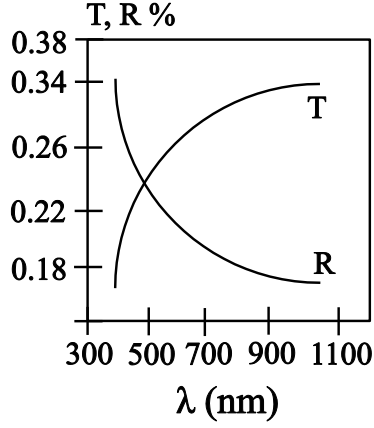


**Şekil 2.6.** (a) Bir yarıiletkende temel soğurma olayı, (b) Bir yarıiletkende temel soğurma spektrumu

Yarıiletken numunenin bant yapısını öğrenmenin en basit yolu soğurma spektrumlarını çekmektir. Yarıiletken maddelerin bant yapısı gereği gelen ışının soğurulması farklı şekillerde gerçekleşmektedir. Bunlar; temel soğurma olayı, eksitonların soğurması, serbest taşıyıcıların soğurması, katkı atomlarının (impurity) soğurması, sıcak elektron (hot electron) yardımıyla soğurma, eşelektronik tuzaklara (iso electronic trap) bağlı soğurma, alıcı-verici arası geçişler, bant içi (intraband) geçişler ve örgü soğurmasıdır [54].

#### 2.4.2. Optik Geçirme

Malzeme üzerine gönderilen fotonlar bir elektronu daha yüksek bir enerji seviyesine uyarmak için yeterli enerjiye sahip değillerse, soğurulma yerine geçirilirler ve malzeme saydam olarak davranır. Bu yüzden yarıiletkenler kısa dalga boylu fotonlar için soğurucu, çok uzun dalgaboylu fotonlar için ise saydamdırlar. Bir fotonun soğurulması veya geçirilmesi, fotonun enerjisine, yarıiletkenin yasak enerji aralığına ve atomların dizilişine bağlıdır [52, 53, 60].



**Şekil 2.7.** 300K de GaSe ince filminden alınan optiksel geçme ve yansım diyagramı [61].

Geçirme (transmittance);

$$T = \frac{1 - R^2 \exp^{-\alpha d}}{1 - R^2 \exp^{-2\alpha d}} \quad (2.9)$$

eşitliği ile verilir. Burada d film kalınlığı,  $\alpha$  soğurma katsayısı, R ise yansımadır.  $\alpha$  ve A;

$$\alpha = \frac{2,3026 \log\left(\frac{1}{T}\right)}{d} \quad (2.10)$$

$$A = \log\left(\frac{1}{T}\right) \quad (2.11)$$

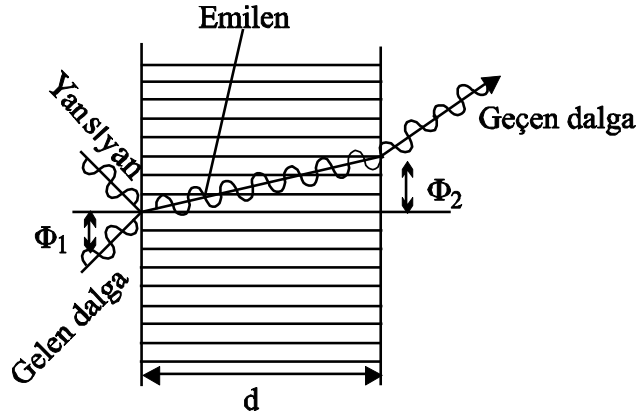
şeklinde verilebilir [62].

$E = \frac{hc}{\lambda}$  formülüne göre düşük dalga boyunda enerji fazladır ve malzeme üzerine gönderilen foton elektronu daha yüksek bir enerji seviyesine uyarabilir ve soğurma durumu olur. Eğer fotonun dalga boyu büyükse, foton elektronu daha yüksek bir enerji seviyesine uyarmak için yeterli enerjiye sahip olmaz ve bu durumda geçirme söz konusudur.

#### 2.4.3. Yansım

Yansım malzeme yüzeyine çarpan ışık dalgalarının geriye doğru yayılmasıdır. Yansım oranı R, yansıyan ışığın şiddeti I'nın malzemenin yüzeyine gelen ışığın şiddeti  $I_0$ 'a oranıdır.

$$R = \frac{I}{I_0} \quad (2.12)$$



Şekil 2. 8. Işık dalgasının yansıması, kırılması ve emilmesi [46]

R yansıma oranı n kırılma indisine bağlıdır.

$$R = \left( \frac{n-1}{n+1} \right)^2 \quad (2.13)$$

Bu bağıntıdan görüldüğü gibi kırılma indisi arttıkça yansıma oranı da artar [46].

#### 2.4.4. Kırılma

Işığın boşlukta yayılma hızı  $c$ 'nin, malzeme içinde yayılma hızı  $g$ 'ye oranına kırılma indisi denir.

$$n = \frac{c}{g} \quad (2.14)$$

Elektromanyetik dalgaların boşlukta yayılma hızı boşluğun manyetik geçirgenliği  $\mu_0$  ile dielektrik geçirgenliği  $\epsilon'$ 'a aşağıdaki şekilde bağlıdır.

$$c = (\mu \cdot \epsilon)^{-1/2} \quad (2.15)$$

Gazlarda, sıvılarda ve saydam katılarda radyasyon dalgalarının yayılma hızı  $g$ , ortamın manyetik geçirgenliği  $\mu'$  ve dielektrik geçirgenliği  $\epsilon'$  arasında benzer bağıntı vardır.

$$g = (\mu' \cdot \epsilon')^{-1/2} \quad (2.16)$$

Kırılma indisinin tanımından;

$$n = \frac{c}{g} = \left( \frac{\mu' \varepsilon'}{\mu_o \varepsilon_o} \right)^{1/2} = (\mu \varepsilon)^{1/2} \quad (2.17)$$

Burada  $\mu$  ve  $\varepsilon$  sırası ile bağıl manyetik geçirgenlik ve bağıl dielektrik geçirgenliğidir. Doğadaki cisimlerin büyük bir kısmı manyetik olmadığından  $\mu = 1$  'dir, buna göre;

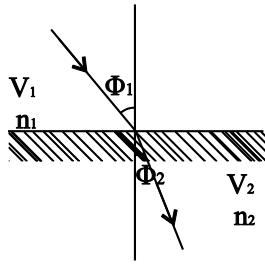
$$n^2 = \varepsilon \quad (2.18)$$

olur. Bu bağıntıdan görüleceği gibi bu optik özellik cismin dielektrik özellikleri ile yakından ilgilidir [46]. k tükenim katsayısı olmak üzere;

$$k = \frac{\alpha \lambda}{4\pi} \quad (2.19)$$

şeklindedir. Dielektrik sabiti;

$$\varepsilon = \varepsilon_1 + i\varepsilon_2 \quad (2.20)$$



Şekil 2. 9. Işığın kırılması [46]

$$\varepsilon_1 = n^2 - k^2 \quad (2.21)$$

$$\varepsilon_2 = 2nk \quad (2.22)$$

olur [38]. Burada  $\varepsilon_1$  dielektrik sabitinin reel kısmı  $\varepsilon_2$  dielektrik sabitinin sanal kısmı Optik malzemenin kırılma indisi;

$$n = \frac{1 + R^{\frac{1}{2}}}{1 - R^{\frac{1}{2}}} \quad (2.23)$$

dir. Ayrıca kırılma indisi ile e.m.d'nin hızı arasındaki ilişki aşağıdaki gibi verilir.

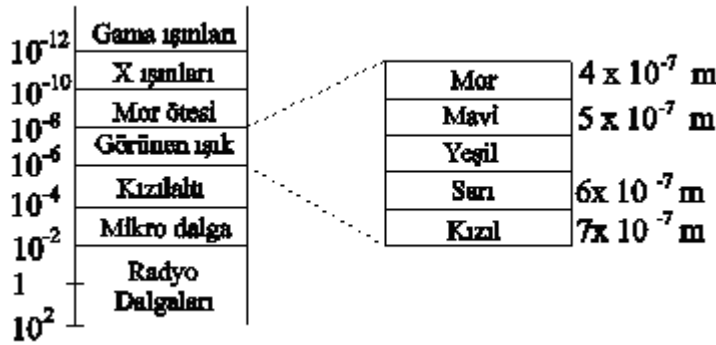
$$n_1 g_1 = n_2 g_2 \quad (2.24)$$

Kırılma indisi gelen dalgaların enerjisine ve yayıldığı ortamın yoğunluğuna bağlıdır. Yüksek enerjili dalgalar malzeme içindeki elektronlar ve elektriksel kutup çiftleri ile daha şiddetli etkileşeceğinden hızlarında azalma daha büyük olur. Ayrıca ortamın

yoğunluğu yüksek olur ve büyük atom numaralı elemanlar içerirse elektron yoğunluğu artar, dolayısıyla ışık dalgaları ile etkileşme daha şiddetli olur ve bunun sonucu kırılma indisi artar [46].

#### 2.4.5. Yarıiletkenlerde Band Geçişleri

Elektromanyetik dalgaların dalga boyları geniş bir spektruma yayılır. Spektrumun bir ucunda çok uzun dalga boylu enerji dalgaları ( $10^2$  m), diğer ucunda çok kısa dalga boylu  $\gamma$  ışınları ( $10^{-12}$  m) bulunur. Görünür ışık dalgaları  $4-7 \times 10^{-7}$  m gibi çok dar bir bölge içindedir [46].



Şekil 2. 10. Elektromanyetik dalgalar ve ışık dalgaları spektrumu [46]

Görünür ışık dalgaları spektrumu belirli dalga boylarına sahip değişik renkleri içerir. En uzun dalga boylu kızıl ışık  $7 \times 10^{-7}$  m bir uçta, en kısa dalga boylu mor ışık  $4 \times 10^{-7}$  m diğer uçtadır. Kızıl ışığın altında gözle görülmeyen düşük enerjili kızıl altı ışınları, mor ışığın ötesinde yine gözle görülmeyen yüksek enerjili morötesi ışınları bulunur. Yani görünür bölge 400-700 nm arasındaki bölgedir [46].

Yarıiletkenler, morötesi, görünür bölge veya kızılötesine yakın spektrum bölgelerinde temel soğurma sınırına sahiptirler. Soğurma sınırının nedeni malzemenin temel bant aralıklarında optik geçişlerin olmasıdır. Bantlar arası soğurma, katı bir maddenin bantları arasında elektronların optik geçiş yaparak uyarılmasıdır. Bu işlemin tersine, yani elektronların uyarılma durum bantlarından foton salarak geri gelmesi işlemine ise bantlar arası ışıma denir. Bantlar arası soğurma, kuantum mekaniğindeki ışık-madde etkileşiminin, katılarda bant geçiş durumlarına uygulanmasıyla anlaşılır. Bir atomun enerji

seviye diyagramı, o atomun kuantum enerji seviyelerinden (kesikli enerji seviyeleri) oluşur. Bu seviyeler arasındaki optik geçişler, soğurma (absorbance) ve yayılma (emission) spektrumlarında düz ve net çizgiler meydana getirirler [51].

Bantlar arasındaki enerji boşluğu yasak enerji aralığı olarak adlandırılır ve  $E_g$  olarak gösterilir. Seçim kurallarına bağlı olarak bantlar arası optik geçiş olur. Geçiş esnasında, bir elektron düşük enerjili banttan yüksek enerjili banda foton soğurarak atlar. Bu geçiş sadece, düşük enerjili bandın ilk durumunda bir elektron varken meydana gelir. Pauli dışlama prensibi ise, üst enerji bandındaki son durumun boş olmasını sağlar. Bantlar arası geçişlere enerji korunum kuralı uygulanırsa;

$$E_f = E_i + h\nu \quad (2.25)$$

eşitliği elde edilir. Burada  $E_i$  alt banttaki elektronun enerjisi,  $E_f$  üst banttaki son durumun enerjisi,  $h\nu$  ise soğrulan fotonun enerjisidir [52].

Temel soğurma sınırında yarıiletkenlerde, doğrudan bant geçişi ve dolaylı bant geçişi olmak üzere iki tür geçiş olayı vardır. Bant kuyukları (tail) arasında da geçişler olabilir [54].

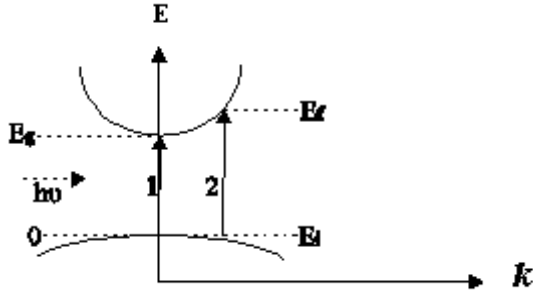
#### 2.4.5.1. Doğrudan Band Geçişleri

İletim bandının minimumu ile değerlik bandının maksimumu enerji-momentum uzayında aynı  $k$  değerinde ise  $\Delta k = 0$  bu tür geçişlere doğrudan bant geçişi denilmektedir [54].

Direkt bant geçişinde değerlik bandında bulunan bir elektron, yarıiletkenin yasak enerji aralığına eşit veya bu değerden daha büyük olan bir fotonu  $h\nu \geq E_g$  soğurarak iletkenlik bandına geçer. Bu geçiş sonrasında değerlik bantta bir boşluk meydana gelir. Geçiş sırasında elektronlar dalga vektörlerini değiştirmezler ve  $k = 0$  'da momentumu korunur. Momentum korunumu;

$$\hbar\vec{k}_e + \hbar\vec{k}_h = 0 \quad (2.26)$$

şeklindedir. Burada  $k_e$  ve  $k_h$  sırasıyla elektrona ve boşluğa eşlik eden dalga vektörleridir. Eşitliklerde  $h$  Planck sabiti olup,  $\hbar = \frac{h}{2\pi}$  'dir. Doğrudan bant geçişlerinde enerji de korunmaktadır. ZnS, GaAs, CdS, CdSe ve InSb gibi yarıiletken malzemeler direkt bant yapısına sahiptirler [52, 63, 64].



**Şekil 2. 11.** Bir yarıiletkenin doğrudan bant geçişi [54]

Doğrudan bant geçişi gelen fotonun enerjisinin, yarıiletkenin enerji aralığına eşit olduğu durumda Şekil 2.11’de 1 geçişi olarak; gelen fotonun enerjisinin, yarıiletkenin enerji aralığından büyük olduğu durumda Şekil 2.11.’de 2 geçişi olarak görülmektedir [54].

