

T.C.
KAFKAS ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
FİZİK ANABİLİM DALI

**TABAKALI GALYUM SELENİT (GaSe) KRİSTALİNDE SCHOTTKY
EKLEMİNİN YAPILMASI VE I-V KAREKTERİSTİĞİNİN ARAŞTIRILMASI**

Hüseyin ERTAP

YÜKSEK LİSANS TEZİ

DANIŞMAN

Prof. Dr. Hasan MAMMADOV

OCAK-2008

KARS

T.C. Kafkas Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı Yüksek Lisans öğrencisi Hüseyin ERTAP'ın Prof. Dr. Hasan MAMMADOV'un danışmanlığında yüksek lisans tezi olarak hazırladığı "Tabakalı Galyum Selenit (GaSe) Kristalinde Schottky Ekleminin Yapılması ve I-V Karakteristiğinin Araştırılması" adlı bu çalışma, yapılan tez savunması sınavı sonunda jüri tarafından Lisansüstü Eğitim Öğretim Yönetmeliği uyarınca değerlendirilerek oy birliği ile kabul edilmiştir.

23/01/2008

Adı-Soyadı

İmza

Başkan: Prof.Dr. Hasan MAMMADOV

Üye: Doç.Dr. Mevlüt KARABULUT

Üye: Doç.Dr. Babir TAĞIYEV

Bu tezin kabulü, Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu'nun/...../..... gün ve/.....sayılı kararıyla onaylanmıştır.

Prof. Dr. Vahit ALİŞOĞLU

Enstitü Müdürü

ÖNSÖZ

Bu çalışma, Kafkas Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalında, yüksek lisans tezi olarak hazırlanmıştır.

Bu çalışmada, geleneksel Bridgman tekniği kullanılarak sentezlenen GaSe tabakalı kristalleri kullanarak farklı Schottky diyotları oluşturulmuş ve bu numuneler üzerinde akım-gerilim değerleri alınarak numunelerin farklı özelliklerine bakılmıştır. Akım-Gerilim ölçümleri Kafkas Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü'nde gerçekleştirilmiştir.

Bu çalışmanın bütün aşamalarında benden yardımlarını esirgemeyen değerli bilim adamları, danışman hocam sayın Prof.Dr. Hasan MAMMADOV ve bölüm başkanımız sayın Doç.Dr. Mevlüt KARABULUT'a şükranlarımı sunarım.

Kars, 2008

Hüseyin ERTAP

İÇİNDEKİLER

Sayfa No

İÇİNDEKİLER	i
ÖZET	iii
ABSTRACT	iv
SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ	v
ŞEKİLLER DİZİNİ	vi
RESİMLER DİZİNİ	ix
ÇİZELGELER DİZİNİ	x
1. GİRİŞ	1
2. GaSe KRİSTALİNİN GENEL YAPISAL ÖZELLİKLERİ	3
3. KRİSTAL BÜYÜTME TEKNİKLERİ, SCHOTTKY EKLEMLERİ, METAL-OKSİT-YARIİLETKEN TEKNOLOJİSİ (MOS) VE MOSFET	15
3.1.Kristal Büyütme	15
3.1.1.Epitaksiyel Büyütme	16
3.1.2.Eriyikten Kristal Büyütme	17
3.1.2.1. Dikey Bridgman (Bridgman-Stockbarger) Metodu	18
3.1.2.2 Yatay Bridgman (Bot-Büyütme) Metodu	20
3.1.2.3 Czochralski Metodu	21
3.2. Schottky Eklemleri	22
3.2.1. Dengedeki Schottky Eklemleri	23
3.2.2. Gerilim Altındaki Schottky Eklemleri	26
3.2.3. İdeal Olmayan Schottky Eklemleri	27
3.2.4. Schottky Engelinin Boşaltılmış Tabakası	30
3.2.5. Schottky Eklemlerinin Uygulamaları	31
3.3. Metal-Oksit-Yarıiletken Teknolojisi (MOS) ve Mosfet	31

4. DENEYSEL YÖNTEMLER	37
4.1. Tabakalı GaSe Kristallerinin Büyütülmesi	37
4.2. Schottky Eklemlerinin Oluşturulması	42
4.3. Deneysel Ölçümler	43
5. DENEYSEL BULGULAR	44
5.1. Schottky Engelli Kesişimlerde Akım-Gerilim Karakteristikleri	44
6. GaSe BAZINDAKİ SCHOTTKY ENGELİNDEN YÜKTAŞIYICILARIN GEÇİŞ MEKANİZMALARI	56
6.1. Schottky Engellerinden Geçiş Mekanizmaları	56
7. SONUÇLAR ve TARTIŞMA	70
8. KAYNAKLAR	71
ÖZGEÇMİŞ	77

ÖZET

Tabakalı A^{III}B^{VI} kristallerinin önemli bir bireyi olan Galyum Selenit (GaSe) yarıiletken bileşiği, anizotrop kristal yapısı ve farklı uygulama alanlarından dolayı büyük ilgi görmektedir.

Bu çalışmada GaSe kristalleri geleneksel Bridgman metodu kullanılarak büyütüldü. Tellür (Te) yarımetali kullanılarak iki grup Schottky engeli oluşturuldu. İlk gruptaki engeller normal GaSe yüzeyleri kullanılarak elde edilirken ikinci gruptaki engeller oksitlenmiş GaSe yüzeyleri üzerinde Te eritilerek elde edildi. Her iki grup Schottky engellerinin karakteristikleri farklı sıcaklık ve elektrik alanlarında araştırıldı. Oluşturulan Schottky engellerinde aynı elektrik alanında, düz yöndeki akımın ters yöndeki akıma oranının hem sıcaklığa hem de ışıkla uyarılmaya bağlı olarak değiştiği görüldü. Oluşturulan Schottky engellerinin yüksekliği tayin edildi. Schottky engellerinin yüksekliği 14.93-25.00 meV aralığında olduğu bulundu. Yüzey tabakası oksitlendiğinde ise Schottky engellerinin yüksekliği 25.40-52.92 meV aralığında olduğu bulundu. Oksit tabakası içeren Schottky engellerinin yüksekliklerinin diğer Schottky engellerinin yüksekliklerinden 2 kat daha büyük olduğu görüldü. Deneysel akım-gerilim karakteristiğinin analizi, şiddetli elektrik alanında Schottky engellerinin elektrik alanın karekökü ile orantılı olarak $\Delta(e\phi) \cong \beta\sqrt{E}$ şeklinde küçüldüğü ve akımın elektrik alanın karekökü ile $I = I_0 e^{\beta\sqrt{E}}$ şeklinde üstel arttığı görüldü. Sonuçların Frenkel termoelektrik alan teorisi ile uyumlu olduğu görüldü.

2008, 90 sayfa

Anahtar Kelimeler: GaSe, Bridgman Metodu, Schottky Engeli

ABSTRACT

Gallium Selenide (GaSe) semiconductor compound is an important member of layered $A^{III}B^{VI}$ crystals which has taken great attention due to its anisotropic crystal structure and different application areas.

In this study, GaSe crystals were grown by the conventional Bridgman method. Two groups of Schottky junctions were obtained using Te semimetal. In the first group Schottky junction were obtained using unoxidized GaSe layers while in the second group Schottky junctions were obtained by melting Te on the oxidized GaSe surfaces. The characteristics of Schottky junctions in both groups were investigated at different temperatures and under different electric fields. The ratio of forward current to reverse current under constant electric field in these Schottky junctions was found to change with both temperature and excitation by light. The heights of the Schottky barriers were determined and were found to be between 14.93-25.00 meV . The heights of the Schottky barriers grown on oxidized GaSe surface were found to be 25.40-52.92 meV which is twice that of the height of the Schottky junctions grown on unoxidized GaSe surface. By analyzing the experimental current-voltage characteristics, it was found that the Schottky barriers decreased with the square root of the electric field as $\Delta(e\phi) \cong \beta\sqrt{E}$ while the current increased exponentially with the square root of the applied electric field as $I = I_0 e^{\beta\sqrt{E}}$. These results are consistent with the Frenkel thermoelectric field theory.

2008, 90 pages

Keywords: GeSe, Bridgman Method, Schottky Barrier

SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ

1.Simgeler

A : Amper

ϕ_m : Metalin iş fonksiyonu

ϕ_s : Yarıiletkenin iş fonksiyonu

ϕ_B : Bariyer yüksekliği

ϕ_{bi} : Eklem yarıiletken tarafındaki potansiyel yapı

ϕ_0 : Yüzey Fermi düzeyi

E_g : Yasak enerji aralığı

C : Sığa

T : Sıcaklık

K : Kelvin

β :Frenkel katsayısı

2. Kısaltmalar

Ga : Galyum

Se : Selenyum

Si : Silisyum

Ge : Germanyum

Te : Tellür

In: İndiyum

Ag : Gümüş

GaSe : Galyum Selenit

GaTe : Galyum Tellurit

GaS : Galyum Sülfid

InSe : İndiyum Selenit

InS : İndiyum Sülfid

MBE : Moleküler Işın Epitaksi

MOS : Metal-Oksit-Yarıiletken

MOSFET : Metal-Oksit-Yarıiletken Alan Etkili Transistör

ŞEKİLLER DİZİNİ

	Sayfa No
Şekil 2.1: Hekzagonal GaSe'nin kristal yapısı	3
Şekil 2.2: GaSe'de tabakaların yığılması	4
Şekil 2.3: : β -GaSe, ϵ -GaSe, γ -GaSe politipleri için birim hücreler	5
Şekil 2.4: GaSe yarıiletken bileşiğinin birim paketinin perspektif görünüşü	6
Şekil 2.5: Hekzagonal GaSe için birinci Brillouin bölgesi	7
Şekil 2.6: GaSe'nin enerji bant yapısı	8
Şekil 2.7: β -GaSe yarıiletken bileşiğinin bant yapısı	8
Şekil 3.1: Bridgman fırınının şematik gösterimi ve ısı dağılımı	18
Şekil 3.2: (a) Bridgman metodunda katılaşma süreci (b) Isı dağılımı	19
Şekil 3.3: Czochralski metodunun şematik gösterimi	21
Şekil 3.4: Schottky eklemının çalışma prensibi	22
Şekil 3.5: n-tipi bir yarıiletkenin üzerinde oluşturulan bir Schottky eklemının enerji band diyagramı	23
Şekil 3.6: Akım-gerilim karakteristiği	23
Şekil 3.7: İleri beslem altında metalden n-tipi yarıiletken içine akan I_{sm} akımının şekilde gösterildiği gibi potansiyel engelindeki azalmadan dolayı artması	26
Şekil 3.8: Bariyer genişliği ile tünelleme akımının değişimi ve bir Schottky ekleminde alan emisyonunun etkisi	27
Şekil 3.9: Ara yüz durumları iş fonksiyonunda değişim için bariyer yüksekliğinin duyarlılığının azalması.	28
Şekil 3.10: Alan-elektrik akımını meydana getiren bariyer yüksekliğini azaltan etkiyi içeren bir modifikasyon	28
Şekil 3.11: Bir metal ile n-türü bir yarıiletken arasındaki doğrultucu potansiyel engeli. Kesikli çizgi Fermi düzeyini göstermektedir	30
Şekil 3.12: Metal-oksit-yarıiletken (MOS) yapısı	32
Şekil 3.13: MOSFET alan etkili transistörlerin çizgi resmi: (a) genel yapısı; (b) kesitinin görünüşü	34
Şekil 3.14: Örnek bir MOSFET devre elemanının, artı geçit gerilimi (V_{gs}) uygulanmış durumda, fakirleşme bölgelerini ve uyarılmış kanalı gösteren kesiti	35

Şekil 3.15: Bir MOSFET yapıda metal-oksit-yarıiletken enerji bant yapısı. Kapı voltajı Fermi enerjisini eV_c kadar yükseltir. Ters çevirici tabaka, Fermi enerjisinin valans bandına oranla iletkenlik bandına daha yakın olduğu bölgeye karşılık gelir.	36
Şekil 4.1 Ga-Se sisteminin faz diyagramı	41
Şekil 5.1: Ag-GaSe-Te-In eklemesinin I-V grafiği	44
Şekil 5.2: Ag-GaSe-Te-Ag numunesi için I-V grafiği	45
Şekil 5.3: In-Oksit-GaSe-Te-In numunesi için I-V grafiği	46
Şekil 5.4: In-Oksit-GaSe-Ag-In numunesi için I-V grafiği	47
Şekil 5.5: GaSe'nin enerji bant yapısı	49
Şekil 5.6: p-tipi yarıiletkenle metal kontakta potansiyel engel oluşumu (a) elektronun metalden çıkış işi $\phi_m > \phi_s$ yarıiletkenden büyük, (b) $\phi_m < \phi_s$ durumları	50
Şekil 5.7: Metal/n-tipi yarıiletken doğrultucu kontak için elektron enerji-band diyagramı (a) Termal denge durumu (b) doğru beslem (c) ters beslem	50
Şekil 5.8: GaSe bazında farklı Schottky engelli kesişimler için sıganın sıcaklıkla (C-T) değişim grafikleri	54
Şekil 6.1: Metal/yarıiletken (MY) kontaklarda doğru beslem altındaki akım-iletim mekanizmaları (a) akım iletim sürecinde elektronlar yarıiletkenden potansiyel engelin tepesini aşarak metal içerisine girer. (b) akım iletim sürecinde elektronlar engel içinden direk kuantum mekaniksel tünelleme yoluyla geçerler. (c) akım iletim sürecinde uzay yük yığımlı bölgesinde elektron ve boşlukların yeniden birleşmesi gerçekleşir. (d) akım iletim sürecinde yük taşıyıcıların lehimlerden enjeksiyonu sonucu akıma katkıda bulunurlar.	56
Şekil 6.2: Ag-GaSe-Te-In numunesi için $\text{Log}I-10^3/T$ değişimi. Teorik fitlerden elde edilen Schottky engel yükseklikleri her bir grafik üzerinde verilmektedir.	57
Şekil 6.3: Ag-GaSe-Te-Ag numunesi için $\text{Log}I-10^3/T$ değişimi. Teorik fitlerden elde edilen Schottky engel yükseklikleri her bir grafik üzerinde verilmektedir.	58
Şekil 6.4: In-Oksit-GaSe-Te-In numunesi için $\text{Log}I-10^3/T$ değişimi. Teorik fitlerden elde edilen Schottky engel yükseklikleri her bir grafik üzerinde verilmektedir.	59
Şekil 6.5: In-Oksit-GaSe-Ag-In numunesi için $\text{Log}I-10^3/T$ değişimi. Teorik fitlerden elde edilen Schottky engel yükseklikleri her bir grafik üzerinde verilmektedir.	60

Şekil 6.6: Ag-GaSe-Te-In numunesi için $(e\phi)$ -V ve $\Delta(e\phi) \cdot \sqrt{V}$ grafiği. Teorik fitten elde edilen Schottky engel yüksekliğinin elektrik alanın karekökü ile değişimi	63
Şekil 6.7: Ag-GaSe-Te-Ag numunesi için $(e\phi)$ -V ve $\Delta(e\phi) \cdot \sqrt{V}$ grafiği. Teorik fitten elde edilen Schottky engel yüksekliğinin elektrik alanının karekökü ile değişimi	64
Şekil 6.8: In-Oksit-GaSe-Te-In numunesi için $(e\phi)$ -V ve $\Delta(e\phi) \cdot \sqrt{V}$ grafiği. Teorik fitten elde edilen Schottky engel yüksekliğinin elektrik alanın karekökü ile değişimi	64
Şekil 6.9: In-Oksit-GaSe-Ag-In numunesi için $(e\phi)$ -V ve $\Delta(e\phi) \cdot \sqrt{V}$ grafiği. Teorik fitten elde edilen Schottky engel yüksekliğinin elektrik alanın karekökü ile değişimi	65
Şekil 6.10: Ag-GaSe-Te-In numunesi için $I-\sqrt{V}$ grafiği	66
Şekil 6.11: Ag-GaSe-Te-Ag numunesi için $I-\sqrt{V}$ grafiği	66
Şekil 6.12: In-Oksit-GaSe-Te-In numunesi için $I-\sqrt{V}$ grafiği	67
Şekil 6.13: In-Oksit-GaSe-Ag-In numunesi için $I-\sqrt{V}$ grafiği	67
Şekil 6.14: Metal yarıiletken doğrultucu kontakta Schottky etkisinden kaynaklanan potansiyel engel alçalması	68

RESİMLER DİZİNİ

Sayfa No

Resim 4.1: Dikey Bridgman fırını	37
Resim 4.2: GaSe bileşiminin sentezi için gerekli oranda Ga ve Se doldurularak vakunlanmış kuartz tüpler	40
Resim 4.3: Numunelerimizin ölçümlerini aldığımız deney sistemi	43

ÇİZELGELER DİZİNİ

Sayfa No

Çizelge 2.1: GaSe'nin farklı politipleri için direkt ve dolaylı aralıkların 77 K'deki deneysel değerleri	7
Çizelge 3.1: 300 K'de farklı metaller için Si ve GaAs'daki Schottky engellerinin bariyer yükseklikleri	25
Çizelge 4.1: Cr/Al termoçift için emk-sıcaklık değişim tablosu	39
Çizelge 4.2: Kristal büyütme için kullandığımız Dikey Bridgman fırınının sıcaklık-emk tablosu	40
Çizelge 6.1: Ag-GaSe-Te-In numunesi için V , $(e\phi)$, \sqrt{V} ve $\Delta(e\phi)$ değerleri	61
Çizelge 6.2: Ag-GaSe-Te-Ag numunesi için V , $(e\phi)$, \sqrt{V} ve $\Delta(e\phi)$ değerleri	61
Çizelge 6.3: In-Oksit-GaSe-Te-In numunesi için V , $(e\phi)$, \sqrt{V} ve $\Delta(e\phi)$ değerleri	62
Çizelge 6.4: In-Oksit-GaSe-Ag-In numunesi için V , $(e\phi)$, \sqrt{V} ve $\Delta(e\phi)$ değerleri	62

1. GİRİŞ

Katı maddeler elektriksel özelliklerine göre yalıtkanlar, iletkenler ve yarıiletkenler olmak üzere üç ana grupta toplanabilir. Yarıiletkenler, günümüz teknolojisinin vazgeçilmez malzemeleri arasında bulunmaktadır. Yarıiletken malzemeler diyot, transistör ve entegere devresi gibi elektronik devre elemanlarının yanı sıra, optoelektronikte lazerler, LED (Light Emitting Diodes), fotoiletken hücreler, sıvı kristalli görüntü birimleri, güneş pilleri, heteroyapılar, kızılötesi(IR) ışık kaynaklar, IR dedektörleri ve dönüştürücüler gibi optoelektronik cihazların yapımında da kullanılmaktadır[1-4].

En önemli elementel yarıiletkenler Silisyum (Si) ve Germanyum (Ge)'dir[3]. III-VI ikili yarıiletken bileşikleri, III. grup Tl, Ga, In elementleri ile VI. grup S, Se, Te elementlerinin stokiometrik oranlarda birleşmesinden meydana gelmektedir[2]. Bu bileşik yarıiletkenler arasında Galyum Sülfid (GaS), Galyum Selenit (GaSe), Galyum Tellürit (GaTe), İndiyum Selenit (InSe) İndiyum Sülfid (InS) bileşikleri yer alır. $A^{III}B^{VI}$ tipi yarıiletken bileşikler tabakalı yapıda kristalleşirler ve her bir tabaka anyon-galyum-galyum-anyon sırası ile dört sıkı paketli alt tabakadan oluşur. Bu tabakalı bileşikler son derece anizotropik bağlanma kuvvetleriyle karakterize edilirler. Tabakalar içerisindeki atomlar birbirine güçlü kovalent bağlarıyla bağlyken; tabakalar arasındaki bağlanma zayıf van der Waals bağı ile sağlanmaktadır ve tabakaların düzenlenişi bileşikten bileşiğe farklılık göstermektedir. III-VI yarıiletken bileşiklerinin bant aralıkları yakın kızılötesi bölgede yer aldığından optoelektronik cihaz uygulamalarında kullanılabilir.

GaSe, $A^{III}B^{VI}$ yarıiletken bileşik ailesinin bir üyesidir. GaSe yarıiletken kristali Se-Ga-Ga-Se atomlarının iki boyutlu tabakalar halinde üst üste yığılması ile oluşmaktadır. GaSe tabakalı yapısından dolayı oldukça anizotropik bir materyaldir. Bu anizotropi tabaka içindeki bağlanmaların tabakalar arasındaki bağlanmalardan oldukça güçlü olmaları gerçeğinden kaynaklanır. Bu yapısal anizotropi, GaSe'nin elektriksel ve optik özelliklerindeki anizotropiyle sonuçlanır. Tabakalar birbirine zayıf van der Waals bağları ile bağlıdır. Tabakalar arası etkileşim oldukça zayıf olduğundan GaSe tabakalar boyunca kolaylıkla yarılabılır. Tabakalar arası etkileşimin oldukça zayıf

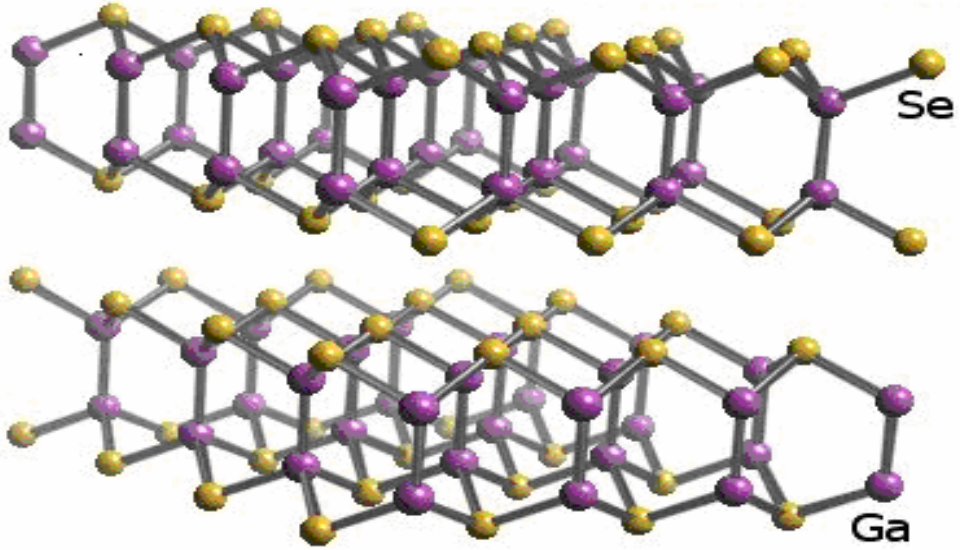
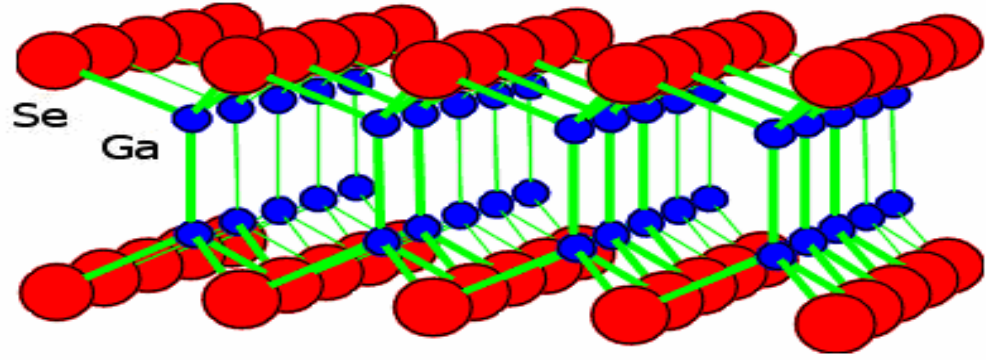
olmasına karşın tabakalar içindeki atomlar birbirlerine güçlü kovalent bağlarıyla bağlıdır. GaSe 300 K'de 2,02 eV'luk geniş bir bant aralığına sahiptir.

GaSe üzerinde son yıllarda elektronik ve optoelektronikte bulunduğu geniş uygulama alanları ve lineer olmayan optik özelliklerinden dolayı büyük bir ilgi vardır. GaSe kristalleri özellikle görünür bölgede fotoelektronik ve optoelektronik cihazlarda uygulama alanına sahip olduğundan dolayı geniş olarak araştırılmaktadır[4-31].

Aşırı anizotropik GaSe bileşiğinin optik ve elektriksel özellikleri ile ilgili yapılan araştırmalar, bu bileşiğin görünür bölgede fotoelektronik cihazlardaki uygulamalar için beklenen yarıiletken malzeme olduğunu göstermiştir. Çünkü GaSe tek kristalleri p- ve n-tipi olarak elde edilebilirler. Literatürde farklı elementlerle (Cu, Zn, Cd, Sn ve Mn gibi) katkılanmış GaSe geniş olarak araştırılmış ve safsızlık seviyeleri belirlenmiştir. Ancak n-GaSe tek kristallerinin özellikleri hakkında literatürde pek fazla bilgiye rastlanılmamaktadır. Bununla ilgili olarak S. Shigetomi ve arkadaşları As ve Ge katkılı p- ve n-GaSe'nin elektriksel özelliklerine bakmışlardır[17]. G.Micocci ve arkadaşları ise yaptıkları bir çalışmada klor katkılı n-GaSe tek kristalindeki elektron yoğunluğunun sıcaklığa bağlılığını incelemişler ve yasak bant aralığındaki derin seviyelerin parametrelerini belirlemek için hacmi yüklerle sınırlanan akım ölçümleri yapmışlardır[18]. Yine diğer bir çalışmalarında ise kimyasal iletim metodu yoluyla buhardan büyütülen n-tipi iyot katkılı GaSe kristallerinin elektriksel özelliklerini belirlemişlerdir. İletim bandının yaklaşık 0,36 eV altında bir elektron yakalama seviyesini termal olarak uyarılmış akım tekniğini kullanarak belirlemişler ve bu seviyenin iyot atomları ile selen atomlarının yer değiştirmesinden kaynaklandığını belirtmişlerdir[19].

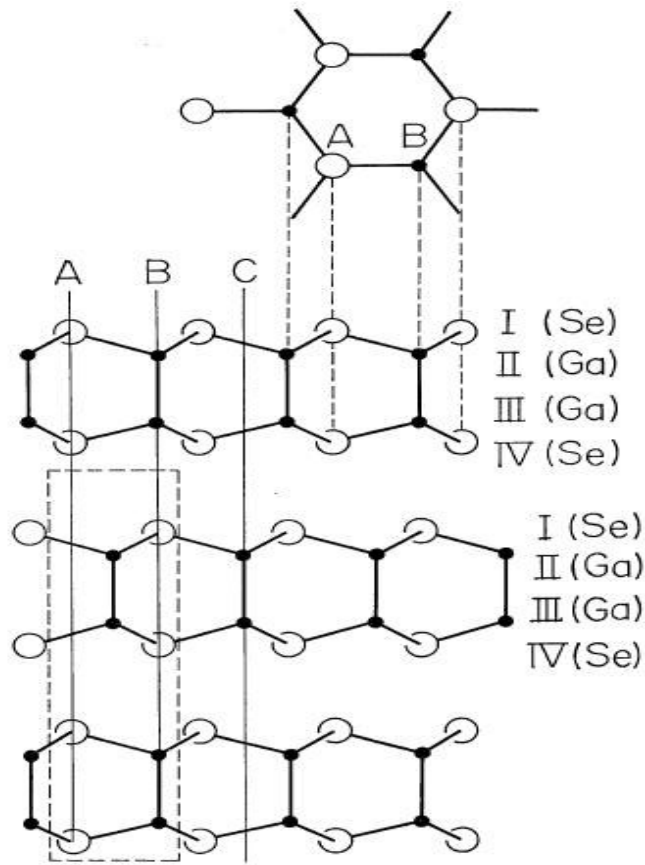
2. GaSe KRİSTALİNİN GENEL YAPISAL ÖZELLİKLERİ

GaSe kristalleri kendilerine özgü yapısal özelliklere sahiptirler. Bu bileşik paketler halinde kristalleşir. Tek bir paket içerisindeki atomik düzen GaSe ve GaS için aynıdır. Sadece paketlerin yığılması yönüyle birbirlerinden farklıdır. Her bir tek paket Şekil 2.1’de gösterildiği gibi anyon-galyum-galyum-anyon sırasıyla sıkı paketlenmiş dört alt tabakadan oluşur[27].