$E_i$  ilk durum,  $E_f$  son durum enerji seviyesi ise, bu durum;

$$E_f = h\nu - |E_i| \quad (2.27)$$

ile ifade edilir. Parabolik bantlarda ise;

$$E_f - E_g = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_e^*} \quad (2.28)$$

ve

$$E_i = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_h^*} \quad (2.29)$$

yazılabilir. Burada;  $m_e^*$  elektronun etkin kütesini,  $m_h^*$  holün etkin kütesini göstermektedir. (2.28) ve (2.29) denklemleri (2.27) denkleminde yerine yazılırsa;

$$h\nu - E_g = \frac{\hbar^2 k^2}{2} \left( \frac{1}{m_e^*} + \frac{1}{m_h^*} \right) \quad (2.30)$$

elde edilir. Doğrudan geçişlerde eksiton oluşumu veya elektron-hol etkileşimi dikkate alınmazsa soğurma katsayısı  $\alpha$ , gelen fotonun enerjisine;

$$\alpha h\nu = A^* h\nu - E_g \quad (2.31)$$

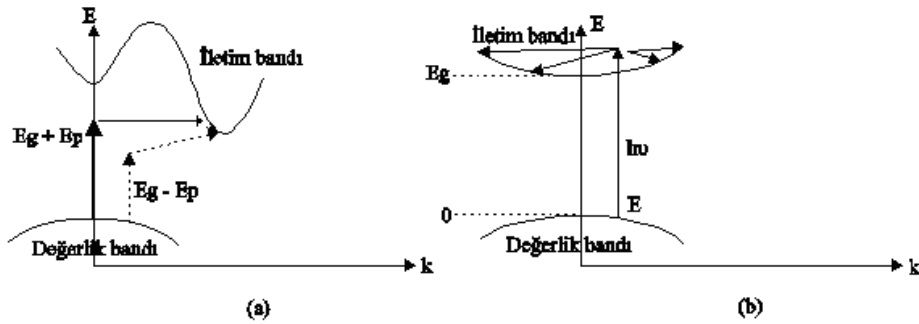
ifadesiyle bağlıdır. Buradaki  $A^*$  değeri;

$$A^* \approx \frac{q^2 \left( 2 \frac{m_h^* m_e^*}{m_h^* + m_e^*} \right)^{\frac{3}{2}}}{nc \hbar^2 m_e^*} \quad (2.32)$$

ile verilir.  $n$  değeri ise izinli doğrudan geçişler için  $\frac{1}{2}$ , izinsiz doğrudan geçişler için ise  $\frac{3}{2}$  değerlerini alabilen bir sabittir [54, 65].

#### 2.4.5.2. Dolaylı Band Geçişleri

Yarıiletkende iletim bandının minimumu ile değerlik bandının maksimumu enerji-momentum uzayında aynı  $k$  değerine karşılık gelmiyorsa  $\Delta k \neq 0$  bu tür geçişlere dolaylı bant geçişi denilmektedir.



Şekil 2. 12. (a) Bir yarıiletkende bantlar arası izinli dolaylı geçişi, (b) bantlar arası izinsiz dolaylı geçiş [54]

Dolaylı geçişlerde enerji korunur, fakat momentum korunumu için bir fononun salınımı veya soğurulması gereklidir. Bu iki geçiş,

$$h\nu_e = E_f - E_i + E_p \text{ (fonon salınımı için)} \quad (2.33)$$

$$h\nu_a = E_f - E_i - E_p \text{ (fonon soğurulması için)} \quad (2.34)$$

ile verilir. Fonon soğurmalı geçiş için soğurma katsayısı,

$$h\nu > E_g - E_p \text{ durumu için;}$$

$$\alpha_a(h\nu) = \frac{A(h\nu - E_g - E_p)^n}{\exp\left(\frac{E_p}{kT}\right) - 1} \quad (2.35)$$

ile verilir. Fonon salınımlı geçiş için soğurma katsayısı,  $h\nu > E_g + E_p$  durumu için;

$$\alpha_e \propto \frac{A \exp\left(-\frac{E_g + E_p}{kT}\right)}{1 - \exp\left(-\frac{E_p}{kT}\right)} \quad (2.36)$$

ile verilir. Burada, dolaylı vadiler arası dolaylı geçişlerde  $n = 2$ , doğrudan vadiler arası dolaylı geçişlerde  $n = 3$  alınır. Hem fonon salınımı hem de fonon soğurulmasının olması durumunda,

$$\alpha \propto \alpha_a \propto \alpha_e \quad (2.37)$$

ile verilir.  $\alpha_a$  ve  $\alpha_e$  soğurma katsayıları sıcaklığa bağlıdır.

### 3. METAL-YARIİLETKEN DİYOTLAR ve ENERJİ BAND YAPILARI

#### 3. 1. Schottky Olayı

Metal boşluk sisteminde Fermi seviyesinden boşluk düzeyine bir elektron geçirmek için gerekli minimum enerji iş fonksiyonu olarak tanımlanır. Bu enerji Fermi düzeyi ve boşluk düzeyi arasındaki enerji farkıdır. İş fonksiyonu  $\phi_m$  ile tanımlanır [1, 2, 66-69].

Metalden  $x$ -uzaklığındaki bir elektron metal yüzeyi üzerinde pozitif bir yük oluşturur. Elektron ve oluşturduğu bu pozitif yük arasındaki çekme kuvveti,  $-x$  noktasına yerleşmiş eşit pozitif yük ve elektron arasındaki var olan kuvvete eşittir. Bu pozitif yük hayali yük gibi davranır ve aralarındaki çekici kuvvet de hayali kuvvet olarak adlandırılır. Bu kuvvet;

$$F = -q^2 / 4\pi\epsilon_0 (2x)^2 = -q^2 / 16\pi\epsilon_0 x^2 \quad (3.1)$$

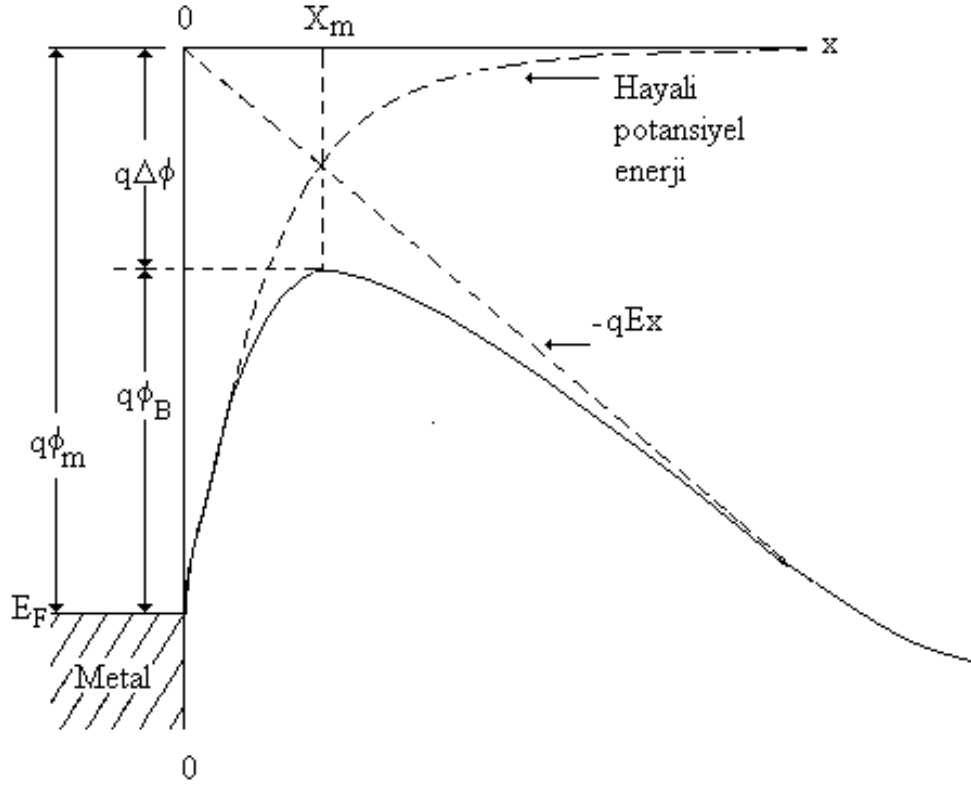
ile verilir. Burada  $\epsilon_0$  serbest uzayın dielektrik sabitidir. Sonsuzdan  $x$  noktasına bir elektronu getirmek için yapılan iş;

$$\int_{+\infty}^x F dx = q^2 / 16\pi\epsilon_0 x \quad (3.2)$$

ile verilir [1, 2, 28, 29]. Bu enerji, Şekil 3.1. de görüldüğü gibi metal yüzeyinden  $x$ -uzaklığında bir elektronun potansiyel enerjisini gösterir ve  $x$ -ekseninden aşağıdaki bir bölgeden ölçülür.  $E$  dış alanı uygulandığı zaman toplam potansiyel enerji  $U$ ; uzaklığın fonksiyonu olarak ( $x$ -ekseninden aşağıdaki bölgede)

$$U(x) = q^2 / 16\pi\epsilon_0 x + qxE \quad (3.3)$$

olarak verilir. Schottky engelini minimumu  $\Delta\phi$  ve minimum yerleşimi  $X_m$ ;



**Şekil 3. 1.** Metal yüzey ve boşluk arasındaki enerji band diyagramı [1, 2, 67, 69].

$$d[U(x)]/dx = 0 \quad (3.4)$$

eşitliği kullanılarak,

$$X_m = \sqrt{(q/16\pi\epsilon_0 E)} \quad (3.5)$$

ve

$$\Delta\phi = \sqrt{(qE/4\pi\epsilon_0)} = 2EX_m \quad (3.6)$$

olarak bulunur.

Schottky engelinin minimumunun uygulanan gerilimle artması veya azalması Schottky olayı olarak adlandırılır [1, 2, 68, 69].

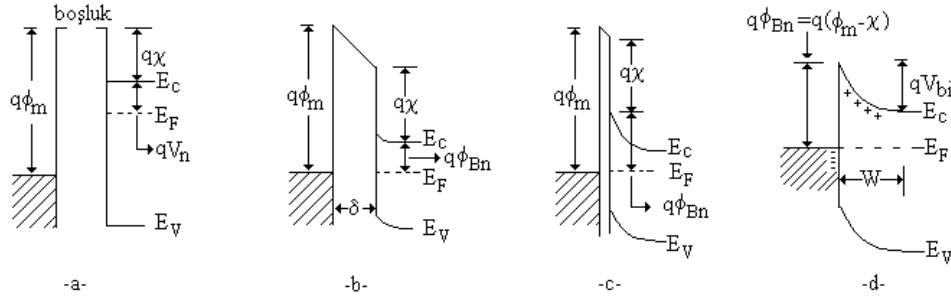
### 3. 2. Metal - Yarıiletken Kontakların Enerji Band Yapıları

İki iletken madde kontak haline getirildiğinde aralarındaki yük alışverişinden sonra, yeni denge durumu meydana gelir ve her iki iletkenin Fermi enerji seviyeleri eşitlenir. Bu kural sadece iki iletken arasında değil, bir iletken ve bir yarıiletken arasındaki kontak

durumunda da oluşur. Metal-yarıiletken kontaklar, metalin ve yarıiletkenin iş fonksiyonlarına ( $\phi_m$ ,  $\phi_s$ ) bağlı olarak, omik yada doğrultucu (Schottky) kontak olmak üzere iki kısımda incelenir [1, 68-70].

p-tipi yarıiletken-metal kontaklarda  $\phi_m < \phi_s$  ise doğrultucu kontak, eğer  $\phi_m > \phi_s$  ise omik kontak oluşur. n-tipi yarıiletken-metal kontaklarda ise  $\phi_m > \phi_s$  durumunda doğrultucu kontak ve  $\phi_m < \phi_s$  ise omik kontak oluşur. Omik kontaklarda akım taşıyıcıları her iki yönde kolayca hareket ederken, doğrultucu kontak durumunda bir yönde kolayca hareket eder ters yöndeki geçişleri kontakla oluşan bir potansiyel engeli ile karşılaşır. Bu durum her iki maddenin elektronik enerji band diyagramları ile yakından ilişkilidir. Bir metal bir yarıiletken ile kontak oluşturulduğu zaman, Fermi enerji seviyeleri arasında termal denge kuruluncaya kadar enerji bandlarında değişim oluşur. Bu olayı açıklamak için, metal ve n-tipi yarıiletken göz önüne alalım. Metalin iş fonksiyonu  $\phi_m$ , yarıiletkenin iş fonksiyonu  $\phi_s$ , bir elektronun vakum seviyesi ile iletkenlik bandının en düşük kenarı arasındaki fark olarak bilinen yarıiletkenin elektron yatkınlığı  $\chi$  ve  $\phi_m > \phi_s$  olsun. Metal ile yarıiletken temas haline getirilirken yarıiletkenin iletim bandındaki metal elektronlarından daha yüksek enerjili olan elektronlar, metal ve yarıiletkenin fermi seviyeleri aynı düzeye gelene kadar metal içine akar. Yarıiletkendeki elektronlar metale akarken geride iyonize olmuş boşluklar bırakırlar ve yarıiletkende bulunan serbest elektronların konsantrasyonu azalır. Böylece her iki materyalin Fermi seviyeleri eşitlenir ve yarıiletkenin iletkenlik bandı ile valans bandında bükülmeler olur. Valans bandı kenarı ( $E_v$ ) ile iletkenlik bandı kenarı ( $E_c$ ) birlikte aynı bükülmeye uğrarlar. Bantlardaki bükülme miktarı iki iş fonksiyonu arasındaki farka eşittir [1, 2, 68-70]. Şekil 3.2.'de metal-yarıiletken sistemin Fermi enerji seviyelerinin dengeye gelmeleri durumunda n-tipli yarıiletkenin enerji bandında oluşan değişimler görülmektedir [1, 2, 68, 69]. Şekil 3.2.a'da metal ve yarıiletken kontak halinde değildir. Bu nedenle sistem dengede bulunmamaktadır ve yarıiletkenin Fermi seviyesi metalin Fermi seviyesinden  $\phi_m - \phi_s$  kadar yukarıdadır.

Metalle yarıiletken arasında yük alışverişi tamamlandıktan sonra yarıiletkendeki Fermi seviyesi, metal ve yarıiletkenin iş fonksiyonlarının arasındaki farka eşit bir azalma gösterir ve metalin Fermi seviyesiyle dengeye gelir (Şekil 3.2. b, c). Yarıiletkenin Fermi seviyesindeki değişme potansiyel enerji cinsinden  $[q\phi_m - q(\chi + V_n)]$  değerine eşittir. Burada  $V_n$  iletkenlik bandı ile Fermi seviyesi arasındaki farktır.



**Şekil 3. 2. Metal n-tipi yarıiletken doğrultucu kontağın enerji band diyagramı [1].**

Bu değer kontak potansiyeli olarak adlandırılır.  $q\chi$  ise, bir elektronun iletim bandının altından boşluk düzeyine çıkabilmesi için gereken potansiyeldir.  $\delta$  aralığının azalması ile artan negatif yük metalde yığılır. Bu yüke eşit ve zıt pozitif yük ise yarıiletkende oluşur (Şekil 3.2.d). Düşük taşıyıcı konsantrasyonundan dolayı bu pozitif yük yarıiletken yüzeyi kenarındaki engel bölgesi üzerinde yığılır.  $\delta$  aralığının büyüklüğü atomlar arası mesafe ile karşılaştırılabilir bir büyüklüğe indiğinde enerji aralığı elektronların geçişine izin verir ve limit durumu oluşur. Şekil 3.2.d’de görüldüğü gibi engel yüksekliği  $q\phi_{Bn}$ ;

$$q\phi_{Bn} = q(\phi_m - \chi) \quad (3.7)$$

değerini alır. Bu Schottky ve Mott eşitliği olarak bilinir [68]. Engel yüksekliği  $q\phi_{Bn}$ , metalin iş fonksiyonu  $q\phi_m$  ile yarıiletkenin  $q\chi$  potansiyel enerjisi arasındaki farktır. p-tipli bir yarıiletken ile metal kontak arasındaki engel yüksekliği

$$q\phi_{Bp} = E_g - q(\phi_m - \chi) \quad (3.8)$$

ile verilir. n ve p-tipli alt tabaka üzerindeki engel yüksekliğinin toplamı aşağıdaki ifadedeki gibi yasak enerji aralığına eşit olacaktır.

$$q(\phi_{Bn} + \phi_{Bp}) = E_g \quad (3.9)$$

### 3. 3. Metal–Yarıiletken Kontaklarda Tükenim Bölgesi

Metal-yarıiletken kontaklarda denge durumunda, bazı elektronların termal yolla kazandıkları enerji elektronların potansiyel engelini aşmasına yetebilecek büyüklükte olduğu zaman kontakten eşit ve zıt yönde bir  $I_0$  sızıntı akımı geçer (Şekil 3.3.a). Bu durumda net akım sıfırdır. Şayet yarıiletkene  $-V$  gerilimi uygulanırsa yani doğru önbesleme yapılırsa, metalden yarıiletkene geçen elektronlar için engel yüksekliği

değişmez ve bu nedenle bu elektronlar için oluşturulacak akım da değişmez. Fakat yarıiletken tarafında iletkenlik bandı  $qV_F$  kadar azalacaktır ve tükenim bölgesi (Schottky bölgesi) genişliği azalır (Şekil 3.3.b). Dolayısıyla metalden yarıiletkene doğru akan akım  $\exp(qV_F/kT)$  faktörü kadar artacaktır.