Şekil 2.1: Hekzagonal GaSe'nin kristal yapısı[32,33].

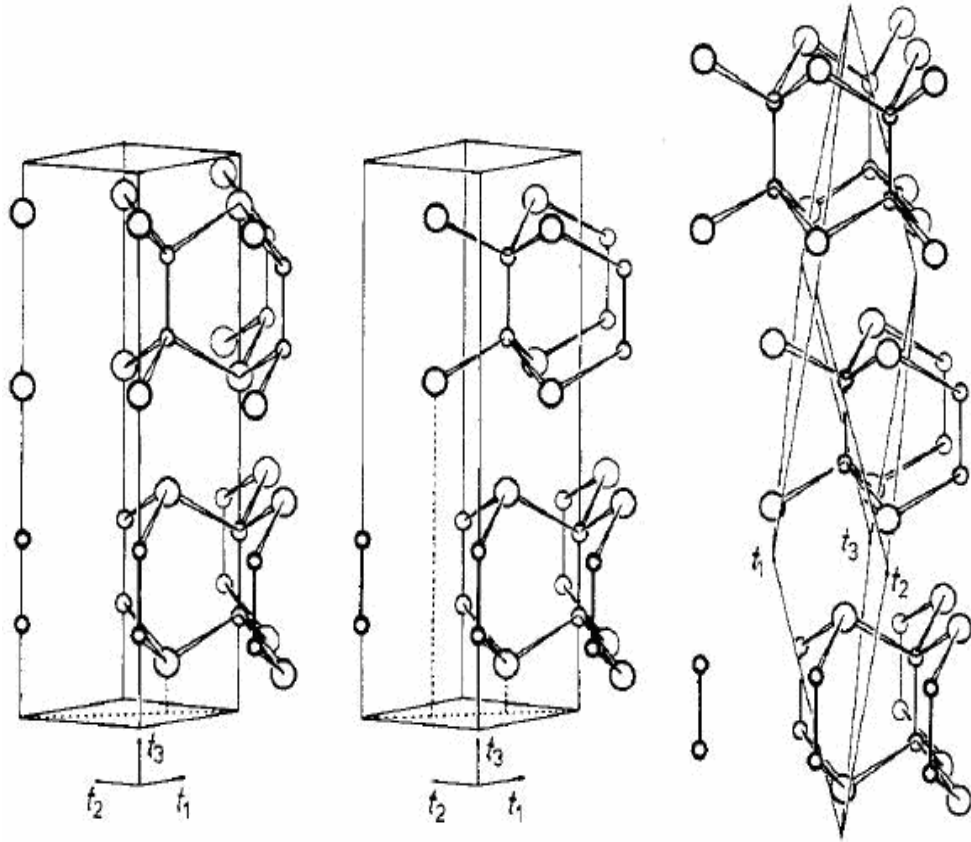
Koyu kırmızı renkte olan GaSe çok esnek, yumuşak ve kolayca bölünebilen tabakalarda kristalleşir[29]. GaSe gibi tabakalı yapılar, zayıf olan bantlar arası bağlanmadan dolayı yığılma kusurları veya dislokasyonlar içerir. GaSe ile ilgili literatürde birbirinden temel tabaka birimlerinin yığılma düzeniyle ayrılan birkaç politip vardır. Tabakalar, yığılma yönünde (optik c-ekseni yönünde olan kristalografik z-ekseni boyunca) farklı politiplerin varlığına öncülük eden farklı yollarla düzenlenirler. GaSe'deki bu tabakaların yığılması Şekil 2.2'de gösterilmiştir[4,27].



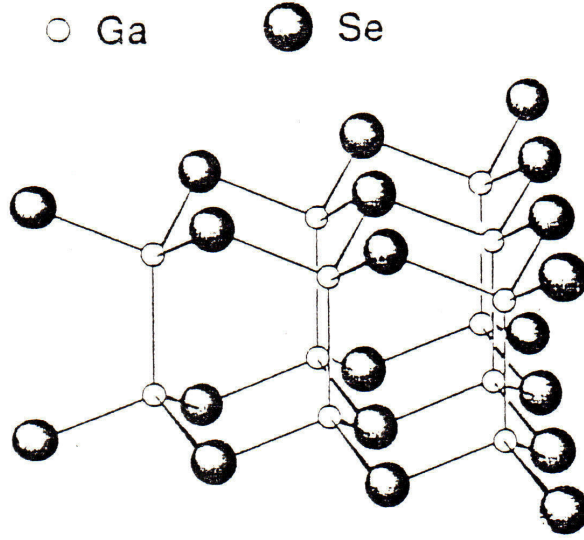
Şekil 2.2: GaSe'de tabakaların yığılması[27].

GaSe'nin dört kristal yapısı vardır. Bu kristal yapılardan ϵ -GaSe , β -GaSe , δ -GaSe politipleri hekzagonal, γ -GaSe politipi ise rombohedraldir. Sırasıyla ϵ , β , δ ve γ -politiplerinin uzay grupları D^1_{3h} , D^4_{6h} , C^4_{6v} , ve C^5_{3v} 'dir. ϵ , β -politiplerinin birim

hücreleri iki tabakanın γ, δ -politiplerinin birim hücreleri üç ve dört tabakanın Ga ve Se atomlarından oluşmaktadır. Tabakalar aralarında mevcut olan ilişki neticesinde tabakaların bazı bölümlerinin birbirlerine temas etmesi mümkündür ve politiplerinin oluşmasının bir sebebi de bu durumdur. GaSe kristalinin β, ϵ ve γ -politiplerinin birim hücreleri Şekil 2.3'de verilmiştir. Şekil 2.4'de bir paketde birbirlerine yakın Se-Ga-Ga-Se tipli tabakaların düzeni gösterilmiştir. Ga atomu üç halojen Se atomları tarafından çevrelenir ve bu çerçevede bir Ga atomu da yer alır ise bu kristal yapı hekzagonal yapıyı teşkil eder. Tabakalar arası van der Waals kuvveti mevcuttur. Monotabakaların dördü bir paket veya tabaka oluşturuyor. Sonra bu dörtlü monoatomik paketler hcp yapılı GaSe, GaS kristallerini oluşturur[1].

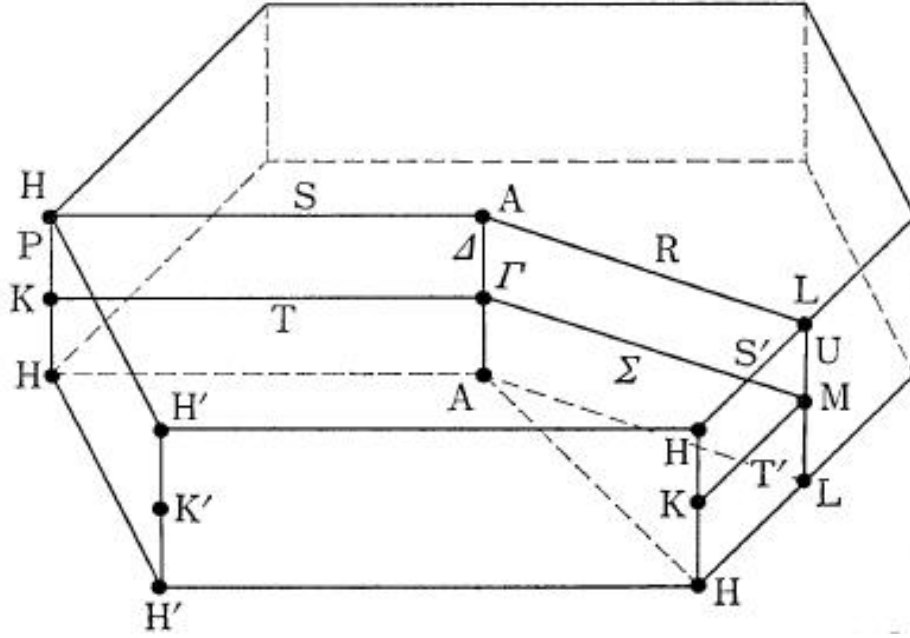


Şekil 2.3: : β -GaSe, ϵ -GaSe, γ -GaSe politipleri için birim hücreler[30].



Şekil 2.4: GaSe yarıiletken bileşiğinin birim paketinin perspektif görünüşü[1].

Ayrıca GaSe'nin politiplerinin Brillouin bölgelerinden de kısaca bahsedebiliriz. ϵ -GaSe ve β -GaSe politiplerinin Brillouin bölgeleri aynıdır. γ -GaSe'nin Brillouin bölgesi ϵ -GaSe ve β -GaSe politiplerinden iki kat daha fazla hacme sahiptir. GaSe'nin optik özellikleri de anizotropiktir. Eğer ışığın elektrik alan vektörü \vec{E} , c-eksenine paralel ise valans bandının tepesi ile iletim bandının minimumu (Γ noktasında) arasındaki direkt optik geçişlerin tamamı izinlidir. c-eksenine dik yönler yani $E \perp c$ için ise spin-yörünge etkileşmesinden dolayı geçiş çok az izinlidir. Şekil 2.5'de hegzagonal GaSe için birinci Brillouin bölgesini şematik gösterimi verilmiştir[4,27, 30, 31].



Şekil 2.5: Hegzagonal GaSe için birinci Brillouin bölgesi[27].

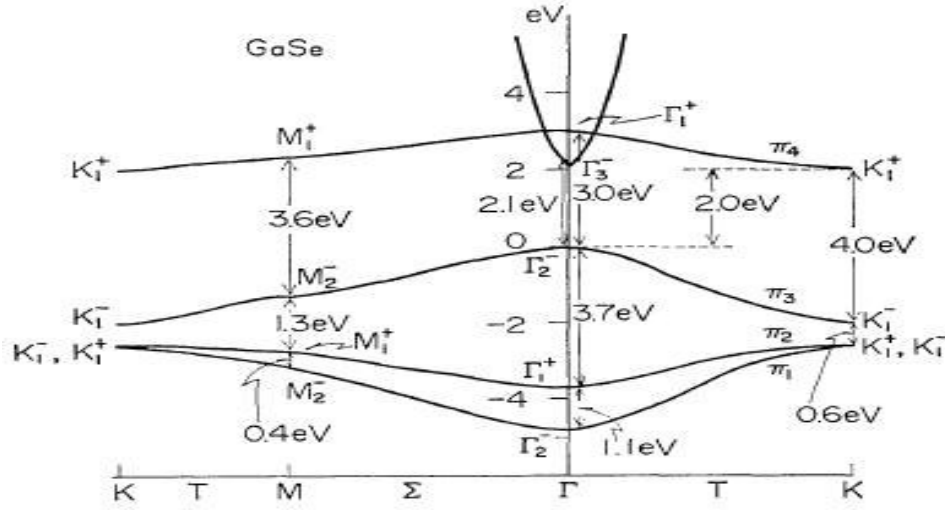
GaSe'nin farklı politipleri için direkt ve dolaylı aralıklarının 77 K'deki deneysel değerleri Çizelge 2.1'de verilmiştir.

Çizelge 2.1: GaSe'nin farklı politipleri için direkt ve dolaylı aralıkların 77 K'deki deneysel değerleri[30].

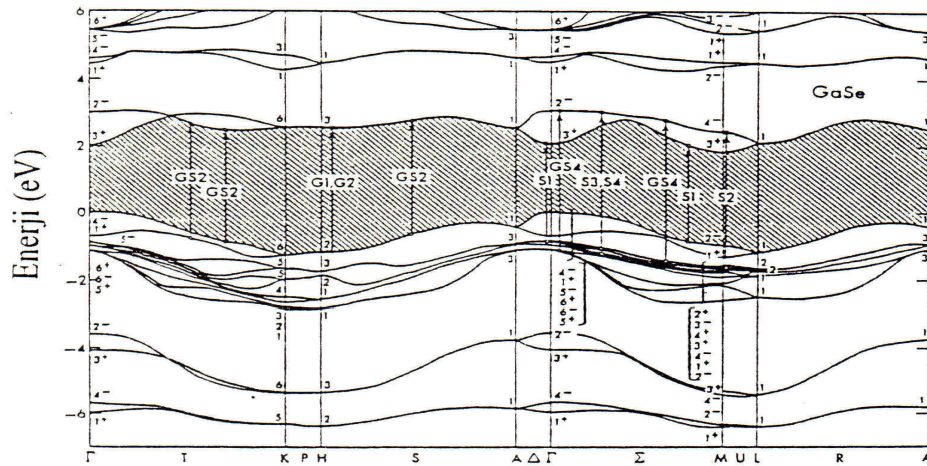
Politip	Direkt Aralık (eV)	Dolaylı Aralık (eV)
β	2,17	2,15
ε, γ	2,12	2.10

H. Kamimura ve K. Nakao tarafından yapılan çalışmada Fermi seviyeleri yakınında GaSe'nin bant yapıları yarı deneysel bir yolla türetilmiştir. Anizotropik yapılardan dolayı başlıca π bandı yapısı çalışılmıştır[27]. Valans bandı ağır etkin kütlelere sahip bir π bandından ibarettir. Brillouin bölgesinin merkezindeki iletim bandının bölge kenarındaki minimumu iki boyutlu bir karaktere sahipken tabakalara hem dik hem de paralel yönlerde düşük etkin kütlelere sahiptir. Bu bileşiklerin optik özelliklerinin karakteristikleri saddle (boyun) noktalarında hemen hemen iki boyutlu çift bantlar ve

ayrıca c-ekseni boyunca bir eksitonun sınırlı uzaysal uzamasıyla ilgili olan keskin piklerin varlığıdır. GaSe'deki optik yansımalarda pek çok yapı ve bir eksitonun bağlanma enerjisi çok iyi bir şekilde açıklanmıştır. GaSe'de direkt ve indirekt bant yapıları birçok çalışmanın konusu olmuştur ve Şekil 2.6'da GaSe'nin enerji bant yapısının son hali verilmiştir[27,28]. Ayrıca Şekil 2.7'de de β -GaSe politipine ait tek kristalinin sanki-potansiyel metodu kullanılarak hesaplanan bant yapısı verilmiştir[1].



Şekil 2.6: GaSe'nin enerji bant yapısı[27].



Şekil 2.7: β -GaSe yarıiletken bileşiğinin bant yapısı[1].

Literatürde GaSe yarıiletken kristali kullanılarak yapılmış birçok çalışma vardır. Yapılan bu çalışmalarda genel olarak GaSe kristalinin büyütülmesi, optik, elektriksel ve yapısal özellikleri incelenmiştir. Ayrıca bunlara ek olarak GaSe kristali çeşitli maddelerle katkılanmış ve katkılama sonucunda oluşan kristalin optik, elektriksel ve yapısal özelliklerindeki değişiklikler incelenmiştir. GaSe kristali üzerinde yapılan çalışmaların bir kısmı aşağıda verilmiştir.

C. Manfredotti ve arkadaşları Bridgman-Stockbarger metoduyla farklı koşullarda eriyikten büyütülen p-tipi GaSe tek kristallerinde 77-850 K sıcaklık aralığında sistematik direnç ve Hall-mobilitesi ölçümleri gerçekleştirmişlerdir. Çeşitli kristal külçeleri için elektriksel özellikler ve büyütme koşulları arasındaki korelasyon araştırılmıştır. Deneysel sonuçların analizinden enerjiler ve baskın akseptör seviyesinin konsantrasyonu, iletim ve valans bantlarının durum yoğunluğu etkin kütesinin bir tahmini ile beraber elde edilmiştir. $E_1=31$ meV, $E_2=(50-70)$ meV, $E_3=(140-160)$ meV, $E_4=(180-210)$ meV ve $E_5=(280-310)$ meV enerjilerinde beş akseptör seviyesi gözlenmiştir. Bunların bazıları büyütme süresince GaSe ve silika ampul arasındaki kimyasal etkileşime bağlanmıştır. Hall mobilitesi verileri Schmid tarafından önerilen teorik bir modele göre analiz edilmiştir. Bu analizlerden optik fonon enerjisinin $\hbar\omega = 12$ meV, bağlanma sabitinin değeri $g^2=0,24$ ve valans bandı için deformasyon potansiyelinin $\varepsilon=5,2$ V/Å olduğu bulunmuştur[34].

M. Khalid Anis ve A.R. Piercy tarafından yapılan çalışmada uzay yüküyle sınırlı akım davranışı katkısız p-GaSe'de 200 K ile 350 K sıcaklık aralığı için bildirilmiştir. İletimin $\rho = (N_A - N_D) = 3 \times 10^{16} \text{ m}^{-3}$ yoğunlukta boşluklar tarafından sağlandığı bulunmuştur. Merkezlerin bu boşluk düzeyi $E_t = E_v + 0,195$ eV ve $N_t = 4 \times 10^{22} \text{ m}^{-3}$ yoğunlukta bir tuzak gibi davrandığını bulmuşlardır[35].

O. Karabulut ve arkadaşları tarafından yapılan çalışmada $\text{GaS}_{0.75}\text{Se}_{0.25}$ bileşik kristalindeki iletkenlik, mobilite, fotoiletkenlik ve fotoyanıt (tepki) ölçümleri 150-450 K sıcaklık aralığında gerçekleştirilmiştir. Oda sıcaklığında iletkenlik, mobilite ve elektron yoğunluğu değerleri sırasıyla $10^{-9} (\Omega\text{-cm})^{-1}$, $48 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ ve $\sim 10^9 \text{ cm}^{-3}$ olarak

bulunmuştur. İletim bandının yaklaşık 755 ve 465 meV aşağısındaki enerjilerde yerleşmiş iki donör seviyesi sıcaklığa bağlı iletkenlik ve taşıyıcı konsantrasyonundan elde edilmiştir. Tek donör-tek akseptör analizleri sırasıyla $8,7 \times 10^{14}$ ve $5,3 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ donör ve akseptör konsantrasyonlarıyla 465 meV'deki aynı donör seviyesi sonucunu vermiştir. Mobilite-sıcaklık bağıllığı incelenmiş ve 300 K üzerinde iletim mekanizmasında fonon saçılmasının baskın olduğu gösterilmiştir. Fotoyanıt spektrumlarından maksimum fotoakım bütün numuneler için 2,42 eV'de gözlenmiştir ve sıcaklıkla yavaşça değişmektedir. Bu kristallerdeki fotoakım-ışık şiddeti bağıllığı uygulanan çeşitli alanlar ve sıcaklıklar için 1,7 ve 2,0 arasında olan γ ile $I_{ph} \propto \phi^\gamma$ kuvvet kanununa uyar[36].

Shigetomi ve arkadaşları tarafından yapılan çalışmada fotoluminesans ve Hall etkisi ölçümleri Sb katkılı p-GaSe üzerinde yapılmıştır. 77 K'deki PL spektrumlarında 1,75 ve 1,66 eV'deki iki yeni emisyon bandı baskındır. 1,66 eV'deki emisyon bandının pik enerjisi ve PL şiddetinin sıcaklığa bağıllıkları valans bandının 0,09 eV yukarısında yerleşmiş bir akseptör seviyesini göstermiştir. Valans bandının 0,57 eV yukarısında yerleşmiş derin akseptör seviyesinin kusurlar veya tabakalar arasında Sb atomları tarafından oluşturulan kusur kompleksleriyle ilişkili olabileceği bulunmuştur[37].

O. Karabulut ve arkadaşları GaSe tek kristallerine N-iyonu ekilmesini 30 keV ve 60 keV enerji değerlerine sahip 6×10^{15} iyon/cm² dozunda iyon ışınlarıyla c-eksenine dik olarak gerçekleştirmişlerdir. İyon ekilen numunelerin sıcaklığa bağlı elektriksel iletkenlikleri ve Hall mobiliteleri 100-320 K'lik sıcaklık aralığında tabakalar boyunca ölçülmüş ve N iyonlarının ekilmesinin direnç değerlerini tavlama sıcaklığına bağlı olarak saf numunelerin oda sıcaklığındaki 10^6 - $10^7 \Omega\text{-cm}$ aralığındaki direnç değerlerinden $10^3 \Omega\text{-cm}$ gibi bir değere düşürdüğü bulunmuştur. Sıcaklığa bağlı iletkenlikler 500 °C ve 700 °C'lik tavlama sıcaklıkları için sırasıyla 234-267 meV ve 26-74 meV'lik aktivasyon enerjilerine sahip iki bölge(100-190 K ve 200-320 K) sergilemiştir. Çalışılan sıcaklık aralığında mobilite-sıcaklık bağıllığının analizi, yüksek sıcaklık bileşenine sahip farklı sıcaklık bölgelerinde safsızlık saçılması ve örgü saçılma mekanizmalarının etkili olduğunu göstermiştir. 700 °C'de numunelerin tavlama safsızlık saçılma mekanizmalarını daha yüksek sıcaklık bölgelerine kaydırmıştır. N-

iyonunun ekilmesi sonucu oluşan kusur hakkında bilgi edinmek için tek donör-tek akseptör modeli kullanılmıştır. Akseptör iyonlaşma enerjisi $E_a=450$ meV ve akseptör ve donör konsantrasyonları sırasıyla $1,3 \times 10^{13}$ ve $N_d=3,5 \times 10^{10} \text{cm}^{-3}$ olarak bulunmuştur[10].

O. Karabulut ve arkadaşları tarafından yapılan diğer bir çalışmada Bridgman metoduyla büyütülen GaSe tek kristallerin iyon ekme tekniği kullanılarak Si iyonlarıyla da katkılamışlardır[11]. Numuneler, oda sıcaklığında 1×10^{16} iyon/cm² dozunda yaklaşık 100 keV'lik Si iyonlarıyla c-eksenine paralel olarak bombardıman edilmiştir. 500-600 °C'de tavlama ile birlikte Si iyonu ekilmesinin elektriksel özellikler üzerindeki etkisi 100-320 K'lık sıcaklık aralığında sıcaklığa bağlı iletkenlik ve farklı aydınlatma şiddetleri altında fotoiletkenliğin ölçülmesiyle anlaşılmasına çalışılmıştır. Si-iyonunun ekilmesi $10^{-7} (\Omega\text{-cm})^{-1}$ olan oda sıcaklığı iletkenliğini tavlama sıcaklığına bağlı olarak $10^{-3} (\Omega\text{-cm})^{-1}$ 'e yükselttiği gözlenmiştir. Sıcaklığa bağlı iletkenliğin analizi, 200 K'nin üzerindeki yüksek sıcaklık bölgesinde katkısız ve katkılı GaSe numunelerinde termal uyarımlar yoluyla iletim mekanizmalarının baskın olduğunu göstermiştir. Düşük sıcaklıklarda taşıyıcıların iletiminde iyon ekilmiş numunelerdeki değişken aralık sıçrama mekanizmasının baskın olduğu bulunmuştur. Numunelerin 600 °C ve üzerindeki sıcaklıklarda tavlama iletim iletkenlik ve fotoiletkenliğin sıcaklığa bağlılığını azaltmıştır. Bu iyon ekilen numuneleri tavlamanın Si atomlarını harekete geçirdiği ve yapısal deformasyonları ve yığılma kusurlarını arttırdığını göstermiştir. Aynı davranış biçimi fotoiletkenlik ölçümlerinden gözlenmiştir. Bundan dolayı iyon ekilmiş numunelerdeki fotoakım-aydınlatma şiddeti bağıllığının, bant aralığındaki yerel durumların sürekli dağılımının bir gösterimi olan n (1-2 arasında değişir) ile $I_{pc} \propto \Phi^n$ yasasına uyduğu görülmüştür[11].

G. Micocci ve arkadaşları kalay-katkılı GaSe tek kristallerindeki derin elektron tuzak merkezlerini Hall etkisi, uzay-yük-sınırlı-akım (SCLC) ve termal olarak uyarılmış akım deneyleriyle araştırmışlardır. Oda sıcaklığında elektriksel özelliklerin iletim bandının 0,52 eV altındaki bir donör merkeziyle baskın olduğu görülmüştür. Ayrıca 0,36 eV ve 0,53 eV'da iki elektron yakalama merkezi belirlenmiş ve onların yakalama tesir kesitleri hesaplanmıştır. Bu merkezlerin muhtemel doğası da bu çalışmada tartışılmıştır[20].

G. Micocci ve arkadaşları tarafından yapılan çalışmada Hall etkisi ve uzay-yük-sınırlı akım (SCLC) ölçümleri Bridgman-Stockbarger metoduyla büyütülmüş Cl-katkılı GaSe tek kristalleri üzerinde yapılmıştır. Serbest elektron yoğunluğunun sıcaklığa bağlılığı kısmen doymuş bir yarıiletkenin karakteristiklerini göstermiştir. Elektriksel özellikler iletim bandının yaklaşık 0,57 eV altındaki derin bir donör seviyesiyle baskın olduğu görülmüştür. İletim bandının 0,56-0,62 eV altındaki bir elektron yakalama seviyesi SCLC ölçümleriyle gözlenmiştir. Tuzak seviyesi konsantrasyonunun katkı miktarına bağlı olduğu görülmüştür. İletim bandı durum yoğunluğunun etkin kütlesi $1,1m_0$ olduğu tahmin edilmiştir[18].

S. Shigetomi ve arkadaşları tarafından yapılan çalışmada Ag-katkılı p-GaSe'de safsızlık seviyelerini PL ve Hall etkisi ölçümlerini kullanarak çalışmışlardır. 77 K'deki PL spektrumlarında 2,02 eV ve 1,74 eV'deki iki yeni emisyon bandı baskındır. Hall etkisi ve PL ölçümlerinin birleştirilmiş sonuçlarında 2,02 eV ve 1,74 eV emisyon bantlarının valans bandının 0,07 eV yukarısındaki aynı akseptör seviyesiyle ilgili olduğu, ayrıca 2,02 eV ve 1,74 eV emisyon bantlarına sırasıyla iletim bandı-akseptör ve donör-akseptör geçişlerinin neden olduğu gösterilmiştir[38].

S. Shigetomi ve arkadaşları tarafından yapılan çalışmada Amfoterik safsızlıklarla katkıladıkları GaSe'nin p- ve n-tipi iletimlerini sırasıyla As- ve Ge-katması ile etmişlerdir. As- ve Ge-katkılı numunelerde taşıyıcı iletimlerinin sırasıyla valans bandının 0,54 eV yukarısındaki derin akseptör seviyesi ve iletim bandının 0,58 eV altındaki derin donör seviyeleriyle ilgili olduğu bulunmuştur [17].

S. Shigetomi ve arkadaşları tarafından yapılan bir başka çalışmada Cd-katkılı GaSe'nin elektriksel özellikleri Hall etkisi ve ısı ile stimule edilmiş akım kullanılarak araştırılmıştır. Valans bandının yaklaşık 0,28 eV yukarısında orta derinlikte akseptör seviyesi, Hall etkisi ve DLTS ölçümlerinin her ikisinin de kullanımıyla belirlenmiştir. Akseptör seviyesinin katkı atomları tarafından oluşturulan kusurlarla ilgili olduğu bulunmuştur[21].