Yarıiletken tarafına  $+V$  gerilimi uygulandığında yani ters önbesleme uygulandığında iletkenlik bandı  $qV_R$  kadar alçalır ve yarıiletken tarafındaki engel yüksekliği  $qV_R$  kadar artarken tükenim bölgesi de genişler (Şekil 3.3.c). Oluşan net akım sadece sızıntı akımı olan  $-I_o$  değerindedir [68].

Bir metal ile bir yarıiletken birleştirildiğinde, yük düzenlenmesi neticesinde kontağın metal ve yarıiletken tarafında pozitif ve negatif yük dağılımı meydana gelir. Yarıiletken tarafında toplanan pozitif yüklere uzay yükü ve metal tarafında biriken negatif yüklere de yüzey yükü denir. Bu yüklerden dolayı kontak bir kapasite olarak davranır. Bu kapasite uygulanan gerilimle değiştiği için gerilim kontrollü kapasitör olarak adlandırılır. Metal-yarıiletken kontak için tükenim tabakasının genişliği  $W$ ;

$$W = \sqrt{[(2\varepsilon_s/qN_d)(V_d - V - kT/q)]} \quad (3.10)$$

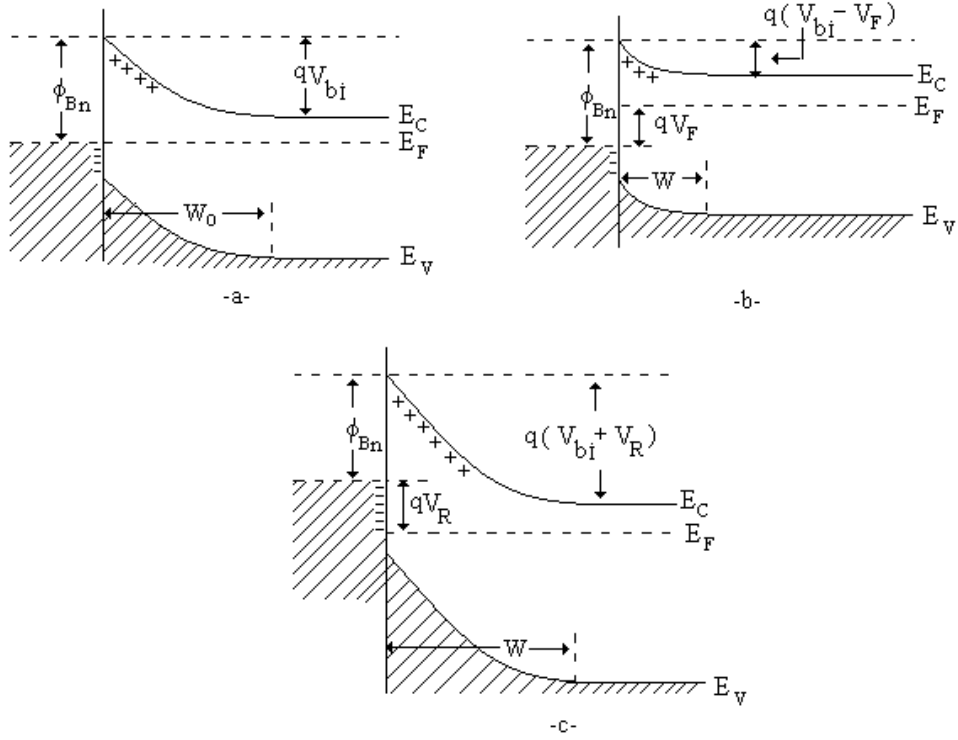
ile verilir [2]. Burada  $\varepsilon_s$  yarıiletkenin dielektrik sabiti,  $N_d$  ; verici atomların konsantrasyonu,  $V_d$  ; difüzyon potansiyeli,  $V$  ; uygulanan gerilimdir. Yarıiletkenin birim alanı başına uzay yükü  $Q_{sc}$  ve birim alanı başına tükenim tabakası kapasitesi;

$$Q_{sc} = qN_d W = \sqrt{2q\varepsilon_s N_d (V_d - V - kT/q)} \text{ cloumb/cm}^2 \quad (3.11)$$

$$C \equiv \partial Q_{sc} / \partial V = \sqrt{q\varepsilon_s N_d / 2(V_d - V - kT/q)} \quad (3.12)$$

denklemleri ile verilir. Burada (1.49) denklemleri düzenlenirse;

$$1/C^2 = 2(V_d - V - kT/q) / q\varepsilon_s N_d \quad (3.13)$$



**Şekil 3.3.** Farklı besleme şartları altında metal n-tipi yarıiletkenin enerji band diyagramı a) termal denge b) doğru besleme c) ters besleme [68].

eşitliği elde edilir veya  $V$  ye göre değişimi yazıldığında;

$$-d(1/C^2)/dV = 2/q\epsilon_s N_d \quad (3.14)$$

olur. Buradan  $N_d$ ;

$$N_d = 2(-dV)/q\epsilon_s d(1/C^2) \quad (3.15)$$

şeklinde bulunur.

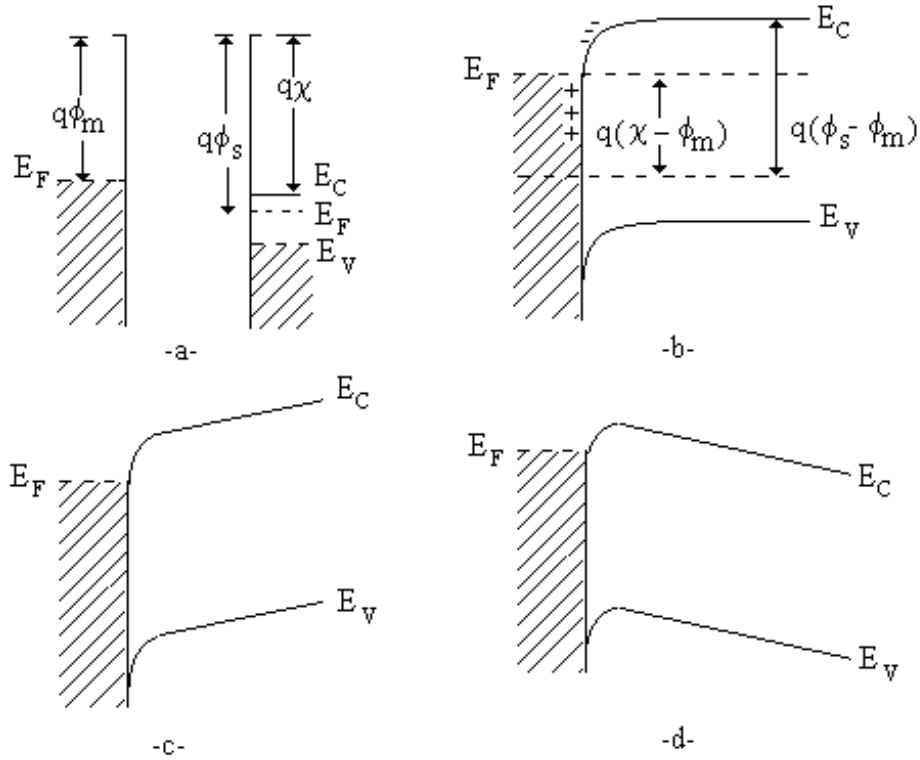
### 3. 4. Metal - Yarıiletken Omik Kontaklar

Bir metal-yarıiletken kontakta, elektronların her iki doğrultuda da kolayca geçebilecekleri kontaklar omik kontaklar olarak bilinir. Şekil 3.4’de görüldüğü gibi metalin iş fonksiyonu n-tipi yarıiletkenin iş fonksiyonundan küçük ( $\phi_m < \phi_s$ ) ise oluşan kontağa omik kontak denir. Omik kontak durumunda metaldeki serbest elektronlar yarıiletkenin içine doğru akarlar. Bundan dolayı metal tarafta pozitif yüzey yükleri oluşur. Yarıiletken tarafında negatif yüzey yükleri bir dipol tabakası oluşturur. Metalden yarıiletkene ve yarıiletkenden metale kolayca yük akışı olur. Omik kontağa bir  $V$  voltajı uygulandığında

potansiyel bütün yarıiletken gövde boyunca dağılacaktır. Bu tip kontaklarda metale negatif bir (-V) voltajı uygulanırsa metalden yarıiletkenin iletkenlik bandına elektron geçişi olur [68]. Bundan dolayı bu kontaklara enjeksiyon kontakları da denir.

Omik kontak yapımında arayüzey oluşumundan dolayı bazı güçlüklerle karşılaşılır. Kontak yapımında yarıiletken yüzeyine kaplanan metal ve yarıiletkenin alaşım haline getirilmesi için belli bir sıcaklıkta tavlınması gerekir. Böylece yarıiletken yüzeyde elektron bakımından zengin bir tabaka oluşur. Benzer mekanizmalar metal-p tipi yarıiletken kontaklarda da görülür [42].

Yarıiletken devre elemanlarının bağlantı noktalarında omik kontakların yapılmasını sağlamak önemlidir. Böylece, eğer bir tükenim bölgesi varsa, tükenim bölgesinin kalınlığı taşıyıcıların içinden geçebilmesine müsaade edecek kadar küçük olmalıdır.



**Şekil 3.4.** Metal n-tipi yarıiletken omik kontak enerji band diyagramı; a) kontak öncesi, b) kontak sonrası, c)  $V < 0$  olması durumunda enerji band diyagramı, d)  $V > 0$  olması durumunda enerji.

### 3. 5. Metal - Yarıiletken Schottky Diyotları

n-tipi bir yarıiletken malzemenin bir yüzeyine elektron bakımından zengin omik kontak diğer yüzeyine doğrultucu kontak yapılmasıyla metal n-tipi yarıiletken Schottky diyotu elde edilmiş olur. Metal/yarıiletken/metal diyotların termal denge durumunda enerji bant diyagramı Şekil 3.5’de verildi.

Bu diyotun omik kontak tarafı negatif voltajla beslendiğinde sistem doğru önbesleme durumundadır. Diyotun omik tarafı pozitif bir voltajla beslendiğinde ise diyot ters önbeslemedir.

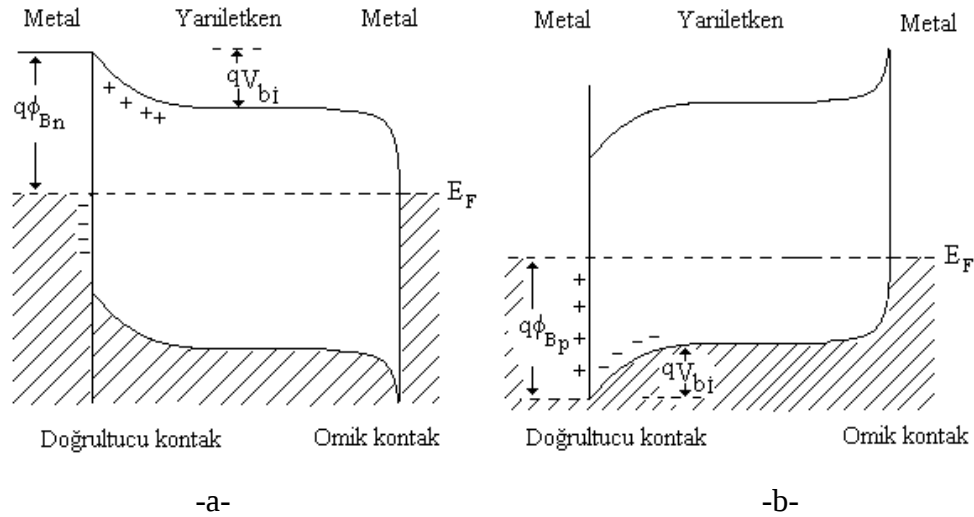
### 3. 6. Schottky Diyotlarda Akım İletim Yöntemleri ve Akım İletim Teorileri

Metal-yarıiletken Schottky diyotlarda akım iletimi için farklı mekanizmalar vardır. Şekil 3.6’da görüldüğü gibi metal-yarıiletken kontaklara, doğru besleme gerilimi uygulandığında dört farklı akım iletim mekanizması gözlenebilir [1, 2, 69]. Bunlar;

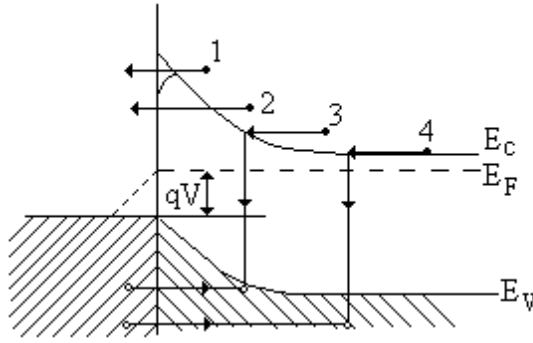
1-Yarıiletkenlerdeki serbest elektronlar potansiyel engeli aşarak metale doğru giderler. Bu mekanizma uygun sıcaklıklarda ( $\sim 300\text{K}$ ) ve taşıyıcı konsantrasyonunun  $N_d \leq 10^{23} \text{ m}^{-3}$  olduğu durumlarda beklenir.

2-Engel içinden kuantum mekaniksel olarak elektronlar tünellenirler.

3-Uzay-yükü bölgesinde yeniden birleşme meydana gelir.



Şekil 3.5. Schottky diyotunun enerji bant diyagramı a) n-tipi Schottky diyot b) p-tipi Schottky diyot



**Şekil 3. 6.** Doğru besleme altında dört temel taşıyıcı mekanizması [1, 2, 68, 69].

4-Nötral bölgedeki taşıyıcıların tekrar birleşmesi metalden yarıiletken boşluk enjekte olmasına neden olur.

Bu mekanizmalar ışığında metal-yarıiletken Schottky diyotlar da akım iletimi, farklı teorilerle izah edilebilir [2, 66]. Bunlar;

- a) Termoiyonik emisyon teorisi,
- b) Diffüzyon teorisi,
- c) Bu iki teorinin birleşimi olan Termoiyonik emisyon-diffüzyon teorisidir.

### 3.6.1. Termoiyonik Emisyon Teorisi

Termoiyonik emisyon teorisinde engel yüksekliği  $kT$  den çok büyük kabul edilir ( $q\phi_{Bn} \gg kT$ ). Tükenim bölgesinde elektronların çarpışmaları ihmal edilir [1,69]. Schottky diyotlarda termoiyonik emisyon teorisi, taşıyıcıların termal enerji nedeniyle potansiyel engelini aşarak yarıiletkenden metale yada metalden yarıiletkene geçmesidir. Schottky diyotlarda akım çoğunluk taşıyıcıları tarafından sağlanır. Metal/n-tipi yarıiletken Schottky diyotlarda elektronlar, metal/p-tipi yarıiletken Schottky diyotlarda ise boşluklar akımı taşır.