J. Robertson yaptığı çalışmada GaSe kristal ailesinin iki boyutlu ve üç boyutlu bant yapılarını sıkı bağ metodunu kullanarak hesaplamıştır. Sıkı bağ etkileşimleri ölçeklendirme yoluyla hesaplanmış ve p bant genişlikleri Ga-Se bağı için çok iyi olan

p_{σ} : p_{π} oranına bağlanmıştır. Bant aralıkları gerçek değerlerinin biraz altında bulunmuştur ancak Γ 'deki bir valans bandının minimumu ve Γ ve M 'deki iletim bandının minimumlarının deneysel verilerle uyum içinde olduğu bulunmuştur. Valans yük yoğunluklarının sıkı bağ gösterimi GaSe, 0.67; GaS, 0.72; GaTe, 0.60 ve InSe, 0.70 polaritelerini vermiştir[39].

Z. T. Kuznicki ve arkadaşları GaSe'nin temel bant aralığında foto akımın anizotropisini foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak ölçmüşlerdir. Bant aralığından biraz büyük olan enerjiler için fotoakımın anizotropisinin yüksek ve sıcaklığa duyarlı olduğunu gözlemişlerdir[40].

M. Khalid Anis, uzunluk olarak yaklaşık 10mm ve 20-50mm boyutuna sahip tek kristal külçelerini Bridgman-Stockbarger metodu kullanarak eriyikten elde etmiştir. Büyütme süresi için gerekli olan önemli fiziksel parametreler, özellikle ampulün düşürülme oranı ve sıcaklık gradyanı arasındaki ilişki çalışılmıştır. 10mm^2 yüzey alanı ve $300\mu\text{m}$ kalınlıktaki ince plaka şeklindeki GaSe tek kristalleri kimyasal buhar iletim tekniğiyle elde edilmiştir[41].

V. Capozzi ve M. Montagna tarafından yapılan çalışmada farklı derecelerde örgü düzensizliği içeren GaSe kristallerinde soğurma kenarından düşük enerjilerdeki lüminesansı, sıcaklığın, fotouyarma şiddetinin ve uyarma enerjisinin bir fonksiyonu olarak araştırmışlardır[42].

N. B. Singh ve arkadaşları orta-kızılötesi dalgaboyu bölgesinde lineer olmayan optik uygulamaları için GaSe'in tek kristallerini büyütmüşlerdir. Kristaller dikey geometrisi sıvı tutulmuş Bridgman metodu kullanılarak büyütülmüştür. Optimize edilmiş fırın sıcaklık profilinde büyütülen değiştirilmiş kristaller saf GaSe kristalinde olandan daha yüksek bir ikinci harmonik dönüşüm katsayısı göstermiştir[43].

Farklı miktarlarda kalayla katılanmış GaSe tek kristallerinde 30-700 K sıcaklık aralığında direnç ve Hall etkisi ölçümleri J. F. Sanchez-Royo ve arkadaşları tarafından yapılmıştır. Düşük katkı yoğunluklarında kalayın GaSe'de 155 meV ve 310 meV iyonlaşma enerjilerine sahip çift akseptör safsızlığı gibi davrandığını gözlemişlerdir. Yüksek katkı konsantrasyonlarında kalayın derin donör seviyelerine girdiğini

ancak çalışılan bütün katkılama aralıklarında maddenin p-tipi kaldığını görmüşlerdir[44].

N. B. Singh ve arkadaşları ana bileşenlerin karışımlarının tepkimeye sokulması yoluyla GaSe'nin stokiyometrik gruplarını sentezlemişler ve dikey Bridgman tekniğini kullanarak GaSe'nin santimetre boyutunda değiştirilmiş tek kristallerini büyütmüşlerdir. Gümüş, indiyum ve gümüş galyum selenit katkılı GaSe kristalleri dalgaboyu dönüşümü için üretildi. Gmşle katkılama 700 °C'nin üzerindeki sıcaklıklarda tavlamaıyla çözülen saçılma merkezleri üretmiştir. Kristaller tavlama süresince çatlamış ve optik kalite kötüleşmiştir[45].

M. Zerrouki ve arkadaşları Fe'yi, bir Si (1 1 1)1x1-H alttabaka üzerinde MBE ile epitaksiyel olarak büyütmüş ve oda sıcaklığında saklanmış 10nm kalınlığında(≈12 tabaka) bir GaSe filminin temiz pasif (0 0 1) yüzü üzerinde son derece yüksek vakum altında depolamışlardır. Düşük enerji elektron kırınımı (LEED), Auger Elektron Spektroskopisi (AEG) ve Fotoemiyon rn Spektroskopisi (PYS) ölçümlerinden oda sıcaklığında tabakalı yarıiletken içine Fe atomlarının yerleştirildiği bir model amaçlanmıştır. Bu model, pseudo-van der Waals aralığı başına iki Fe tek tabakası içeren Fe yerleştirilmesi yoluyla tabakalı filmin doğunluğa ulaşıncaya dek GaSe yüzey yapısını koruyan üçlü bir bileşimin oluşumunu varsayar[46].

N. M. Gasanly ve arkadaşları tarafından yapılan bir çalışmada Bridgman tekniğiyle büyütülen katkısız p-GaSe tabakalı tek kristallerinde 10-300 K sıcaklık aralığında ısıl olarak uyarılmış akım ölçümleri 0,18K/s'lik bir ısıtma oranıyla gerçekleştirilmiştir. Verilerin analizi, 0.02 eV, 0.10 eV ve 0.26 eV'da üç tuzak seviyesi göstermiştir. Bu tuzaklar için yapılan hesaplama sonunda tesir kesitleri $8.8 \times 10^{-27} \text{cm}^2$, $1.9 \times 10^{-25} \text{cm}^2$ ve $3.2 \times 10^{-21} \text{cm}^2$ ve konsantrasyonlar, $3.2 \times 10^{14} \text{cm}^{-3}$, $1.1 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$ ve $1.2 \times 10^6 \text{cm}^{-3}$ olarak bulunmuştur[23].

O. A. Balitskii ve V. P. Savchyn yaptıkları çalışmada çeşitli kararlı fazlara sahip sistemlerden bileşimlerin oksitlenme süreçlerini çalışmışlardır. İndiyum ve GaSe'in oksitlenmesi süresince faz dengesi tartışılmıştır. Deneysel sonuçlar, daha yüksek selenyum içeriğine sahip fazın oluşumunun, buna karşılık olan reaksiyonların denge sabitlerinin sıcaklığa bağlılığı yoluyla kanıtlandığını göstermiştir[47].

3. KRİSTAL BÜYÜTME TEKNİKLERİ, SCHOTTKY EKLEMLERİ, METAL-OKSİT-YARIİLETKEN TEKNOLOJİSİ (MOS) VE MOSFET

3.1. Kristal Büyütme

Yarıiletken bileşikler üzerinde yapılan araştırmaların ilk basamağını istenilen bileşiğe ait tek kristallerin sentezlenmesi oluşturur. Kristal büyütme işlemi olarak adlandırılan bu süreç, yüksek saflıkta ya da istenilen kirlilik konsantrasyonunu ihtiva edecek özel bir katkılama düzeyinde kristalin büyütülmesini amaçlar[2]. Yukarıdaki literatür taramasından görüldüğü üzere, GaSe tek kristallerini birkaç değişik yöntemle elde etmek mümkündür. Aşağıda bu yöntemlerin bir kısmı verilmiştir ve bu tek kristaller verilen bütün metotlarla elde edilebilmektedir. Çok büyük ölçekli entegre devrelerin(VLSC) üretimindeki başarı, büyük boyutta saf tek-kristal materyallerin büyütülme teknolojisindeki gelişme ve ilerlemelerin bir sonucudur. Yarıiletkenler birtakım çok saf materyallerdir. Örneğin silikon en fazla 10 milyarda 1'den daha küçük safsızlık konsantrasyonuna sahiptir. Bundan dolayı yüksek saflık gereksinimi üretim sürecinin her bir basamağında materyalin büyütülmesi ve işlenmesinde aşırı özenin gerektiği anlamına gelir. Ayrıca bu tek kristallerin sentezlenmesi süresince kristallere arzu edilen düzeyde safsızlık konsantrasyonları eklenebilir[4].

İkili alaşım kristallerin büyütülmesi uzun zamandan beri yapılmaktadır. Bu ikili alaşımların büyütülmesinde kullanılan teknikler eriyikten büyütme ve buhar fazında büyütmedir. Bunların ilki, yeterince homojen ve kusurların olmadığı, optik ölçümler veya iletim olgusuna yönelik numunelerin fabrikasyonuna müsaade eder ve büyük tek kristallerin sentezlenmesini sağlar. İkinci teknik ise işlem yapılması zor olan ancak diğer taraftan buhar fazında büyütmenin teorik problemleri katı-sıvı arayüzeyi üzerinde büyütmenininkinden daha iyi çözüldüğünden dolayı büyütme teorisi çalışmalarına daha iyi adapte edilen numunelerin üretilmesini sağlar. Buhar fazında üretilen kristaller büyütüldükleri yola göre farklı görünüşlerde olabilirler[29]. Kristal büyütme teknikleri aşağıda kısaca açıklanmaktadır.

3.1.1. Epitaksiyel Büyütme

Cihaz ve entegre devre üretiminde kapsamlı olarak kullanılan genel ve çok yönlü teknik epitaksiyel büyütmektir. Epitaksiyel büyütmeye süreciyle materyallerin ince, tek-kristal tabakaları bir tek-kristal alttabakasının yüzeyi üzerinde büyütülür. Epitaksiyel süreçte, süreç erime sıcaklığının çok altında gerçekleşse de alt tabaka taban(seed) olarak görev yapar. Epitaksiyel bir tabaka aynı materyalin alttabakası üzerinde büyütüldüğünde bu süreç Homoepitaksi adını alır. Silikon alttabakası üzerinde silikonun büyütülmesi homoepitaksiye bir örnektir. Şimdilerde heteroepitaksi ile büyütmeye için birçok çalışma yapılmaktadır. Bir heteroepitaksi sürecinde alttabaka ve epitaksiyel materyaller aynı olmamakla beraber eğer tek-kristalin elde edilmesi ve epitaksiyel materyal-alttabaka arayüzeyindeki birtakım kusurdan kaçınılmak isteniyorsa iki kristal yapı birbirine çok benzer olmalıdır. Üçlü AlGaAs alaşımının epitaksiyel tabakalarının bir GaAs, AlAs alttabakası üzerinde büyütülmesi heteroepitaksi sürecinin bir örneğidir.

Yaygın olarak kullanılan epitaksiyel büyütmeye tekniklerinden biri de kimyasal buhar fazı biriktirme(CVD) olarak adlandırılır. Örneğin silikon epitaksiyel tabakaları, silikon atomlarının silikon içeren kimyasal bir buhar yüzey üzerinde kontrollü olarak depolanması yoluyla silikon alttabakaları üzerinde büyütülür. Bu teknik yarıiletken cihazların üretiminde büyük bir esnekliğe izin verir.

Sıvı-faz epitaksi bir diğer epitaksiyel büyütmeye tekniğidir. Yarıiletkenin bir başka element içeren bileşiği yarıiletkenin kendisinden daha düşük bir erime sıcaklığına sahip olabilir. Yarıiletken alttabaka sıvı bileşim içinde tutulmalıdır ve eriyiğın sıcaklığı alttabakanın erime sıcaklığından daha düşük olduğundan alttabaka erimeyecektir. Çözelti yavaşça soğutulduğundan tek-kristal yarıiletken tabakası taban kristali üzerinde büyür. Czochralski metodundan daha düşük sıcaklıklarda meydana gelen bu teknik III-V bileşik yarıiletkenlerinin büyütülmesinde kullanışlıdır.

Epitaksiyel tabakaların büyütülmesi için çok yönlü tekniklerden biri de moleküler ışın epitaksi(MBE) yöntemidir. Alttabaka, birçok yarıiletken işleme yöntemlerine göre oldukça düşük sayılabilecek bir sıcaklık aralığında (400-800 °C) vakum içerisinde tutulur. Sonra, yarıiletken ve katkı atomları alttabakanın yüzeyi üzerine buharlaştırılır. Bu teknikte kesin olarak kontrol edilebilen katkılama, çok karışık katkılama profilleriyle

sonuçlanır. AlGaAs gibi kompleks üçlü bileşikler, kristal bileşimindeki ani değişimlerin arzulandığı GaAs gibi alttabakalar üzerinde büyütülebilir. Epitaksiyel bileşimlerin çeşitli tiplerinin birçok tabakası bu yolla bir alttabaka üzerinde büyütülebilir[48].

3.1.2. Eriyikten Kristal Büyütme

Eriyikten kristal büyütme metotları temel olarak iki biçimde yapılır: (a) Normal katılma ve (b) Bölgesel büyütme metotları. Özel büyütme tekniğinin seçimi, buharlaşabilme veya ayrışabilme, kimyasal etkileşme ve malzemenin erime noktası gibi faktörlere dayanır.

Normal katılma metodlarında, katılma sürecinde üretilen ısı uzaklaştırılarak ilk çekirdeğin kontrollü katılması sağlanır. Isının uygun bir havzadan uzaklaştırılması ile sıvı-katı arayüzeyinde yönelimli bir katılma meydana gelir. Bölgesel büyütme metodlarında, polikristal külçe boyunca erimiş bölgenin hareketi sağlanır. Bölgesel eritme teknikleri, hem kristal büyütme hem de kirliliklerin uzaklaştırılması için kullanılır[2].