Uygulanan voltajla metalden yarıiletkene ve yarıiletkenden metale net bir akım geçer. Metalden yarıiletkene  $J_{sm}$  akım yoğunluğu, engel yüksekliğini yenmek için gerekli enerji ve elektron konsantrasyonundan bulunabilir. Elektronların yarıiletkenden metale doğru x-ekseni yönünde, hızları  $v_x$  olduğu kabul edilirse, akım yoğunluğu;

$$J_{sm} = \int_{E_F + q\phi_{Bn}}^{\infty} dn \cdot q \cdot v_x \quad (3.16)$$

burada  $E_F + q\phi_{Bn}$  metale elektronların geçebilmesi için gerekli minimum enerji ve  $dn$  elektron yoğunluğu olmak üzere;

$$dn = f(E)g(E)dE \quad (3.17)$$

şeklinde hesaplanır. Burada  $g(E)$  iletim bandındaki durum yoğunluğu (birim alandaki elektron sayısı) ve  $f(E)$  Fermi-Dirac dağılım fonksiyonudur. İletim bandı durum yoğunluğu;

$$g(E)dE = 4\pi(2m^* / \hbar^2)^{3/2} (E - E_c)^{1/2} dE \quad (3.18)$$

şeklinde verilir. Elektronun enerjisi potansiyel engelini aşmak için  $E_F$  den daha büyük olmalıdır ( $E \gg E_F$  yada  $E - E_F \gg kT$ ).

Bu bölgede Fermi-Dirac dağılımı Maxwell-Boltzman dağılımına indirgenirse, orada iletkenlik bandında birkaç durum meydana gelir. Böylelikle bu bölgedeki elektronlar klasik parçacık gibi davranır.

$$f(E) \cong 1 / \exp[(E - E_F) / kT] \quad (3.19)$$

$$f(E) = \exp[-(E - E_F) / kT] \quad (3.20)$$

burada  $E_F = E_c - qV_n$  dir ve

$$f(E) \cong \exp[-(E - E_c + qV_n) / kT] \quad (3.21)$$

elektron yoğunluğu  $E$  ile  $E + dE$  arasında olursa;

$$dn = 4\pi(2m^* / \hbar^2)^{3/2} (E - E_c)^{1/2} \exp[-(E - E_c + qV_n) / kT] dE \quad (3.22)$$

denklem (3.22), denklem (3.16) da yerine koyulup uygun dönüşümler yapılırsa akım yoğunluğu aşağıdaki gibi bulunur.

$$J_{sm}(x) = 2q(m^* / \hbar)^3 \int \exp(-qV_n / kT) \exp[-(m^* / 2kT)(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)] v_x dv_x dv_y dv_z \quad (3.23)$$

$$J_{sm}(x) = 2q(m^* / \hbar)^3 \exp(qV_n / kT) \int_{-\infty}^{\infty} dv_y \exp(-m^* v_y^2 / 2kT) \int_{-\infty}^{\infty} dv_z \exp(-m^* v_z^2 / 2kT) \int_{v_{ox}}^{\infty} dv_x v_x \exp(-m^* v_x^2 / 2kT) \quad (3.24)$$

olur ve burada  $v_{ox}$ , potansiyel engelini ( $\phi_{Bn}$ ) yenmek için gerekli minimum hızdır. Yukarıdaki integral alınırse akım yoğunluğu aşağıdaki gibi olur,

$$J_{sm}(x) = (4\pi q m^* k^2 / \hbar^3) T^2 \exp(-q\phi_{Bn} / kT) \exp(qV / kT) \quad (3.25)$$

$$J_{sm}(x) = A^* T^2 \exp(-q\phi_{Bn} / kT) \exp(qV / kT) \quad (3.26)$$

burada  $\phi_{Bn}$  engel yüksekliğidir.  $\phi_{Bn} = V_n + V_d$  ve

$$A^* = 4\pi q m^* k^2 / \hbar^3 \quad (3.27)$$

optiksel fonon saçılması ve kuantum mekaniksel yayılma etkisini içeren Richardson sabitidir[1, 2, 68, 69]. Serbest elektronlar için Richardson katsayısı 120 Amp/cm<sup>2</sup>K<sup>2</sup>. Bu değer termoionik emisyon teorisi için vakum ortamında bulunan bir değerdir [69, 71, 72].

Metalden yarıiletken hareket eden elektronlar için engel yüksekliği değişmediğine göre, yarıiletken için akım akışı uygulanan voltajla değişmez. Bu yüzden uygulanan gerilim  $V = 0$  olduğu zaman, yani termal denge durumunda, yarıiletken metale akım yoğunluğu, metalden yarıiletken akım yoğunluğuna eşit olmalıdır.  $V = 0$  alınarak denklem 3.26'dan yarıiletken metale akım yoğunluğu;

$$J_{ms}(x) = -A^* T^2 \exp(-q\phi_{Bn} / kT) \quad (3.28)$$

olarak bulunabilir. Toplam akım yoğunluğu yarıiletken metale ve metalden yarıiletken akım yoğunlukları toplamı ile verilir.

$$J_n(x) = J_{sm}(x) + J_{ms}(x) \quad (3.29)$$

3.26 ve 3.28 denklemlerinden  $J_{sm}(x)$  ve  $J_{ms}(x)$  yerlerine yazılarak;

$$J_n(x) = A^* T^2 \exp(-q\phi_{Bn} / kT) \exp(qV / kT) - A^* T^2 \exp(-q\phi_{Bn} / kT) \quad (3.30)$$

şeklinde bulunur. Sonuçta;

$$J_n(x) = A^* T^2 \exp(-q\phi_{Bn} / kT) [\exp(qV / kT) - 1] \quad (3.31)$$

olarak yazılabilir.  $J_{ST}$  doyma akım yoğunluğu olarak seçilerek;

$$J_n(x) = J_{ST} [\exp(qV / kT) - 1] \quad (3.32)$$

yazılabilir. Burada  $J_{ST}$  doyma akım yoğunluğu;

$$J_{ST} = A^* T^2 \exp(-q\phi_{Bn} / kT) \quad (3.33)$$

şeklinde ifade edilir [1, 2, 69].

### 3.6.2. Difüzyon Teorisi

Diffüzyon teorisi aşağıdaki kabuller üzerine kurulmuştur. Bu teoriye göre;

1. Engel yüksekliği  $kT$  den büyük ( $q\phi_{Bn} \gg kT$ ),
2. Tükenim bölgesinde elektron çarpışmaları etkilidir,
3. Tükenim bölgesinde taşıyıcı konsantrasyonları akım akışı ile etkilenmez. Yani denge değerlerine sahiptir,
4. Yarıiletken taşıyıcı konsantrasyonu dejenere değildir.

Yarıiletken den metale bir elektron geçişi, potansiyel engel üzerinden olmakla birlikte, tükenim bölgesinde de gerçekleşebilir. Tükenim bölgesinde akım yoğunluğu, konsantrasyonun gradıyantına bağlı olarak,

$$J(x) = J_n = q[n(x)\mu E(x) + D_n \partial n / \partial x] \quad (3.34)$$

şeeklinde yazılır [1]. Burada  $D_n = \mu_n kT / q$  difüzyon katsayısı,  $n$  ; taşıyıcı yoğunluğudur ve denklem (3.34)

$$J_n \int_0^w dx \exp[-qV(x)/kT] = qD_n [n(x) \exp(-qV(x)/kT)]_0^w \quad (3.35)$$

şeeklinde yazılırsa, buradan yük taşıyıcılarının yoğunluğu;

$$n(x) = N_c \exp[-(E_c(x) - E_F)/kT] \quad (3.36)$$

olarak alınıp ve  $kT/q$  terimi ihmal edilerek akım yoğunluğu;

$$J_n \cong (q^2 D_n N_c / kT) [2qN_d (V_{bi} - V) / \epsilon_s]^{1/2} \exp(-q\phi_{Bn} / kT) [\exp(qV/kT) - 1] \quad (3.37)$$

şeeklinde bulunur. Burada  $N_c$  ; iletkenlik bandındaki durum yoğunluğudur. Doyma akım yoğunluğu  $J_{SD} = (q^2 D_n N_c / kT) [2qN_d (V_{bi} - V) / \epsilon_s]^{1/2} \exp(-q\phi_{Bn} / kT)$  olmak üzere  $J_n$ ;

$$J_n = J_{SD} [\exp(qV/kT) - 1] \quad (3.38)$$

şeeklinde yazılabilir. Bu ifade termioyonik emisyon teorisinde bulunan 5.32 eşitliği ile benzer olmasına rağmen, difüzyon teorisinde  $J_{SD}$  doyma akım yoğunluğu gerilime, termioyonik emisyon teorisinde ise  $J_{ST}$  doyma akım yoğunluğu sıcaklığa bağlıdır [1, 2, 68, 69].

### 3.6.3. Termioyonik Emisyon-Difüzyon Teorisi

Bu yaklaşım metal-yarıiletken arayüzeyi yakınında termioyonik yeniden birleşeme hızı  $v_R$  nin sınır şartından türetilmiştir. Ayrıca Schottky engeli tarafından elektronların kuantum mekaniksel yansımalarının elektron enerjisi dağılımına katkısı olduğu kabul edilmiştir [1, 2, 66].

Taşıyıcı difüzyonu, difüzyon oluşan bölgede potansiyel gösterimi ile tahmin edildiğine göre, şekil 3.7’de görünen metal-yarıiletken engel için uzaklığa karşı elektron potansiyel enerji  $q\psi(x)$  in gösterimi göz önüne alınacaktır [2,69].

Engel yüksekliği, tükenim bölgesi kenarları arasındaki uyarılmış taşıyıcı yük yoğunluklarının enerji seviyelerinden daha büyüktür. Metal ve yarıiletken hacim arasına

uygulanan  $V$  voltajı metal içine elektronların akışına neden olur. Engel içine elektron akım yoğunluğu  $J$ ,  $x_m$  ve  $W$  arasındaki bölge içinde;

$$J = -qun(d\phi_n / dx) \quad (3.39)$$

olur.  $X$  noktasındaki elektron yoğunluğu ise,

$$n = N_c \exp[-q(\phi_n - \psi)/kT] \quad (3.40)$$

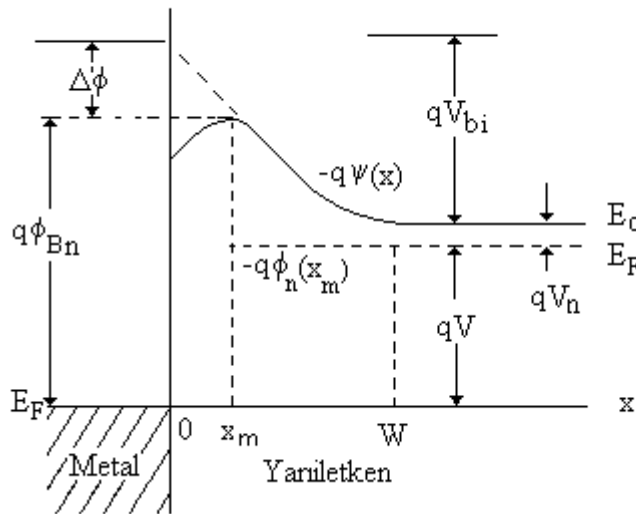
ile verilir. Burada  $N_c$ , iletim bandındaki etkin taşıyıcı yoğunluğu,  $T$  ise elektron sıcaklığıdır.  $x_m$  ve  $W$  arasındaki bölgenin izotermal olduğunu ve elektron sıcaklığının örgü sıcaklığına eşit olduğunu kabul edelim. Eğer engelin bu kısmı elektronlar için bir çukur gibi davranırsa, akım akışı potansiyel enerji maksimumunda  $v_R$  cinsinden tanımlanabilir.

$$J = q(n_m - n_o)v_R \quad (3.41)$$

olur. Burada  $n_m$  akım akışı olduğunda  $x_m$  deki elektron yoğunluğudur.  $n_o$  ise  $x_m$  deki denge elektron yoğunluğudur. Buradan

$$\phi_n(W) = -V$$

$$n_o = N_c \exp(-q\phi_{Bn}/kT)$$



**Şekil 3.7.** Metal-yarıiletken engel için uzaklığa karşı elektron potansiyel enerjisi  $q\Psi(x)$  eğrisi [2].

$$n_m = N_c \exp \left[ \frac{-q\phi_n(x_m) - q\phi_{Bn}}{kT} \right] \quad (3.42)$$

elde edilir. Burada  $q\phi_{Bn}$  engel yüksekliği ve  $\phi_n(x_m)$  ise  $x_m$  de  $(-q\phi_n)$  dir. Denklem (3.39) ve (3.40) dan  $n$  yok edilerek ve  $\phi_n$  için bulunan ifade  $x_m$  ve  $W$  arasında integre edilirse akım yoğunluğu için aşağıdaki ifade elde edilir.

$$J = [qN_c v_R / (1 + v_R / v_D)] \exp[-q\phi_{Bn} / kT] [\exp(-qV / kT) - 1] \quad (3.43)$$

Burada

$$v_D = \left\{ \int_{x_m}^W (q / \mu kT) \exp[(-q / kT)(\phi_{Bn} + \Psi)] dx \right\}^{-1} \quad (3.44)$$

dir.  $v_D$  hızı tükenim tabakası kenarı  $W$  dan potansiyel enerji maksimumuna elektron geçişi ile tanımlanan etkin difüzyon hızıdır. Eğer elektron dağılımı  $x \geq x_m$  için Maxwell dağılımına uygulanırsa, yarıiletken termodinamik verici gibi davranır. O zaman

$$v_R = A^* T^2 / qN_c \quad (3.45)$$

elde edilir. Burada  $A^*$  etkin Richardson sabitidir. Eğer  $v_D \gg v_R$  ise denklem (3.43) deki üstel terim önündeki ifade etkin olur. Eğer  $v_D \ll v_R$  ise difüzyon yöntemi hakim olur. Şayet hayali kuvvet etkisi ihmal edilir ve elektron mobilitesi elektrik alandan bağımsızsa  $v_D$ ,  $\mu E$  ye eşit olacaktır. Burada  $E$  yarıiletkende sınır kenarındaki elektrik alanıdır. Buradan Schottky difüzyonu;

$$J \cong qN_c \mu E \exp[-q\phi_{Bn} / kT] [\exp(qV / kT) - 1] \quad (3.46)$$

şeklinde bulunur. Burada eşitlikten de  $J$ - $V$  karakteristiğinin tam ifadesi aşağıdaki gibi yazılabilir [2].

$$J = J_s [\exp(qV / kT) - 1] \quad (3.47)$$

$$J_s = A^{**} T^2 \exp[-q\phi_{Bn} / kT] \quad (3.48)$$

Burada birinci yaklaşımdaki gibi potansiyelin maksimum değeri üzerindeki elektron emisyonu ihtimali  $f_p$  ve göz önüne alınan tünelleme ve kuantum mekaniksel yansımada toplam akışının teorik oranı  $f_Q$  olmak üzere  $A^{**}$  nın değeri

$$A^{**} = f_p f_Q A^* / (1 + f_p f_Q v_R / v_D) \quad (3.49)$$

olarak elde edilir [2, 68, 69].

## 4.MATERYAL ve METOT

### 4.1. GaP Numunesinin Özellikleri

Tez çalışmamızda kullanılan kükürt katkılanmış n tipi GaP numunesi LEC (Liquid Encapsulated Czochralski) yöntemiyle [100] doğrultusunda büyütülmüş. Kalınlığı 300  $\mu\text{m}$  olan wafer numuneleri satın alınmıştır. Numunenin 77 K’de taşıyıcı konsantrasyonu  $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ’dür.

### 4.2. n-Tipi GaP’ın Optik Özelliklerinin İncelenmesi

Çalışmamızda GaP’ın Numunelerin optik özelliklerini araştırmak için oda sıcaklığında dalga boyu 200-1100 nm aralığında çalışan Perkin-Elmer Lamda 2S UV/VIS spektrometresi kullanıldı. Değişen dalga boylarına bağlı olarak transmitans (T) ve reflektans (R) ölçümleri alındı.

### 4.3. Ag/GaP Schottky Diyotunun Hazırlanması ve Elektronik Özelliklerinin İncelenmesi

Diyot yapımında kullanılan yarıiletken kristaller önce Bandelin Sonorex ultrasonik temizleyicide farklı kimyasallarla (etil alkol, aseton) beşer dakika temizlenip yüksek dirençli ( $\sim 18 \text{ M}\Omega\cdot\text{cm}$ ) de-iyonize su ile durulandıktan sonra  $\text{N}_2$  ortamında kurutuldu. Temizlenen kristallerin arka mat yüzeyine,  $\sim 1500 \text{ \AA}$  kalınlığında %99.999 saflıkta Al buharlaştırılarak yarıiletkenin mat yüzeyi üzerine omik kontak yapıldı. Parlak yüzeyin üzerine 0,01cm yarıçaplı bir maske yerleştirilip  $\sim 1000 \text{ \AA}$  kalınlığında Ag(Gümüş) buharlaştırılarak doğrultucu kontaklar hazırlandı. Elde edilen Ag/GaP/Al yapıların akım-gerilim (I-V), kapasite-gerilim (C-V) ölçümleri KEITHLEY 4200 SCS/CVU yarıiletken karakterizasyon sisteminde, vakum ortamında oda sıcaklığında bilgisayar kontrollü olarak gerçekleştirildi. I-V ölçümleri karanlık ortamda yapılırken, C-V ölçümleri karanlık ortamda ve değişen frekanslara bağlı olarak belirlendi. Bu ölçümlerden faydalanılarak diyot parametrelerinden idealite faktörü(n), potansiyel engel yüksekliği( $\phi_{\text{Bn}}$ ), seri direnci( $R_s$ ), difizyon potansiyeli ( $V_0$ ) ve donör yoğunluğu ( $N_d$ ) hesaplandı.

## 5. BULGULAR

### 5. 1. n-tipi GaP'ın Optik Özelliklerinin Belirlenmesi

GaP'ın oda sıcaklığında dalgaboyuna bağlı olarak geçiş spektrumu(T) ve yansıma spektrumu (R) alındı. Elde edilen T- $\lambda$  ve R-  $\lambda$  grafikleri şekil 5.1.ve şekil 5.2. de verildi. T- $\lambda$  grafiğinde açıkça görülmektedir ki artan dalgaboyuna karşılık 552 nm kadar geçen ışın yokken 552 nm' den sonra geçen ışın artmaktadır. R-  $\lambda$  grafiğinde ise gelen ışığın enerjisi arttıkça yansıma miktarında artış gözlenmektedir.

T- $\lambda$  ölçümlerinden elde edilen sonuçlar denklem (2.11) kullanılarak  $\alpha$  (soğurma katsayısı)'nın dalgaboyuna karşı değişimi elde edildi ve bu değişim şekil 5.3.' te verildi. Numunenin elde edilen soğurma spektrumu denklem (2.31) kullanılarak  $(\alpha h\nu)^2 - h\nu$  grafiği belirlendi. Bu grafikten GaP'ın yasak enerji aralığının doğrudan band yapısına sahip olduğu ve yasak enerji aralığının 2,24 eV olduğu belirlendi. Bu değer literatürle uyusmaktadır.

Denklem (2.23) kullanılarak GaP' ın değişen dalgaboyuna karşılık kırılma indisi belirlendi. n- $\lambda$  değişimi Şekil 5.5'de verildi. Buna göre GaP numunesinin verilen aralıkta kırılma indisi ışığın artan enerjisine bağlı olarak artmaktadır.

$$n^* = n + i k \quad (5.1)$$

dispersiyon bağıntısı olmak üzere  $k \ll 1$  ise malzeme dielektriktir. Bu durumda;

$$R = \frac{(n-1)^2 + k^2}{(n+1)^2 + k^2} \quad (5.2)$$

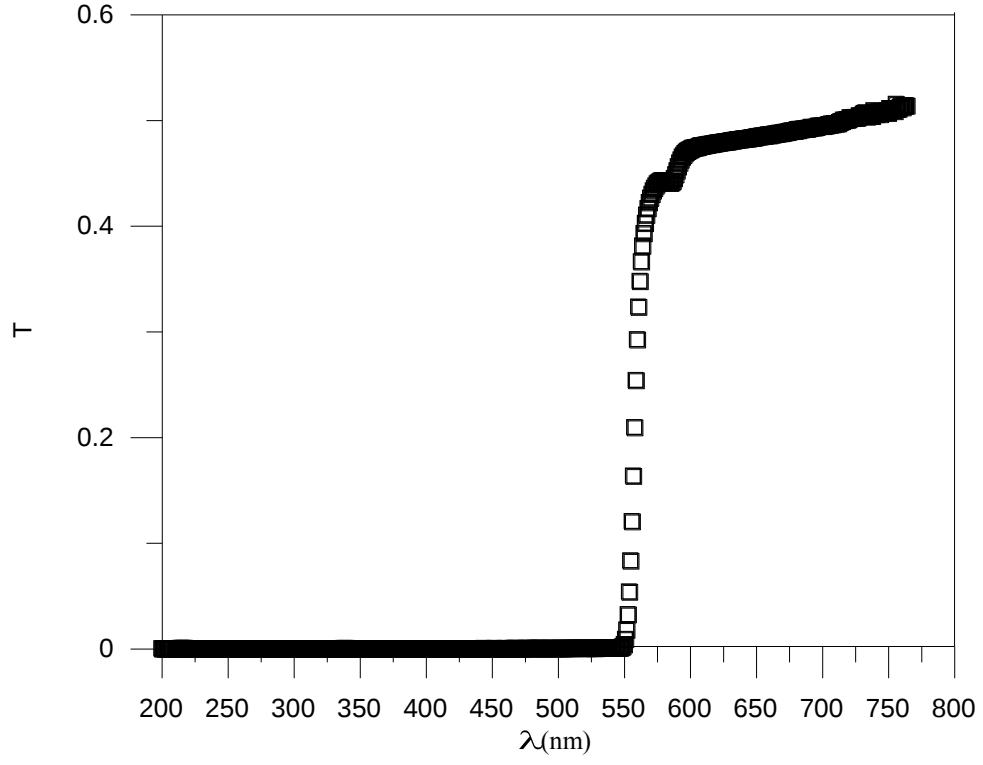
olur.  $k \gg 1$  ise malzeme metaliktir. k tükenim katsayısı olup denklem (2.19)'da verilmiştir.

n-  $\lambda$  grafiğinden faydalanılarak  $1/n^2 - 1 - (h\nu)^2$  karşı değişimi çizilince lineer bir doğru elde edilir. Bu doğru denklemi kullanılarak ve

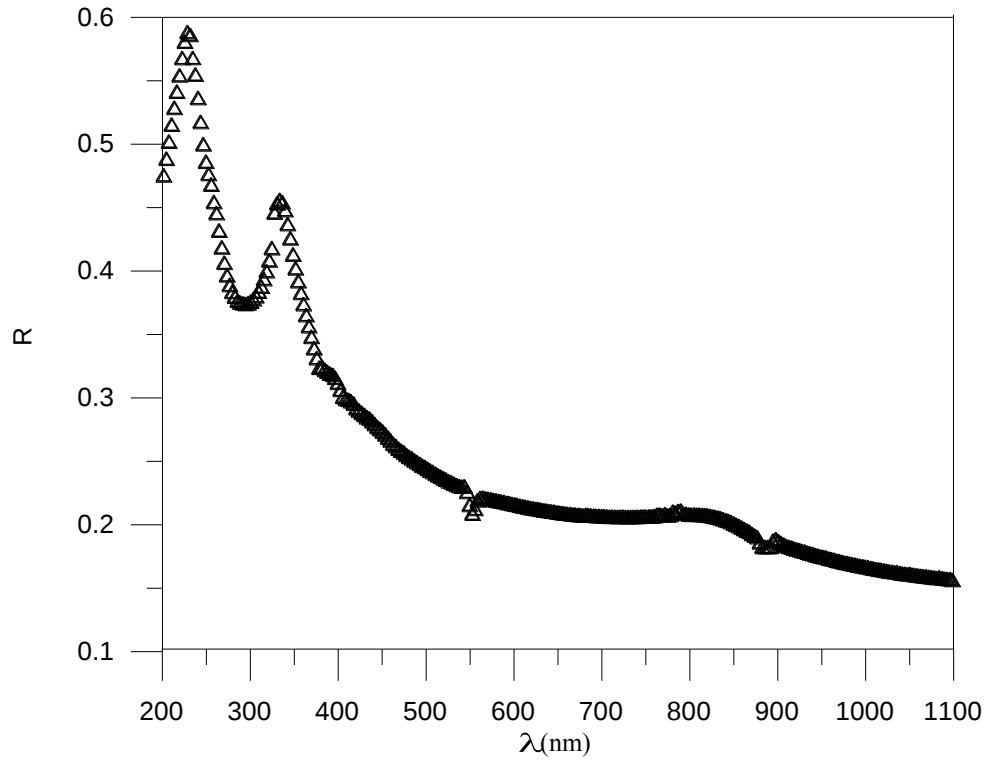
$$n^2 - 1 = E_0 E_d / E_0^2 - E^2 \quad (5.3)$$

denklemini kullanarak  $E_0$  osilatör enerjisi ve  $E_d$  dispersiyon enerjisi hesaplanabilir [73-76].

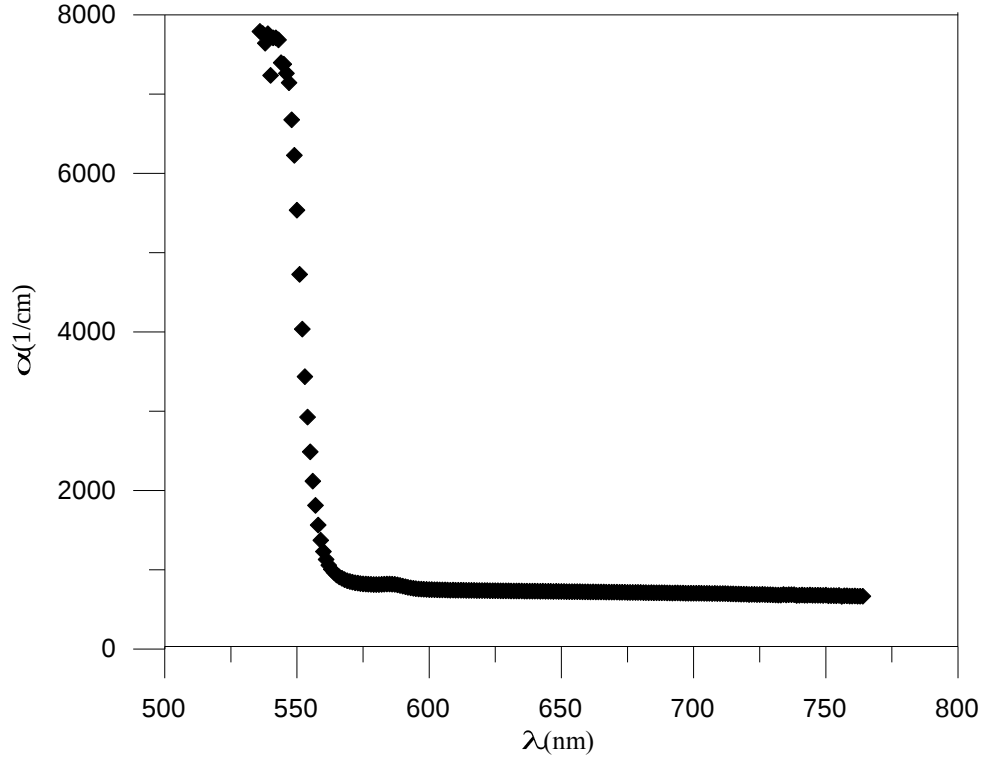
$E_0$  osilatör enerjisi 2,15 eV ve  $E_d$  dispersiyon enerjisi 6,70 eV olarak bulunmuştur.



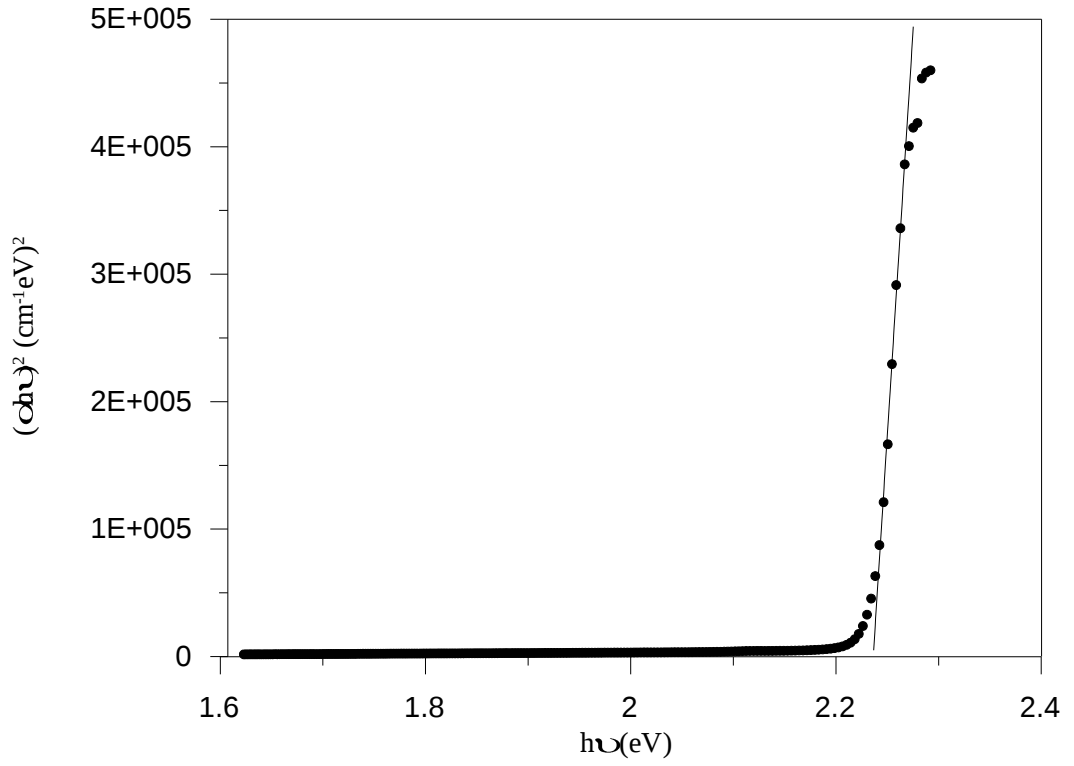
Şekil 5. 1. GaP için transmitansın dalgaboyuna göre değişimi.