Eriyikten kristal büyütme metotları ana hatları ile aşağıdaki gibi sınıflandırılabilir:

A: Normal Katılma Metodları

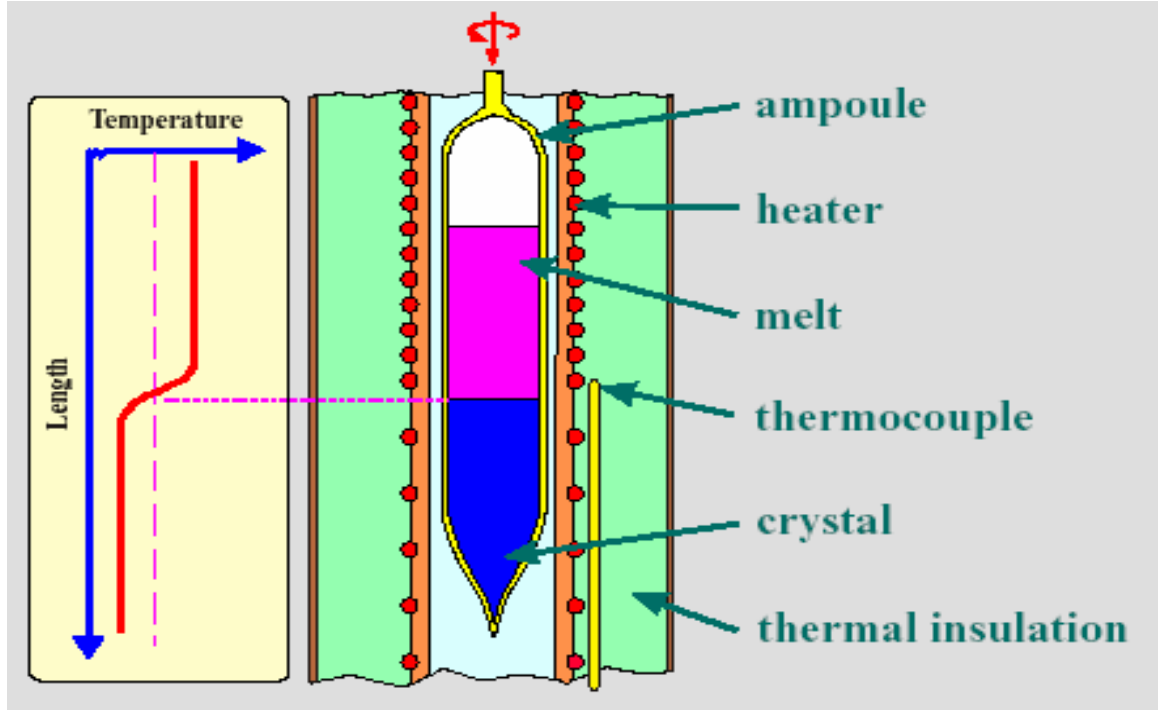
1. Dikey Bridgman (Bridgman-Stockbarger) Metodu
2. Yatay Bridgman (Bot-Büyütme) Metodu
3. Stockbarger Metodu
4. Czochralski Metodu
5. Kyropoulos Metodu
6. Verneuil Metodu

B. Bölgesel Büyütme Metodları

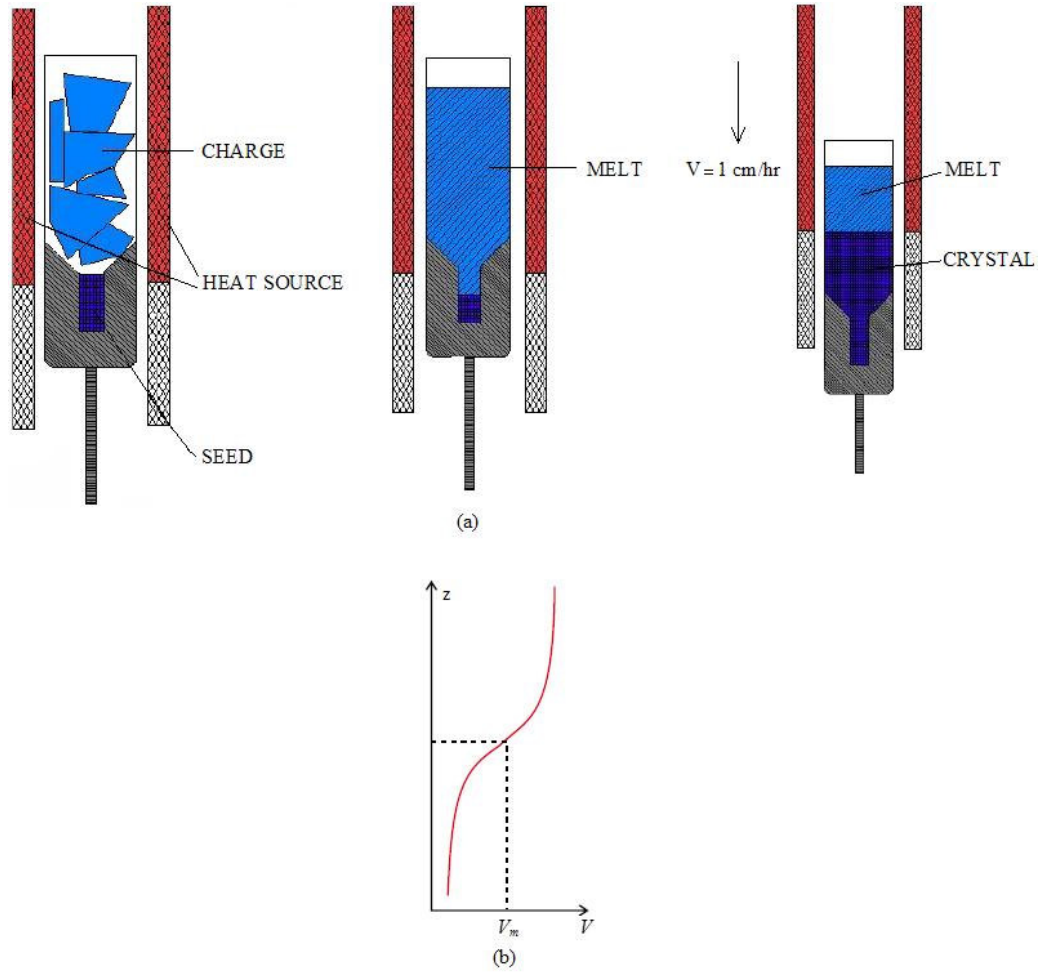
1. Yüzer Bölge Metotları
2. Bölgesel Eritme Metotları

3.1.2.1. Dikey Bridgman (Bridgman-Stockbarger) Metodu

Dikey Bridgman-Stockbarger metodu oldukça kolay olmasından dolayı külçe kristal büyütme için geniş olarak kullanılmaktadır. Bu metotta iyi belirlenmiş bir sıcaklık gradyanına sahip, iki veya üç bölgeli düşey durumda sabit bir büyütme fırını kullanılır. Büyütülecek malzeme kuartz ampul içerisine yerleştirilir. GaSe ve GaS bileşiklerinin çok iyi kristalleri sivri ve düz uçlu ampuller kullanılarak büyütülebilmektedir. Ampul içerisine yerleştirilen malzeme kristal büyütme fırınının sıcak bölgesinde eriyik halindedir. Kristalleşme sürecinin başlaması için fırın ile ampul arasında büyütme ampulünün alt ucunda sıcaklık azalmasıyla sonuçlanan göreceli bir hareket başlar. Dipteki sıcaklık, erime sıcaklığının altına düştüğünde kristalleşme süreci başlar. Sonuç olarak tüm kristal oluşuncaya kadar daha fazla hareketle çok daha fazla materyal katılır. Bu süreç süresince en önemli parametre fırın ve ampuldeki sıcaklık dağılımıdır[4,29,49,50]. Şekil 3.1’de Bridgman fırınının şematik gösterimi ve ısı dağılımı gösterilmektedir. Şekil 3.2 ise Bridgman fırınında ampul içerisindeki katılma sürecini göstermektedir.



Şekil 3.1: Bridgman fırınının şematik gösterimi ve ısı dağılımı[32].



Şekil 3.2: (a) Bridgman metodunda katılaşma süreci
 (b) Isı dağılımı[4, 49].

Kristal büyütme için Bridgman metodunun kullanılmasının bazı avantajları ve dezavantajları özet olarak aşağıda verilmiştir.

Bridgman metodunun avantajları;

- Basit: kapalı büyütme, kristal
- şeklini bulunduğu kap belirler,
- Kristal şeklini belirlemek için radyal sıcaklık gradyanlarına gerek yoktur,
- Düşük termal gerilimler, gerilimin neden olduğu dislokasyonların düşük olmasını sağlar,
- Kristaller kapatılmış ampullerde büyütülebilir, dolayısıyla uçucu bileşenlere sahip eriyiklerin stokiometrisinin kontrolü kolaydır,
- Eriyik dengelenmiş sıcaklık gradyanlarına maruz kalır,
- Süreç çok az dikkat(bakım) gerektirir.

Bridgman metodunun dezavantajları ise şöyle özetlenebilir;

- Kapalı büyütme: soğutma süresince kristal üzerinde kabın basıncı
- Çekirdeklenme (Seeding) süreci ve kristalin büyümesini gözlemleme zorluğu,
- Eriyik tüketildikçe doğal iletim seviyesi değişir, zorla iletimin empoze edilmesi zordur,
- Ampul ve tabanın hazırlanması, contalama(sealing).....vs. büyük ölçekli üretimi zorlaştırmaktadır[4].

Bridgman metodunun uygulanabileceği bileşikler genellikle uçucu unsurlara sahip olup şöyle sıralanabilirler; III-V bileşikleri (GaAs, InP, GaSb), II-VI bileşikleri(CdTe) ve III-VI bileşikleri(GaSe, GaS, GaTe)) ve üçlü bileşikler ($Ga_{1-x}In_xAs$, $Ga_{1-x}In_xSb$, $Hg_{1-x}Cd_xTe$) şeklinde sıralanabilir[4].

3.1.2.2. Yatay Bridgman (Bot-Büyütme) Metodu

Bu metotta, sabit sıcaklık gradyanına sahip fırın yatay durumda tutulur. Büyütülecek malzeme ve çekirdek kristal, kapalı bir ampül içinde bot şeklindeki açık pota içerisine

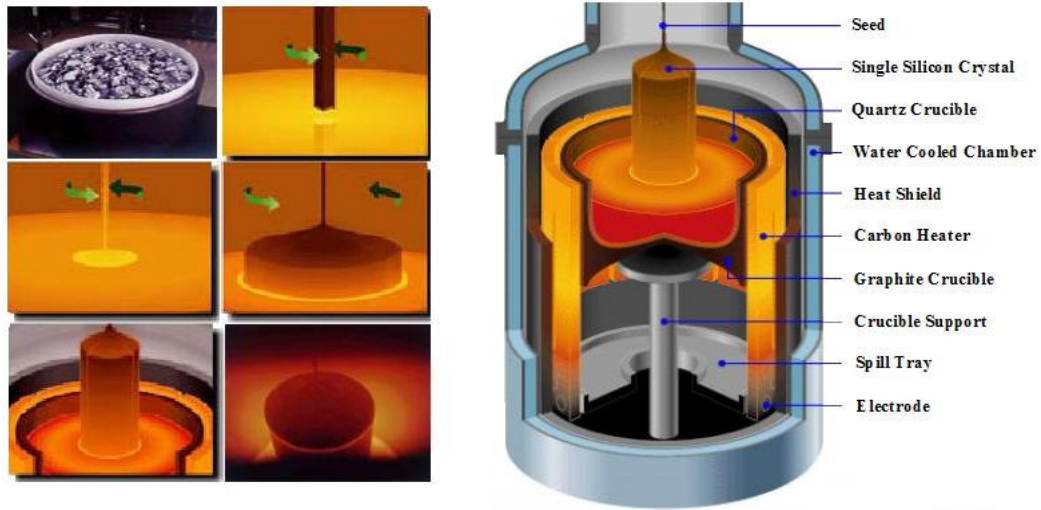
yerleştirilir. Sıvı-katı arayüzeyinin, çekirdek kristalin olduğu kısımdan eriyik boyunca potanın diğer ucuna doğru ilerlemesiyle çekirdekle aynı yönelime sahip bir kristalin büyümesi sağlanır. Bu metotta katılma iki yolla oluşturulabilir:

(a) Sabit sıcaklık gradyanına sahip fırın ya da potayı ihtiva eden ampul hareket ettirilerek, (b) Pota boyunca sıcaklık gradiyenti değiştirilerek olur.

Bu metotla büyütülen kristaller genellikle D şeklinde olurlar ve potanın kısmen açık olması, katılma sürecinde oluşan zorlanmaları azaltır[2].

3.1.2.3. Czochralski Metodu

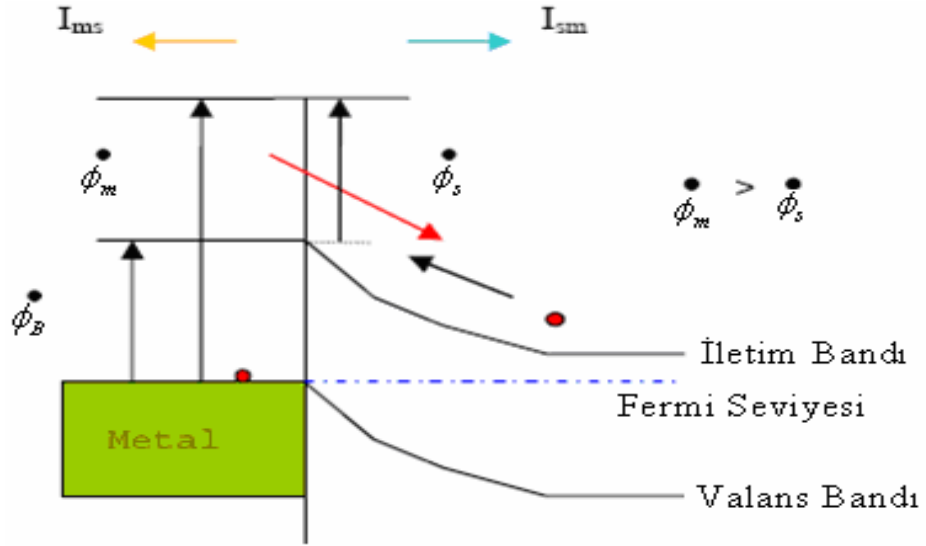
Materyallerin tek kristallerinin büyütülmesi için genel tekniklerden biri de Czochralski metodudur. Bu teknikte taban olarak bilinen tek kristal materyalin küçük bir parçası sıvı fazındaki aynı materyalin yüzeyiyle kontak halinde bırakılır ve sonra yavaş yavaş çekilir. Taban yavaşça çekildiğinden sıvı-katı arayüzeyi arasındaki düzlemde katılma meydana gelir. Ayrıca kristal çekilirken eriyiğin sıcaklığının düzgün olması için genellikle eriyik döndürülür. Özel safsızlık atomlarının kontrollü miktarları eriyik içerisine eklenebilir, bundan dolayı büyütülen yarıiletken kristal başlangıçta bilinçli olarak safsızlık atomlarıyla katılanmış olur[48]. Czochralski büyütme süreci şematik olarak Şekil 3.3'de gösterilmiştir.