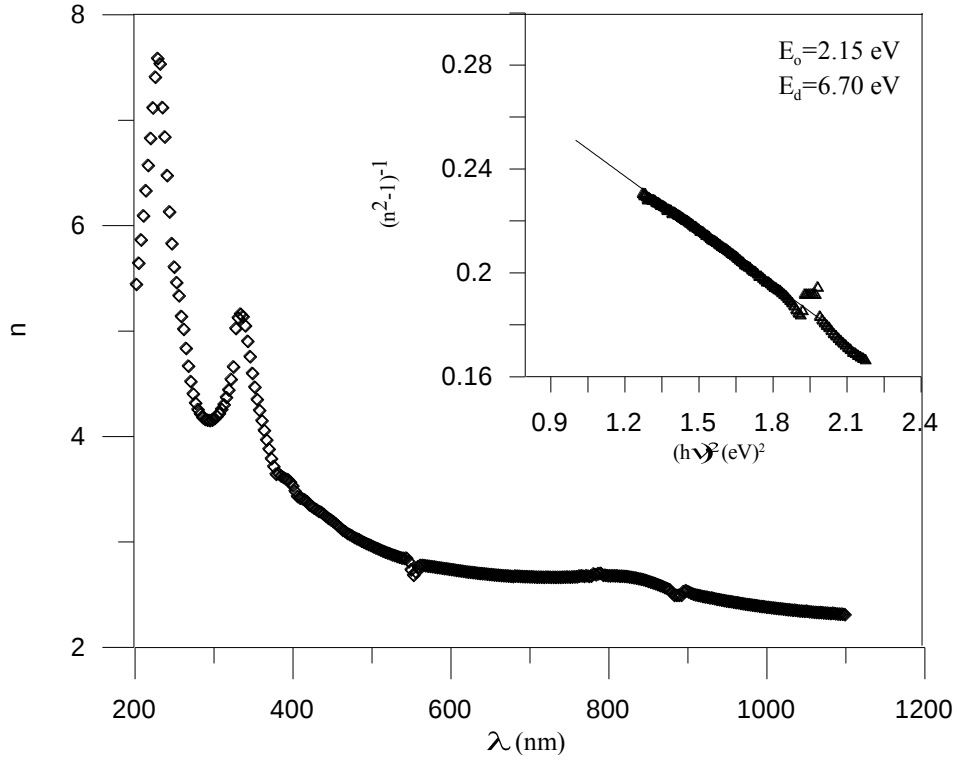
Şekil 5.2. GaP'ın Reflektans Spektrumu



Şekil 5.3. GaP'in soğurma katsayısının dalgaboyuna göre değişimi.



Şekil 5.4.  $(\alpha h\nu)^2$  'nin  $h\nu$ 'ye göre değişimi



Şekil 5.5. GaP’ın kırılma indisinin dalgaboyuna göre değişimi.

## 5. 2. Ag/GaP Schottky Diyotunun Elektronik Özelliklerinin Belirlenmesi

### 5.2.1. Akım-Gerilim ( I-V) Ölçümleri

Hazırlanan Ag/n-GaP schottky diyotunun oda sıcaklığında karanlık ortamda alınan akım-voltaj grafiği Şekil 5.6. da verildi. Elde edilen I-V karakteristiği tipik diyot karakteristiğidir. Bir diyotun idealite faktörü ve engel yüksekliği diyot karakteristiğini belirlemede önemli parametrelerdir.İdealite faktörü diyotun ideal olup olmadığını belirleyen boyutsuz bir parametre olup n ile gösterilmektedir.

Diyot parametrelerinin belirlenmesi için farklı metotlar mevcuttur. Birinci metotta diyotun ideal olmadığı( $n>1$ ) kabul edilerek en genel durum göz önüne alındı. Eğer diyot ideal bir diyot ise  $n = 1$  olarak alındığında doğru besleme I-V arasındaki ilişki;

$$I = I_s [\exp(qV/kT) - 1] \quad (5.4)$$

denklemleriyle verilir. Fakat ideal durumdan sapmalar nedeniyle I-V ;

$$I = I_s [\exp(qV/nkT) - 1] \quad (5.5)$$

denklemlerine uyar[30]. Eğer bu denklemler akım yoğunluğu cinsinden yazılmak istenirse

$$\ln J = \ln J_s + (q/nkT)V \quad (5.6)$$

şeklinde yazılabilir. Ag/GaP için elde edilen  $\ln J$ -V grafiği çizilerek şekil 5.7.'de verildi. Bu grafikte lineer bölgeden faydalanılarak,

$$n = (q / kT)[d \ln J / dV]^{-1} \quad (5.7)$$

bağıntısı kullanılarak diyot idealite faktörü bulunabilir.  $n=1,69$  olarak hesaplandı. Bulunan  $J_s$  akım yoğunluğu;

$$J_s = A A^* T^2 \exp(-q \phi_{Bn} / k T) \quad (5.8)$$

şeklindedir. Ve;

$$\phi_{Bn} = (kT / q) \ln[ A^* T^2 / J_s ] \quad (5.9)$$

eşitliğinde yerine yazılarak engel yüksekliği hesaplandı. Engel yüksekliği 0,79 eV olarak bulundu.

İkinci bir metot ise Cheung'ların geliştirdiği yöntem kullanılarak diyotun engel yükseklikleri, idealite faktörleri ve seri dirençleri bulundu.

$$dV / d( \ln I ) = IR + nkT / q \quad (5.10)$$

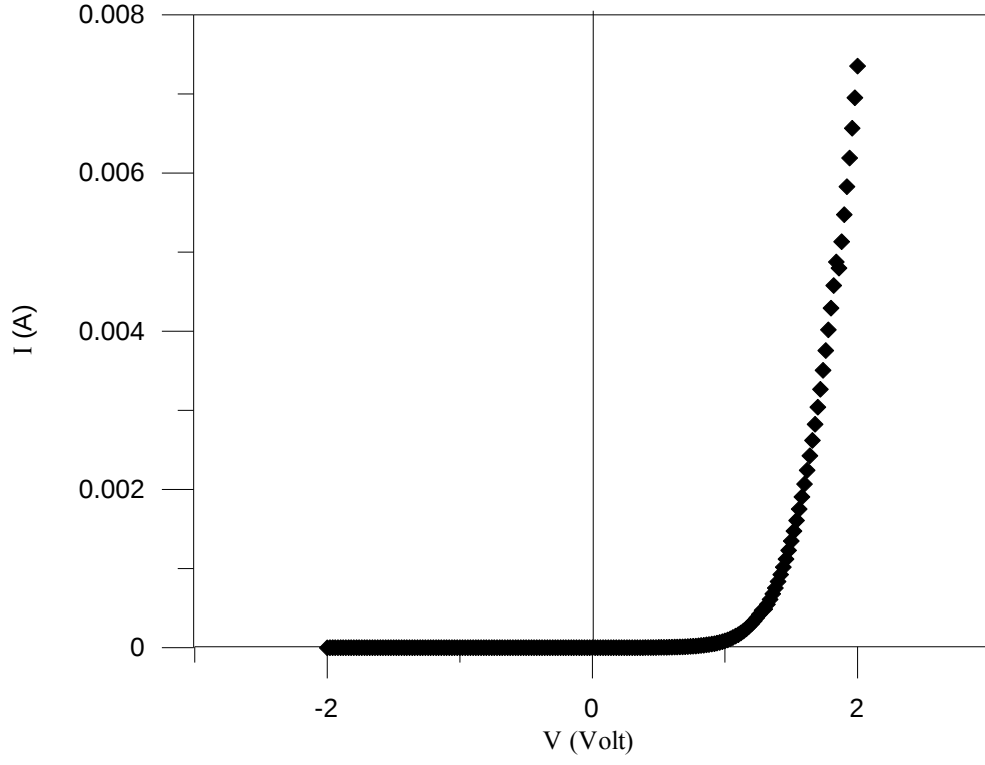
buradan  $[dV/d(\ln I)]$ -I'e karşı grafiği çizilerek Şekil 5.8' de verildi. Doğrunun  $dV/d(\ln I)$  eksenini kestiği noktadan  $n$  idealite faktörleri 2,01 eV bulundu.  $R_s = 80,55 \Omega$ ,  $H(J)$  Cheung fonksiyonu akım yoğunluğu cinsinden;

$$H(I) = V - (nkT / q) \ln I / A^* T^2 \quad (5.11)$$

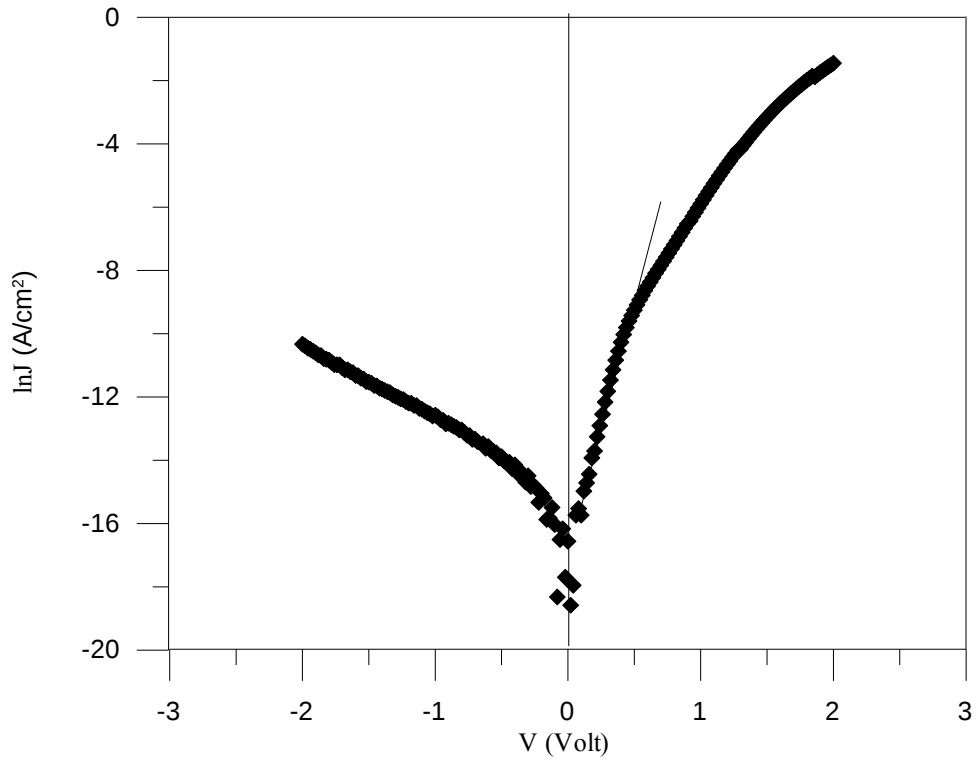
ve

$$H(I) = IR + n\phi_{Bn} \quad (5.12)$$

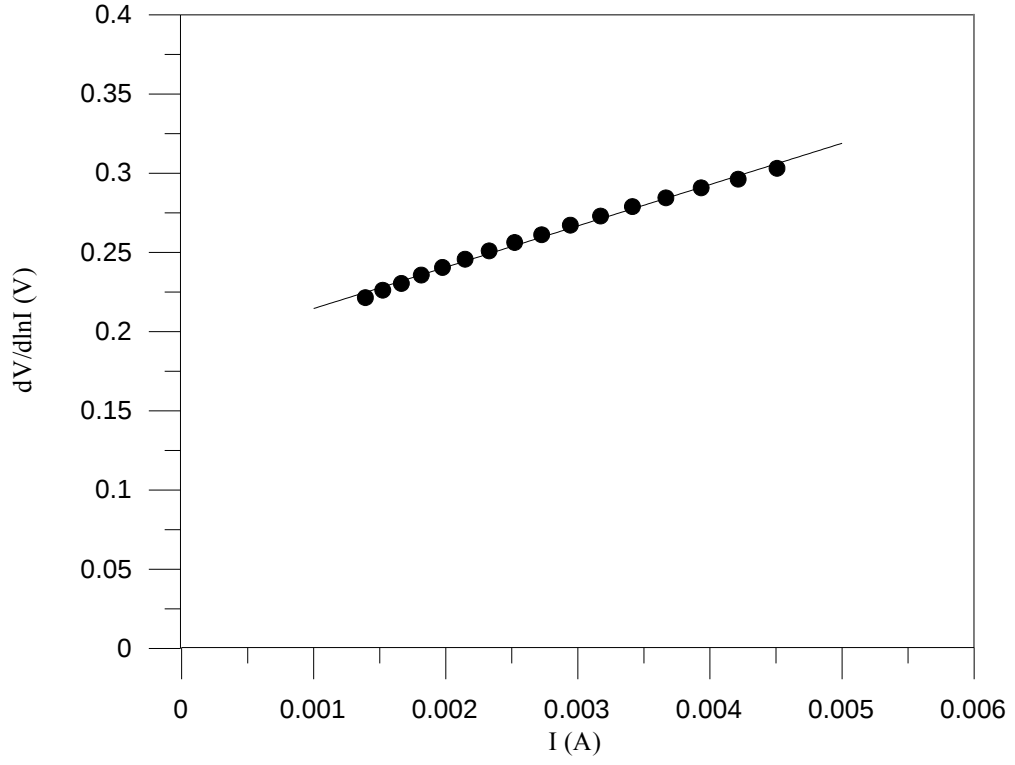
olarak yazılabilir [77]. Buradan  $H(I)$ -I grafiğinde eğrinin  $H(I)$  eksenini kestiği noktadan  $\phi_{Bn}$  ve eğrinin lineer kısmının eğiminden diyot seri direnci  $R_s$  bulundu.  $\phi_{Bn}$  0,78 eV olarak bulundu.  $R_s$  ise 63,64 $\Omega$  olarak bulundu.



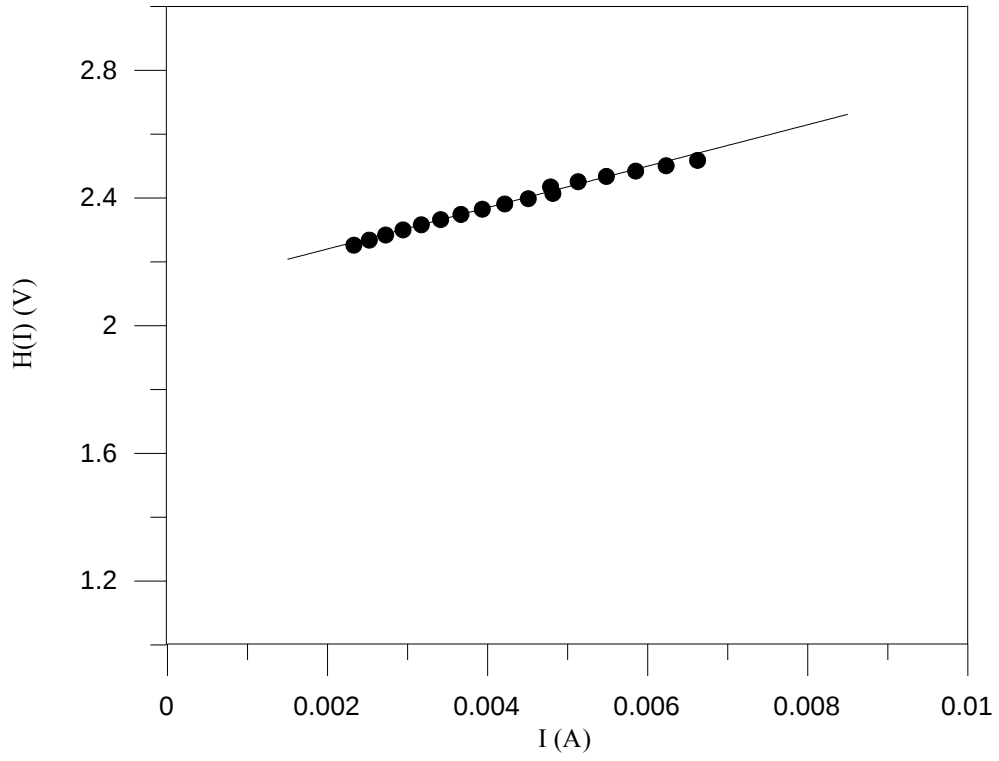
Şekil 5.6. Ag/GaP Schottky Diyotunun akım gerilim değişimi.



Şekil 5.7. Ag/GaP Schottky Diyotunda  $\ln J$ - $V$  değişimi



Şekil 5.8. Ag/GaP Schottky Diyotunda  $dV/d\ln I$  - $I$  değişimi



Şekil 5.9. Ag/GaP Schottky Diyotunda  $H(I)$  - $I$  değişimi

### 5.2.2. Kapasite- gerilim (C-V) Ölçümleri

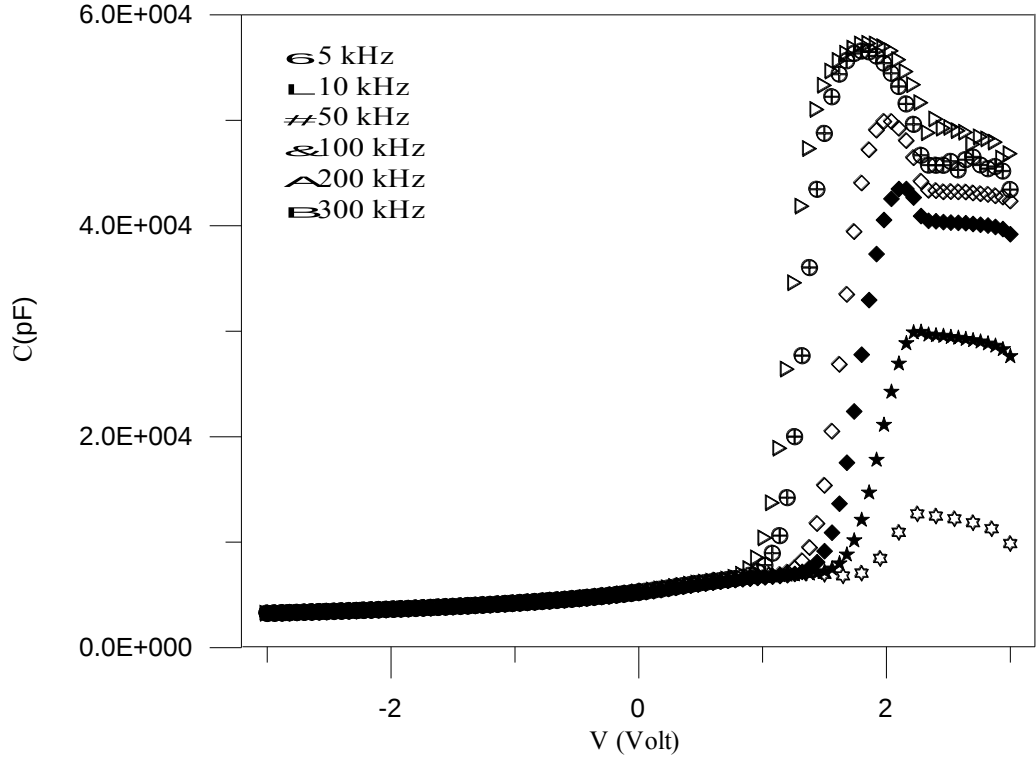
Ag/GaP schottky diyodu için kapasite-gerilim ölçümleri -3 V ile 3 V aralığında  $f = 1 \text{ MHz}$ , 900 kHz, 800 kHz, 700 kHz, 500 kHz, 200 kHz, 100 kHz 50 kHz 10 kHz ve 5 kHz' de alındı. Numunenin 5 kHz ile 300 kHz arasındaki frekanslarda C-V değişimi Şekil 5.10.' da, 1 MHz ile 400 kHz arasındaki frekanslarda C-V değişimi Şekil 5.11' da ,5 kHz ile 1 MHz aralığındaki değişimi ise Şekil 5.12 de verildi. Frekans değeri arttıkça ( $f \geq 300 \text{ kHz}$ ) kapasite sıfır olmaktadır. Doğru önbeslemede yüksek frekanslarda kapasite meydana gelmediğinden yük birikmesi meydana gelmemektedir. Alınan C-V ölçümlerinden faydalanılarak ters belsem bölgesinde  $C^{-2} - V$  grafikleri çizildi(Şekil 5.13). Elde edilen  $C^{-2} - V$  grafikleri bir doğruyu vermektedir. 1MHz için grafikten faydalanılarak  $V_o$  difüzyon potansiyeli 1.08 eV olarak bulundu. Ayrıca C-V karakteristiğinden faydalanılarak

$$\phi_{Bn} = c_2 V_o + V \quad (5.13)$$

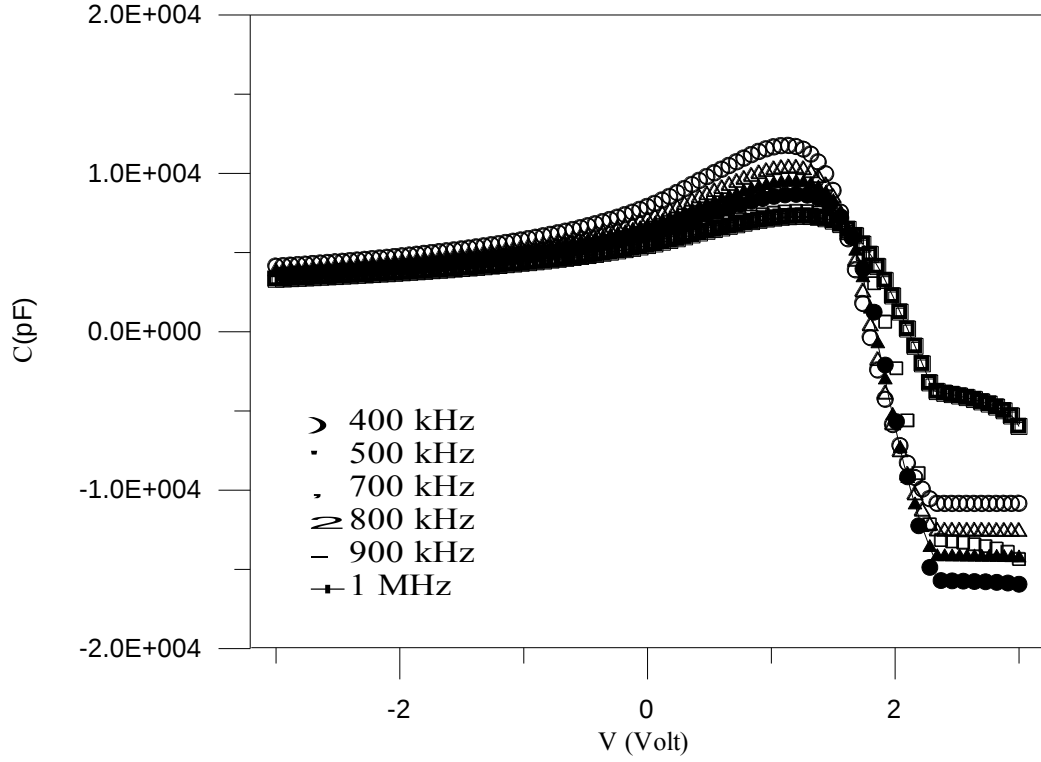
denklemini kullanarak  $V$  hesaplandı. Burada  $c_2$  idealitenin çarpmaya göre tersi ( $1/n$ ),  $V$  Fermi seviyesi ile valans bandı arasındaki farktır. Burada  $V = 0,15 \text{ V}$  olarak bulundu.

$$C = 1/n = 2/q \epsilon_s N_d [d(C^{-2})/dV] \quad (5.14)$$

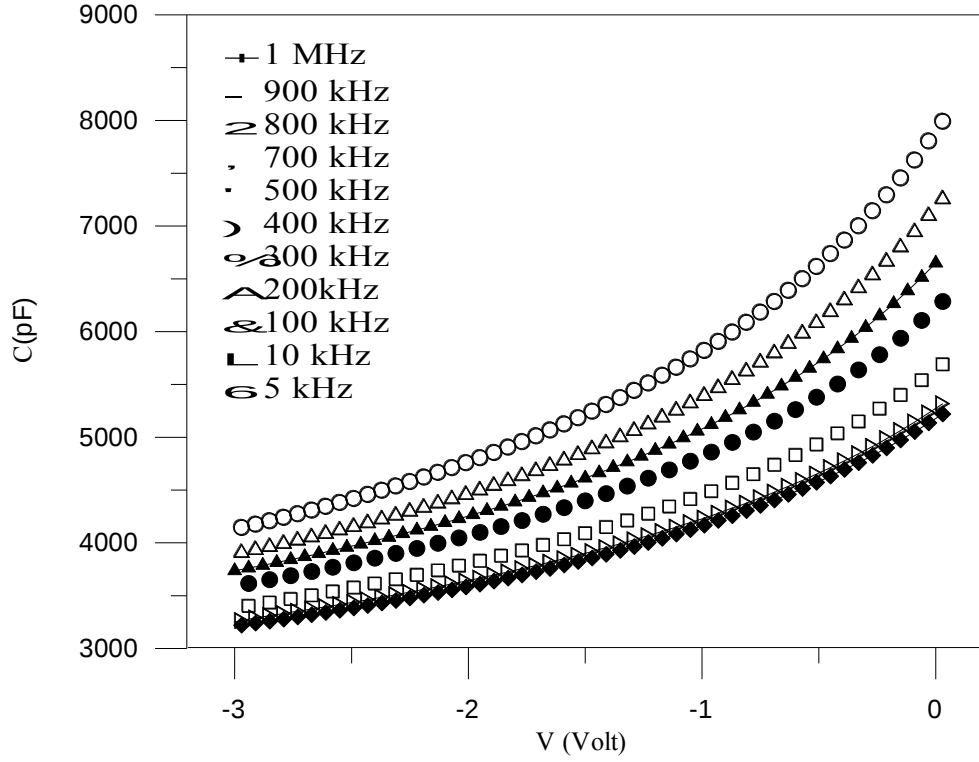
eşitliğinden ise  $N_d$  donör (verici) yoğunluğu hesaplanabilir[78]. Burada  $n$  idealite faktörü,  $\epsilon_s$  yarıiletken dielektrik sabitidir. GaP için dielektrik sabiti 10,75 alındı[79].  $N_d = 1,375 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  bulundu.



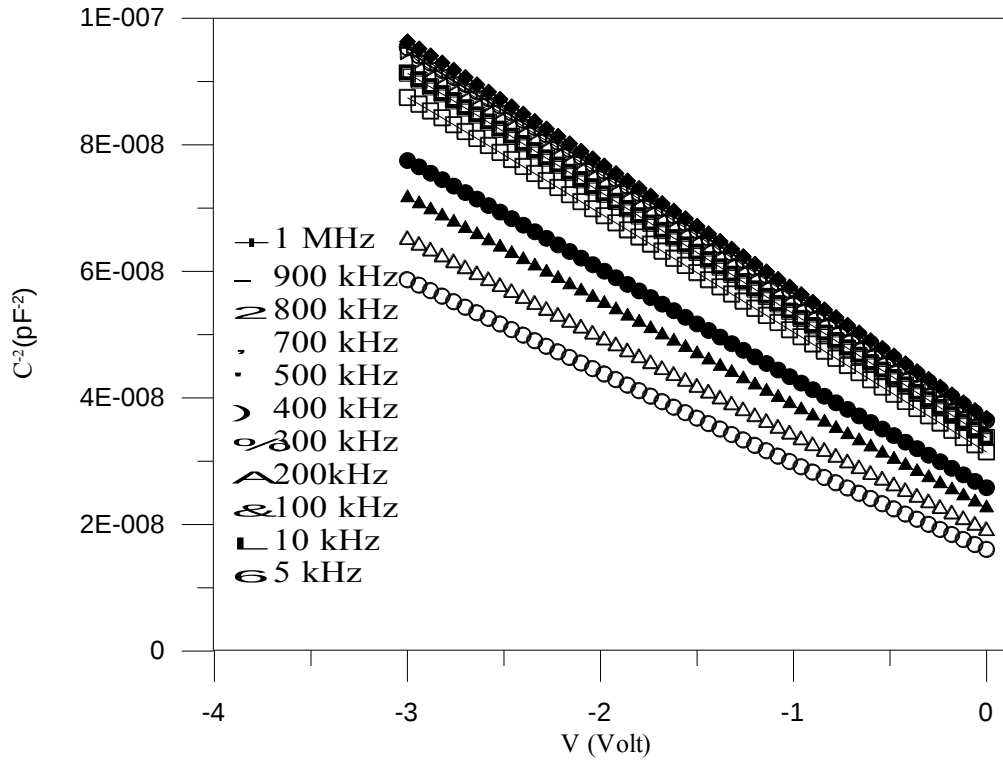
Şekil 5.10. Ag/GaP Schottky Diyotunda 5kHz-300 kHz aralığında C-V değişimi



Şekil 5.11. Ag/GaP Schottky Diyotunda 400 kHz-1 MHz aralığında C-V değişimi



Şekil 5.12. Ters belsime altında Ag/GaP Schottky Diyotunda 5kHz -1MHz aralığında C-V değişimi



Şekil 5.13. Ters belsime altında Ag/GaP Schottky diyotunda 5kHz -1MHz aralığında  $C^2$ -V grafiği.

## 6. SONUÇLAR ve TARTIŞMA

Bu çalışmada S katkılanmış GaP n- tipi yarıiletken malzemesinin optik özellikleri araştırılarak Ag/GaP metal yarıiletken kontaklar hazırlanarak elde edilen Schottky diyotun elektronik özellikleri araştırıldı.

n-Tipi GaP'ın optik özellikleri incelenirken dalgaboyuna bağlı geçiş ve yansıma spektrumları alındı. Alınan bu ölçümler sonucu GaP yarıiletkeninin soğurma spektrumu belirlenerek yasak enerji aralığı 2,24eV olarak hesaplandı. GaP yarıiletkeninin optik ölçümler sonucu kırılma indisinin dalga boyuna bağlı değişimi incelenerek kırılma indisinin frekansın artışına bağlı olarak arttığı belirlenmiştir. Numunenin  $E_0$  osilatör enerjisi 2,15 eV ve  $E_d$  dispersiyon enerjisi 6,70 eV olarak bulunmuştur.

GaP yarıiletkeninden termal buharlaştırma yöntemi ile bir yüzeyi Al ile omik kontak yapıldı. Diğer yüzeyi Ag metali ile 2mm çapında kontaklar hazırlanarak Ag/GaP Schottky diyotları yapıldı. Elde edilen metal yarıiletken kontakların I-V ve C-V karakteristikleri oda sıcaklığında karanlık ortamda incelendi. I-V karakteristiklerinden diyot parametreleri hesaplandı. İdealite faktörü(n), 1,69 olarak hesaplandı diyot engel yüksekliği ( $\phi_B$ ) 0,79 eV olarak ve 0,78 eV, seri direnci  $R_s$  ise 80,55 $\Omega$  ve 63,64  $\Omega$  olarak bulundu. Mientus ve arkadaşlarının hazırladıkları Ag-GaP kontağı üzerine çalışmada engel yüksekliği 1,12 eV olarak bulunmuş. İdealite faktörünü ise 1,1 ile 1,3 arasında belirlemişler. GaP'ın yasak enerji aralığını ise 2,26 eV olarak bulmuşlar [80]. Elde ettiğimiz GaP ın yasak enerji aralığı literatürdeki değere çok yakın olmakla beraber hazırlanan diyotun idealite faktörü ve bariyer yükseklikleri literatürde bulunan değerlere yakındır. Fakat seridirenç değerleri yüksek bulunmuştur. Bu sonuç kontak yapımı sırasında metal-yarıiletken arayüzeyde oksit tabakasının oluştuğunu açıklamaktadır.

Hazırlanan diyotların C-V ölçümlerine bakılırsa uygulanan düşük frekans bölgesinde diyot arayüzeylerinde yük birikmesi meydana geldiği ve frekans arttıkça kapasitansın azaldığı görüldü.  $f > 300\text{kHz}$  değerlerinde kapasitans sıfıra gitmektedir. Arayüzey durumları yüksek frekansta ( $f \geq 300\text{ kHz}$ ) yarıiletkenlerle dengede olmalarından dolayı kapasite meydana gelmez.