Şekil 3.3: Czochralski metodunun şematik gösterimi[4].

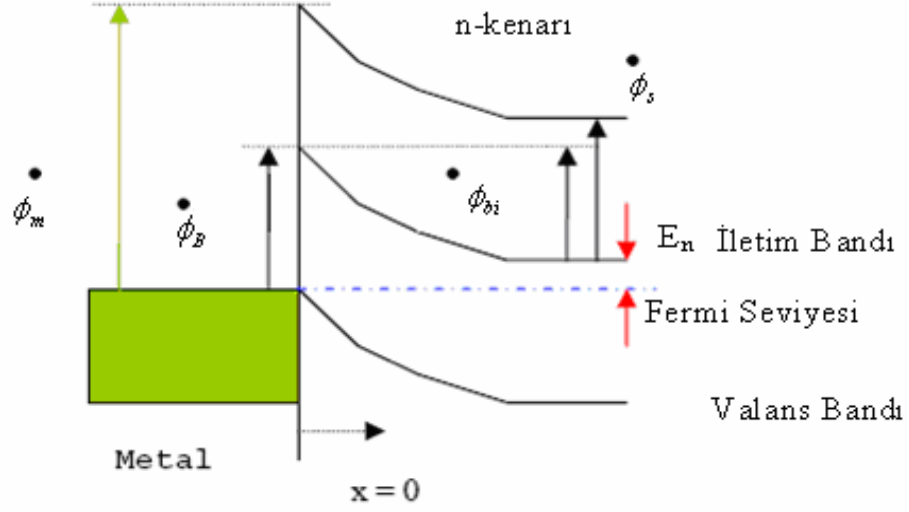
3.2. Schottky Eklemleri

Düzenleyici bir cihaz, bir metal bir yarıiletken ile elektriksel bağlantı içinde olduğunda oluşur ve Schottky eklemi olarak bilinir. Schottky ekleminin çalışma prensibi Şekil 3.4'de gösterildiği gibi ϕ_B metal yarıiletken ara yüzeyi bariyeri boyunca yük taşıyıcının enjeksiyonuna bağlıdır.

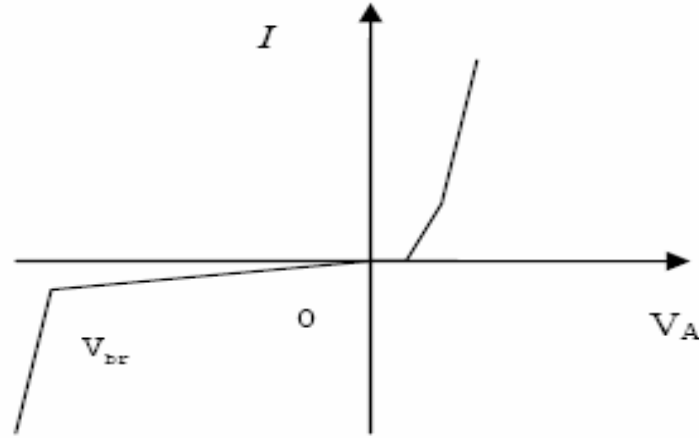


Şekil 3.4: Schottky ekleminin çalışma prensibi[51].

Taşıyıcıların difyuzyonu akım akısından sorumlu olduğundan Schottky eklemlerinin oluşması bir p-n ekleminden oldukça farklıdır. Bütün metal yarıiletken ara yüzeyleri bir Schottky eklemi oluşturmayacaktır. Bir n-tipi yarıiletken için, eğer metalin iş fonksiyonu ϕ_m , (sonsuzdaki potansiyel ile Fermi enerjisi arasındaki enerji farkı) yarıiletkenin iş fonksiyonu ϕ_s den daha büyük ise Schottky eklemi oluşur. Yani metalin iş fonksiyonu yarıiletkenin çalışma fonksiyonundan daha küçük olur. Schottky eklemleri tek taraflı basamak eklemine birçok yönden benzerdir. Mesela bir uzay yük bölgesi metal içerisine taşıyıcıların difüzyonunun bir sonucu olarak Schottky ekleminin yarıiletken tarafında bulunacaktır. Bu bölge yüzeyinde oluşan görüntü yükü tarafından dengelenir ve böylece bütün eklem bölgesi nötrdür[51].



Şekil 3.5: n-tipi bir yarıiletkenin üzerinde oluşturulan bir Schottky eklemının enerji band diyagramı[51].



Şekil 3.6: Akım-gerilim karakteristiği[51].

3.2.1. Dengedeki Schottky Eklemi

Bir Schottky eklemındaki akım akısı, taşıyıcıların termo iyonik emisyonundan yani bir potansiyel bariyeri boyunca taşıyıcıların termal emisyonundan kaynaklanır. Kolaylık için metal n-tipi yarıiletken Schottky eklemını göz önüne alabiliriz.

Dengede herhangi bir beslenme olmadığından cihaz akımı sıfırdır. Bu herhangi bir tesir kesiti boyunca net taşıyıcı akısının da sıfır olması anlamına gelir. Emisyon, elektronların ϕ_B potansiyel bariyeri üstüne çıkabilmelerine bağlıdır. Bariyeri geçen taşıyıcıların sayısını hesaplamak için kinetik enerjiyi bilmemiz gerekir. Bu, bariyere doğru hareket eden elektronların hız dağılımına bağlıdır. Elektron akışını $+x$ doğrultusunda olduğunu varsayarsak, f_{v_x} hız dağılımı aşağıdaki gibi olur:

$$f_{v_x} = \left[m_e^* / (2\pi k_B T) \right]^{1/2} \exp[-m_e^* v_x^2 / (2k_B T)] \quad (3.1)$$

v_x , $+x$ yönündeki elektronların hızı, m_e^* elektronların etkin kütesidir.

$\langle v_x \rangle$ elektronun ortalama hızı, bütün hızlar üzerinden integre edilen v_x ve f_{v_x} in çarpımıdır ve bu aşağıdaki gibidir.

$$\langle v_x \rangle = \int_0^{\infty} [v_x f_{v_x}] dv_x = \left[k_B T / (2\pi m_e^*) \right]^{1/2} \quad (3.2)$$

I akımı;

$$I = -qA \int_{E_0}^{\infty} [v_x \partial n / \partial E] dE \quad (3.3)$$

olur. Burada E_0 elektronların ortalama enerjisi, $\frac{\partial n}{\partial E}$ elektron yoğunluğunun enerji bandındaki enerji ile değişiminin oranı ve A ise tesir kesitsel alanıdır.

Yarıiletkenlerden metal içerisine hareket eden elektronlar için I_{sm} akımı;

$$I_{sm} = A^* T^2 A \exp[-(\phi_{bi} + E_n) / k_B T] \quad (3.4)$$

şeklinde verilir. 3.4 eşitliğindeki A^* Richardson sabitidir. ($A^* = 4\pi q m_e^* k^2 / h^3 = 1.2 \times 10^6 \text{ Am}^{-2} \text{ K}^{-2}$)

ϕ_{bi} ; eklem yariletken tarafındaki potansiyel yapı olur, E_n ise iletim bant kenarı ve yariletken Fermi düzeyi arasındaki enerji farkıdır. I_{sm} ; elektronlar $-x$ yönünde hareket ettiğinden dolayı pozitifdir. Yani yariletkenden metal içerisine I_{ms} ters akımı $-x$ yönünde akar ve aşağıdaki şekilde ifade edilir.

$$I_{ms} = -A^*T^2 A \exp(\phi_B / k_B T) \quad (3.5)$$

Burada ϕ_B bariyer yüksekliğidir.

Şekil 3.5’de ϕ_B ’nin, metalin iş fonksiyonu ϕ_m ile yariletkenin iş fonksiyonu ϕ_s arasındaki enerji farkı olduğunu gözlemleriz. Dengede net akı sıfırdır. Yani $\Phi_{sm} = -\Phi_{ms}$ dir. Eşitlik 3.4 ve 3.5’i birleştirirsek aşağıdaki denklemleri elde ederiz.

$$\phi_B = \phi_{bi} + E_n \quad (3.6)$$

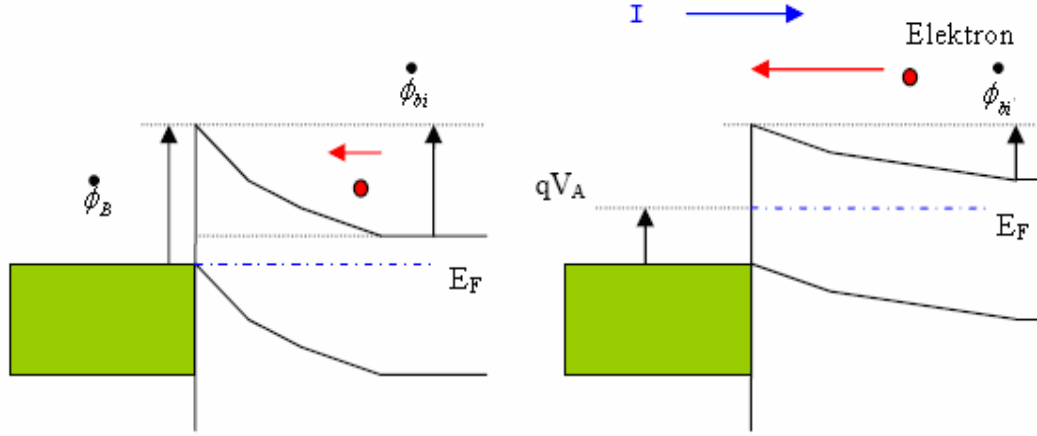
Eklem bölgesindeki bant kıvrımı ϕ_{bi} potansiyelinden sorumludur ve p-n eklemine benzer bu uzay yükünün varlığının işaretidir. Çizelge 3.1’de 300 K’de farklı metaller ve yariletkenler için Schottky engellerinin yükseklikleri verilmiştir[51].

Çizelge 3.1:300 K’de farklı metaller için Si ve GaAs’daki Schottky engellerinin bariyer yükseklikleri[51].

Metal	$\phi_B(Si)(eV)$		$\phi_B(GaAs)(eV)$	
	n-tip	p-tipi	n-tipi	p-tipi
Ag	0.78	0.54	0.88	0.63
Al	0.72	0.58	0.80	-
Au	0.80	0.34	0.90	0.42
Cr	0.61	0.50	-	-
Cu	0.58	0.46	0.82	-
Mo	0.68	0.42	-	-
Pt	0.90	-	0.84	-

3.2.2. Gerilim Altındaki Schottky Eklemi

İleri beslem altında metalden n-tipi yarıiletken içine akan I_{sm} akımı Şekil 3.7’de gösterildiği gibi potansiyel engelindeki küçülmeden dolayı artacaktır.



Şekil 3.7: İleri beslem altında metalden n-tipi yarıiletken içine akan I_{sm} akımının şekilde gösterildiği gibi potansiyel engelindeki küçülmeden dolayı artması[51].

Eşitlik 3.6 ya göre oluşan potansiyel aşağıdaki gibi olur.

$$\phi_{bi} = \phi_B - E_n - qV_A \quad (3.7)$$

V_A uygulanan gerilimdir.

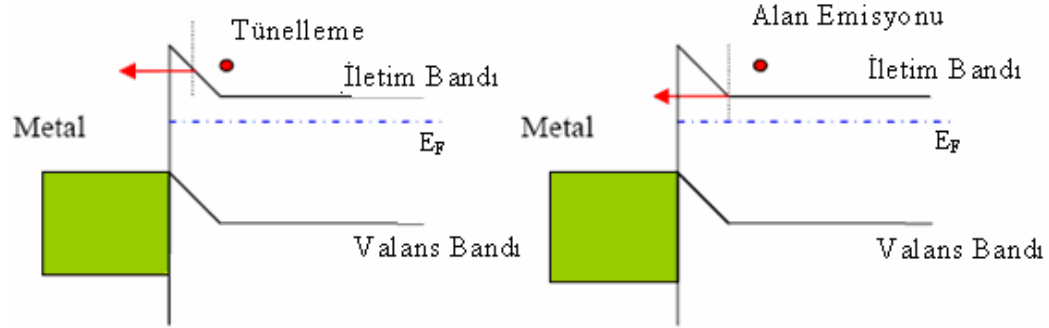
Eşitlik 3.4, 3.5 ve 3.7’yi birleştirirsek toplam ileri akım aşağıdaki gibi olur.

$$I = I_{sm} + I_{ms} = A^* T^2 A \exp(-\phi_B/k_B T) [\exp(V_A/V_{th}) - 1] = I_0 [\exp(V_A/V_{th}) - 1] \quad (3.8)$$

Burada $I_0 = A^* T^2 A \exp(-\phi_B/k_B T)$ doyunluk akımıdır ve $V_{th} = k_B T/q$ termal gerilimdir.

Eşitlik 3.8 bir Schottky ekleminin ideal akım gerilim karakteristiğini verir ve bir p-n ekleminin ideal I-V karakteristiğine benzerdir. Üstel gerilim ve sıcaklık bağıllığına ek

olarak bir Schottky eklemi için I_0 doygunluk akımı da ϕ_B bariyer yüksekliğine üstel olarak bağlıdır. Bu farklı bariyer yüksekliklerine sahip Schottky eklemeleri I-V karakteristiğini seçmeye izin verir, ancak bir p-n eklemi için bu özellik mümkün değildir.