Yüksek frekans bölgesinde ters besleme durumu için 1 MHz frekansta alınan C-V grafiğinden donor yoğunluğu hesaplandı. Çizilen  $1/C^2 - V$  grafiğinden donor(verici) yoğunluğu  $N_d$   $1,375 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  ve  $V_0$  diffizyon potansiyeli 1,08 eV olarak hesaplandı.

Denklem 5.13 kullanılarak Fermi seviyesi ile valans bandının enyüksek enerjisi arasındaki fark 0,15 V olarak bulundu.

## KAYNAKLAR

- [1] **Roderick, E. H. and Williams, R. H.**, 1988, Metal-Semiconductor Contacts, Claredon Pres, Second Edition, Oxford.
- [2] **Sze, S. M.**, 1981, Physics of Semiconductor Devices, J. W. and Sons Inc. New York.
- [3] **Rideout, V.L.**, 1978, A Review of the Theory, Technology and Applications of Metal-Semiconductor Rectifiers. Thin Solid Films **48**, 261-291.
- [4] **Schottky, W.**, 1914, Phys. 215
- [5] **Sze, S.M., Crowelland, C.R. and Koling, D.**, 1964 , J. Appl. Phys. , 35, 2534
- [6] **Schottky, W., And Spenke, E.**, 1939, Wiss Veroff Semeis-Werken, 18, 225
- [7] **Wilson, A.H., Proc. R.Soc.**, 1932, London ,Ser. A, 136,487
- [8] **Crowell, C.R. and Sze, S.M. and Spitzer, W.G.**, 1964, Equality of the temperature dependence of Gold-Silicon Surface Barrier and Silicon Energy Gap in Au n-type Si Diode., Apply. Phys. Lett., **4**, 91-92
- [9] **Cowley, A.M. and Sze, S.M.**, 1965, J. Apply. Phys. 36, 3212
- [10] **Card, H.C. and Rhoderick, E.H.**, 1971, Studies of tunnel MOS diodes I. Interface effects in Silicon Schottky diodes .J. Phys.D: Apply. Phys., 4,1589
- [11] **Chattopodhyay, P. And Kumar, V.**, 1988, Solid-St.Elc.3, 143
- [12] **Nozu, S., Matsuda ,K. And Sugino, T.**, 1999, Characterization of GaAs Surface Treated with Remote PH<sub>3</sub> Plasm. Jpn.J.Apply. Phys.,**38**, L295-L297
- [13] **Heine, V.**, 1965, Theory of Surface States. Phys. Rev. **138**, A1689-A1696.
- [14] **Bardeen, J.**, 1947, Surface State and Rectification at a Metal-Semiconductor Contact, Phys.Rev., **71**,717-727
- [15] **Louie, S.G. and Cohen, M.L.**, 1976, Electronic structure of a Metal-Semiconductor Interface, Phys.Rev. B, **13**, 2461-2469
- [16] **Türüt, A. and Sağlam, M.**, 1992, Determination of the density of Si- Metal interface state and excess capacitance caused by them. Physica B,**179**,285-2.
- [17] **Ayyıldız, E., Temirci, C., Batı, B., and Türüt, A.**, 2001, The effect of serial resistance on calculation of the interface state density distrubution Schottky diodes. Int.J.Electron., **88**, 625-633
- [18] **Aydın, M.E.**, 2003, Metal/Yarıiletken ve Metal/Oksit/Yarıiletken Pb/p-Si ve Pb/n-Si Schottky Engel Diyotların Karakteristik Parametreleri ve Arayüzey

Hallerinin Enerji Dağılımının Belirlenmesi, Doktora tezi,Dicle Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü,Diyarbakır.

- [19] **Chattopadhyay, P. and Daw, A.N.**, 1986, On the Current Transport Mechanism in a Metal-Insulator-Semiconductor(MIS) Diode.Solid State Electron., **29**, 555-560
- [20] **Çetinkara, H.A., Sağlam, M., Türüt.A. and Yalçın, N.**, 1999, Eur.Phy.J.Ap., 6,89
- [21] **Chang, C.Y., Fang, Y.K. and Sze, S.M.**, 1971, Specific contact resistance of Metal-Semiconductor barrier.Solid State. Electron., **14**, 541-550.
- [22] **Sze, S.M., Coleman, D.J. and Loya, A.**, 1971, Current transport in Metal-Semiconductor –Metal (MSM) structure. Solid State Electron., **14**, 1209-1218
- [23] **Temirci, C., Batı, B., Sağlam, M. And Türüt, A.**, 2001, High- barrier height Sn/p-Si Schottky diodes with interfacial layerby anodization process.Appl. Surf.Sci., **172**,1-7
- [24] **Revva, P., Langer, J.M., Missous, M. And Peaker, A.R.**, 1993, Temperature dependence of the Schottky barrier in Al/AlGaAs metal-semiconductor junctions. J.Apply.Phys., **74**, 416-425
- [25] **Anıltürk, Ö.S., and Turan, R.**, 1999, Temperature dependence of CrSi<sub>2</sub> Schottky barrier on n-type and p-type Si.Semicond. Sci.Technol., **14**, 1061-1064
- [26] **Norde, H.**, 1979, A modified forward I-V plot for Schottky diodes with high series resistance. J.Appl.Phys., **50**, 5052-5053
- [27] **Cheung, S.K. and Cheung, N.W.**, 1986, Extraction of Schottky Diode Parameters from Forward Current-Voltage Characteristics,Appl.Phys. Lett.,49(2),85-87.
- [28] **Cibils, R.M. and Buitrago,R.**, 1985, Forward I-V plot for non ideal Schottky diodes with high series resistance.J.Appl.Phys., **58**, 1075-1077.
- [29] **Lee, T.C., Fung, S., Beling, C.D. and Au, H.L.**, 1992, A systematic approach to the measurement of the ideality factor, series resistance, and barrier height for Schottky diodes. J.Appl.Phys., **72**, 4739-4742
- [30] **Türüt, A., Batı, B., Kökçe, A., Sağlam, M. and Yalçın, N.**, 1996, The Bias – Dependence Charge of Barrier Height of Schottky Dides under Forward Bias by including the series Resistance Effect. Phys.Scripta., **53**,118-122.

- [31] **Sağlam, M., Ayyıldız, E., Gümüş, A., Türüt, A., Efeoglu, H., and Tüzemen, S.,** 1996, Series resistance calculation for the Metal-Insulator- Semiconductor Schottky barrier diodes. *Apply. Phys. A.*, **62**, 269-273.
- [32] **Kaminski, A., Marchand, J.J. and Laugier, A.,** 1999, I-V Method extract Junction Parameters with Special Emphasis on Low Series Resistance .*Solid State Electron* ,**43**, 741-745.
- [33] **Ranuaren, J.c., Ortiz-Conde, A. and Garcia Sacher, F.J.,** 2000, A new method to extract diode parameters under the presence of parasitic series and shunt resistance ,*Microelectronics Reability*, **40**, 355-358.
- [34] **El-Adawi, M.K. and Al-Nuaim, I.A.,** 2002, A methot to determine the solar cell series resistance from I-V Characteristic curve considering its shunt resistance –new approach. *Vacuum*, **64**, 33-36.
- [35] **Crowell, C.R., and Roberts, G.I.,** 1969, Surface State and Interface Effect on the Capacitance –Voltage Relationship in Schottky Barriers. *J. Appl. Phys.*, **40**, 3726-3730
- [36] **Deneuville, A.,** 1974, Characterization of the interface states at a Ag/Si interface from capacitance measurement *J. Appl. Phys. Pol. A*, **84**, 741-744.
- [37] **Muret ,P.,** 1982, Capacitance Spectroscopy of localized states at metal-semiconductor interfaces. II. Experimental about Ag, Au and Ni, on crystalline (111) Si surface .*J. Appl. Phys.*, **53** ,5300-5307.
- [38] **Tseng, H.H. and Wu, C.Y.,** 1987 , A simple Interfacial –Layer Model for the Nonideal I-V and C- V Characteristics of the Schottky-Barrier Diode. *Solid State. Electron.*, **30**, 383-390.
- [39] **Tung, R.T.,** 2001, Recent advance in schottky barrier concept. *Mat Sci. Eng. R*, **35**, 11-38.
- [40] **Mönch, W.,** 1987, *The American Physical Society*, 58, 12, 1260.
- [41] **Hilsum, C. And Rose-Innes, A.C.,** 1961, *Semiconducting III-V Compounds.* Pergamon Pres. Oxford, London.
- [42] **Aydoğdu, Y.,** 1994, *III-V Grubu Bileşiklerin Elektrik/Elktronik Özelliklerine Dislokasyonların Elastik Zorlanma Enerjisinin Etkisinin İncelenmesi,* Doktora Tezi, Fırat Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Elazığ.
- [43] **Nicollian , E.H., and Brews, J.R.,** 1982, *MOS (Metal Oxide Semiconductor) Physics and Technology.* John Wiley and Sons Inc. New Yok.

- [44] **Danold, A.N.**, 2007. Yarıiletken Fiziğine Giriş, Ankara.
- [45] **Kittel, C.**, 1996. Katıhal Fiziğine Giriş, Güven Kitap Yayın Dağıtım, İstanbul.
- [46] **Onaran, K.**, 2000. Malzeme Bilimi, Bilim Teknik Yayınevi, İstanbul.
- [47] **Hook, J.R. and Hall, H.E.**, 2006. Katıhal Fiziği, Literatür Yayınları, İstanbul.
- [48] **Wilson, J. and Hawkes J.F.B.**, 2000. Optoelektronik, Değişim Yayınları, Adapazarı.
- [49] **Taylor, R. J., Zafiratos, C.D. and Dubson, M.**, 2008. Okutman Yayıncılık, Ankara.
- [50] **Torton, R.**, 2007. Katıların Fiziği, Bizim Büro Yayın-Dağıtım, Ankara.
- [51] **Durlu, T.N.** 1992. Katıhal Fiziğine Giriş, Bilim Kitap Kırtasiye, Ankara.
- [52] **Kılınç, T.**, 2006.  $Zn_{1-x}Fe_xS$  İnce Filmlerin Fiziksel Özelliklerinin İncelenmesi, *Yüksek Lisans Tezi*, Sütçü İmam Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Kahramanmaraş.
- [53] **Askeland, D.R.**, 1998. Malzeme Bilimi ve Mühendislik Malzemeleri, Nobel Yayın Dağıtım Ltd. Şti., Ankara.
- [54] **Ilıcan, S., Çağlar, Y. ve Çağlar, M.**, 2005. CdZnS ve ZnO Yarıiletken Filmlerin Yasak Enerji Aralıkları, *SAÜ Fen Bilimler Enstitüsü Dergisi*, **9**,48-54.
- [55] **Nadeem, M.Y., Ahmed, W.** 2000. Optical Properties of ZnS Thin Films, *Turk J. Phy.*, **24**, 651-659.
- [56] **Omar, M.A.**, 1993. Elementary Solid State Physics: Principles and Applications, Addison-Wesley Publishing Company, USA.
- [57] **Bedeaux, D., Vlieger, J.**, 2001. Optical properties of Surfaces, World Scientific Publishing, USA.
- [58] **Mott, N.F., Davis, E.A.**, 1971. Electronic process in non-crystalline materials, Clarendon Press, London.
- [59] **Natsume, Y., Sakata, H.**, 2000. Zinc oxide films prepared by sol-gel spin coating, *Thin Solid Films*, **372**, 30-36.
- [60] **Smith, W.F.** 1990. Principles of materials science and engineering, McGraw-Hill, Inc., USA.
- [61] **Qasrawi, A.F. and Shukri A., M.M.**, 2006. Optoelectronic properties of polycrystalline  $\beta$ -GaSe thin films, *Cryst. Res. Technol.*, **41**,364-370.
- [62] **Babu, G., A., Ramasamy, P., Ravikumar, K. and Sridhar, B.**, 2009. Crystal structure and characterization of a novel organic crystal: 4-dimethylaminobenzophenone, *Elsevier Ltd.*, **44**, 1265-1269.
- [63] **Fox, M.**, 2001. Optical Properties of Solids, Oxford University Press, New York.

- [64] **Nag, B.R.**, 1980. Electron transport in compound semiconductors, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, New York.
- [65] **Pankove, J.I.**, 1971. Optical Processes in Semiconductors, Princeton Press., New Jersey.
- [66] **Van der Ziel, A.**, 1968, Solid State Physical Electronics, Second Edition, İkinci Baskı, Prentice-Hall International, Inc. London, Toronto.
- [67] **Mead, C. A.**, 1966, Metal-Semiconductor Surface Barriers, Sol. St. Electronics, 9, 1023-1033.
- [68] **Sharma, B. L.**, 1984, Metal- Semiconductor Schottky Barrier Junctions and Their Applications, Plenum Pres., New York and London.
- [69] **Dağdelen, F.**, 2004, Metal kompleks yarıiletken Schottky diyotların elektronik özelliklerinin belirlenmesi, Doktora Tezi, Fırat Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Elazığ.
- [70] **Goodman, A. M.**, 1963, Metal-Semiconductor Barrier Height Measurement by the Differential Capacitance Method-One Carrier System. J. Applied. Physics, 34, (2), 329-339.
- [71] **Hökelek, E. and Robinson, G.Y.**, 1981, A Comparison of Pd Schottky Contacts on InP, GaAs and Si, Solid State Electronics, 24, 99-103.
- [72] **Sriram, S. and Das, M. B.**, 1982, Small-signal conductance vs temperature: A rapid means of determining the nature of current transport in high-doped n-GaAs Schottky barrier diodes, Solid State Electronics, 25, 615-619
- [73] **Qasrawi, A.F.**, 2007, Temperature dependence of the band gap, refractive index and single-oscillator parameters of amorphous indium selenide thin films, 29, 1751-1755.
- [74] **Qasrawi, A.F., Gasanly, N.M.**, 2007, Optical properties of  $\text{Ti}_2\text{InGaS}_4$  layered single crystal, 29, 1763-1767.
- [75] **Cağlar, Y., Ilcan, S., Cağlar, M., Yakuphanoglu, F.**, 2007, Effect of In, Al and Sn dopants on the structural and optical properties of ZnO thin films, 67, 1113-1119
- [76] **Yakuphanoglu, F., Cukurovali A., Yilmaz, İ.**, 2005, Refractive index and optical absorption properties of the complexes of a cyclobutane containing thiazolyl hydrazone ligand, 27, 1363-1368.

- [77] **Altındal, Ş., Karadeniz, S., Tuğluoğlu, N., Tataroğlu, A.**, 2003 The role of interface states and C-V characteristics in Al/SnO<sub>2</sub>/p-Si Schottky diodes, **47**, 1847-1854
- [78] **Çakar, M. ., Onganer, Y., Türüt, A.**, 2002, The nonpolymeric organic compound (pyronine-B)/ p-type silicon/Sn contact barrier devices, **126**, 213-218
- [79] **Pipinys, P., Rimeika, A., Pipiniene.**, 2002, Analysis of reverse current- voltage characteristics of Schottky diodes based on phonon-assisted tunneling including Frenkel emission mechanism, **46**, 1283-1287
- [80] **Mientus, R., Wolf, R., Kloth, B., Protsch, M., Pikhtin, A.N.**, 1999, A highly UV-selective Shottky-barrier photodiode based on a Ag-GaP contact, 116-119, 711-715.

## ÖZGEÇMİŞ

06.06.1984 tarihinde Elazığ'da doğdum. İlkokulu Elazığ Namık Kemal ilkokulunda, ortaokulu Elazığ ilköğretim okulunda, liseyi Elazığ Yabancı dil ağırlıklı Balakgazi Lisesinde tamamladım. 2008 yılında Fırat Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi Fizik bölümünden mezun oldum. Aynı yıl Fırat Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Bölümü Katıhal Anabilim dalında yüksek lisansa başladım.

Sevil EROL