Şekil 3.8: Bariyer genişliği ile tünelleme akımının değişimi ve bir Schottky ekleminde alan emisyonunun etkisi[51].

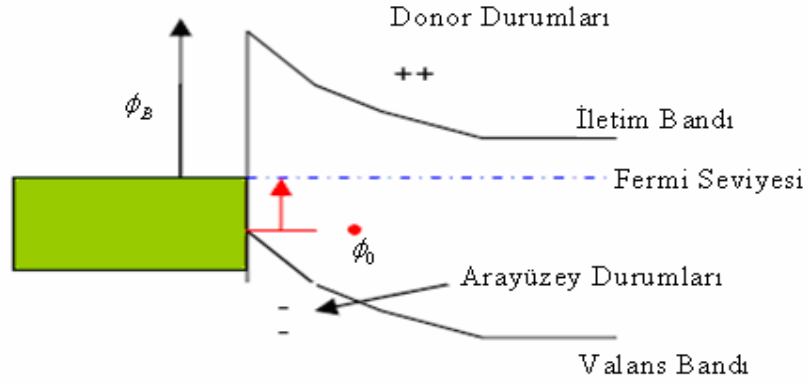
Ayrıca bir Schottky ekleminde tünelleme de mevcuttur. Elektron tünellemesi, bariyer yüksekliği yeterince ince olduğunda önemli olur. Buna alan emisyonu denir. Tünelleme veya alan emisyonu elektronun enerjisi ile artar ve tünelleme akımını:

$$I_{tun} = I_f \exp(qV_A/E_\infty) \quad (3.9)$$

şeklinde yazarız. Burada I_f alan emisyonu sürecine ve bariyer yüksekliğine bağlı olan üstel bir sabittir.

3.2.3. İdeal Olmayan Schottky Eklemleri

Önceki işlemlerimizde ideal bir Schottky eklemini incelemiştik. Gerçek Schottky eklemeleri ara yüz durumlarına sahiptir ve eğer yeterince büyük kaliteye sahip iseler metal-yarıiletken ara yüzeyinde Fermi düzeyinin durumunu kontrol edebilirler. Bu Şekil 3.9'da gösterilmiştir.

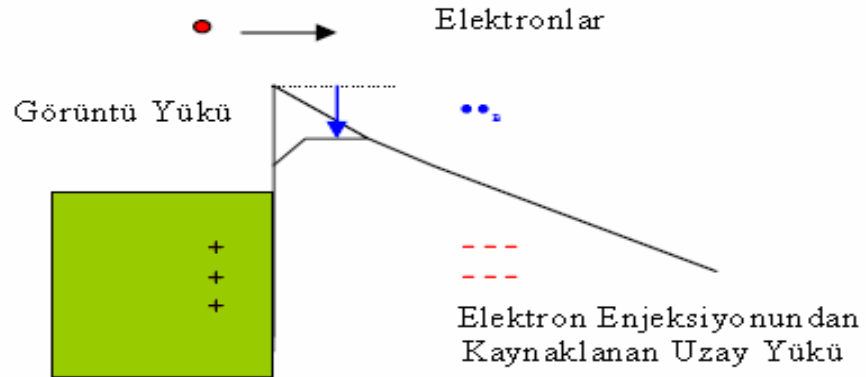


Şekil 3.9: Ara yüz durumları iş fonksiyonunda değişim için bariyer yüksekliğinin duyarlılığının azalması[51].

Limit düzeyinde, bariyer yüksekliği ϕ_B 'dir;

$$\phi_B = E_g - \phi_0 \quad (3.10)$$

olarak ifade edilir. Burada E_g yasak enerji aralığı ve ϕ_0 yüzey Fermi düzeyinin yeridir. Bu durumda bariyer yüksekliğinin yüzey durumlarının doldurulmasına bağlı olduğuna dikkat edilmelidir. Bu yüzden ideal Schottky eklemi için eşitlik pratik bir cihaza uygulandığında küçük değişimler gerektirir. Şekil 3.10'da bu modifikasyon gösterilmiştir.



Şekil 3.10: Alan-elektrik akımını meydana getiren bariyer yüksekliğini azaltan etkiyi içeren bir modifikasyon[51].

Bu duruma yarıiletkendeki aşırı elektronların varlığında metal yüzeyindeki görüntü yükü neden olur. Bariyer yüksekliğindeki azalma ise $\Delta\phi_B$ dir.

$$\Delta\phi_B = q(qE'/(4\pi\epsilon_s))^{1/2} \quad (3.11)$$

Bariyer yüksekliğindeki azalma Eşitlik (3.11) ile ifade edilir. Burada E' elektrik alanıdır ve ϵ_s yarıiletkenin dielektrik katsayısıdır. Elektrik alanın çok küçük olduğu durumlar hariç genellikle $\Delta\phi_B$ Schottky engeli (≈ 0.01 eV) oldukça küçüktür.

Tünelleme akımı ve azınlık taşıyıcı enjeksiyon akımının her ikisi de akım-voltaj karakteristliğini değiştirebilir. Schottky eklemi bir çoğunluk taşıyıcı cihazdır ve yük depolama etkisinden etkilenmez. Azınlık taşıyıcı akımı büyük bir gerilimde önemli olacaktır. Örneğin, (n-tipi yarıiletken içerisine hareket eden delikler (holler) tüketme tabakasında yeterince büyük miktarlarda üretildiğinde) n-tipi bir yarıiletken için azınlık taşıyıcı akımı;

$$I_p = (qD_p p_{n0} A / L_p) [\exp(V_A / V_{th}) - 1] \quad (3.12)$$

şeklinde ifade edilir. Burada D_p hollerin (deliklerin) difüzyon katsayısı, p_{n0} n tipi yarıiletkenin denge durumunda boşluk yoğunluğudur ve L_p boşluk difüzyon uzunluğudur. Eşitlik 3.12 azınlık taşıyıcı enjeksiyon oranına yol açar:

$$\gamma^* = I_p / I \quad (3.13)$$

Burada I toplam akımdır.

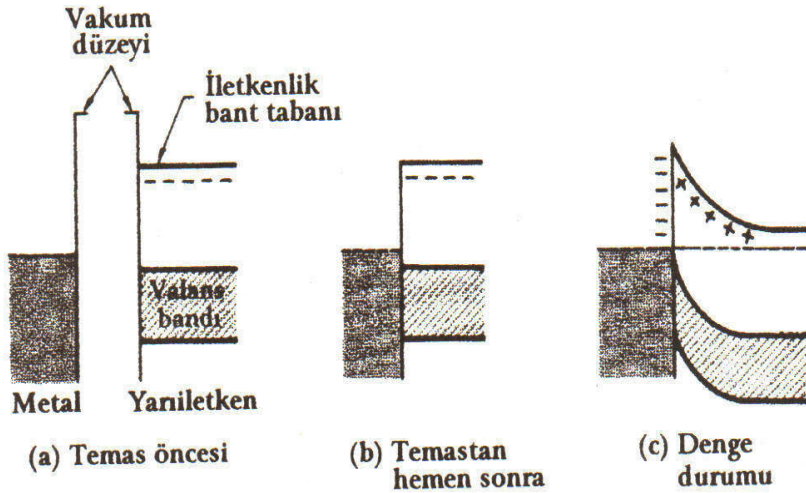
Azınlık taşıyıcı enjeksiyon oranı özellikle akım değişimine yanıtta, zaman gecikmesine yol açar. Yük depolama boyutunun bir ölçüsüdür. Genel olarak bir Schottky eklemindeki akım akısı;

$$I = A^* T^2 A \exp(-\phi_B / k_B T) [\exp(V_A / \eta_i V_{th}) - 1] \quad (3.14)$$

şeklinde ifade edilir. Burada η_i idealite faktörüdür. Bir p-n eklemindeki idealite faktörüne benzerdir ve genellikle birden büyüktür[51].

3.2.4. Schottky Engelinin Boşaltılmış Tabakası

Bir yarıiletken ile bir metal temas ettirildiğinde, yarıiletken içinde bir engel tabakası oluşur ve bu tabakadaki taşıyıcı yoğunluğu büyük oranda azalır. Bu engele tüketme tabakası da denir. Şekil 3.11'de metal ile değme durumunda n-tipi bir yarıiletken görülmektedir[52,53].



Şekil 3.11: Bir metal ile n-türü bir yarıiletken arasındaki doğrultucu potansiyel engeli. Kesikli çizgi Fermi düzeyini göstermektedir[52].

Yarıiletkendeki elektronlar metalin iletkenlik bandına geçtiğinde Fermi düzeyleri eşit olur. Elektronlarını tamamen kaybetmiş olan bölgede geriye pozitif yüklü verici iyonları kalır. Verici yoğunluğu n olan bölge için Poisson denklemini yazarsak;

$$\text{div}D = 4\pi ne \quad (\text{CGS}) ; \quad \text{div}D = ne / \epsilon_0 \quad (\text{SI}) \quad (3.15)$$

olur. Elektrostatik potansiyel enerji denklemi ise;

$$\frac{d^2 \phi}{dx^2} = -\frac{4\pi ne}{\epsilon} \quad (\text{CGS}); \quad \frac{d^2 \phi}{dx^2} = -\frac{ne}{\epsilon \epsilon_0} \quad (\text{SI}) \quad (3.16)$$

olup, çözümü doğrudan aşağıdaki gibi yazabiliriz.

$$\phi = -(2\pi me / \epsilon)x^2 \quad (\text{CGS}); \quad \phi = -(ne / 2\epsilon\epsilon_0)x^2 \quad (\text{SI}) \quad (3.17)$$

Burada x koordinatı orijini kesişiminin sağ ucunda seçilmiştir. Metalle temas noktası $-x_b$ 'de olup sağ tarafa göre potansiyel enerji farkı $-e\phi_0$ olur. Buradan engelin genişliği hesaplandığında;

$$x_b = \sqrt{\epsilon|\phi_0|/2\pi me} \quad (\text{CGS}); \quad x_b = \sqrt{2\epsilon\epsilon_0|\phi_0|/2\pi me} \quad (\text{SI}) \quad (3.18)$$

denklemlerini elde ederiz[52].

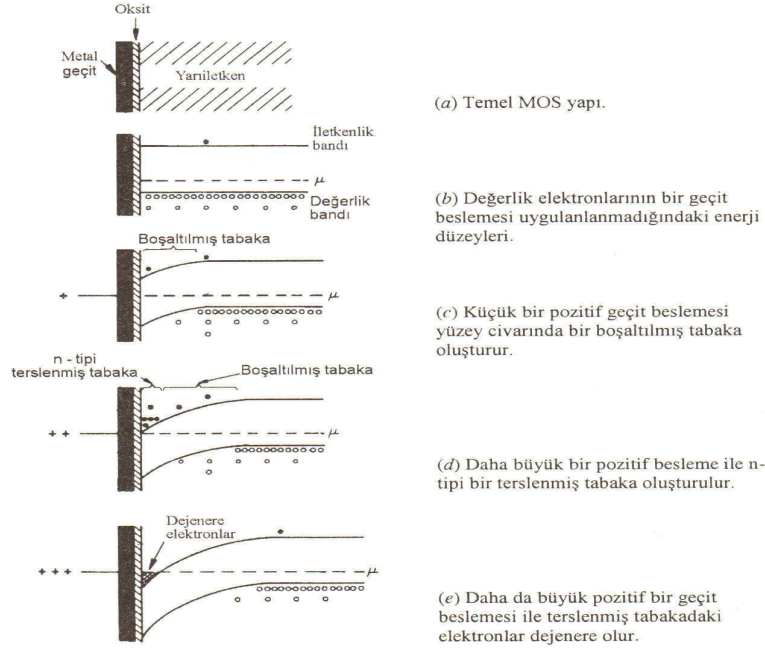
Sayısal bir uygulama yapmak istersek, $\epsilon = 16$, $e\phi_0 = 0.5eV$, $n = 10^{16} \text{cm}^{-3}$ olarak alınırsa; $x_b = 0.3\mu m$ bulunur. Bu inceleme, metal-yarıiletken kesişimine oldukça basit bir bakış açısidir[53].

3.2.5. Schottky Eklemlerinin Uygulamaları

Schottky eklemi bir p-n eklemine benzer davranış sergiler. Schottky eklemi ve p-n ekleminin her ikisinde sinyalin düzeltilmesi, voltaj düzeyinin kayması ve karıştırıcılar (mikserler) için kullanılır. Bazı değiştirme devrelerinde Schottky eklemleri doygunluk olmasını önlemek için dipolar transistörün taban toplayıcı eklemlerinin çıkışına paralel bağlanır. Bu Schottky eklemlerindeki küçük turn-on voltajından kaynaklanır. Schottky eklemlerinin üretimi kolaydır ve bunların çalışması yük depolanmasından etkilenmez. Aynı zamanda yük çifti içeren cihazlar, mikrodalga cihazlar ($10^3 \text{MHz} - 3 \times 10^4 \text{MHz}$ arasındaki titreşimi olan elektro-magnetik dalga) sensörler ve dedektörlerin yapısında da kullanılırlar. Ters akımı indirgemek ve düzeltme özelliklerini geliştirmek için yüksek bariyer yüksekliğine sahip Schottky eklemleri de araştırılmıştır[51].

3.3. Metal-Oksit-Yarıiletken Teknolojisi (MOS) ve Mosfet

Metal-oksit-yarıiletken (MOS) teknolojisi, adını Şekil 3.12'de gösterilen temel yapıdan alır.



Şekil 3.12: Metal-oksit-yarıiletken (MOS) yapısı[3].

Burada (bir geçit diye söz edilen) metal bir elektrod, yarıiletken bir alttabakadan ince bir yalıtkan malzeme tabakasıyla ayrı tutulur. Genelde MOS cihazlarda kullanılan alttabaka silisyum olup yalıtkan ise silisyum dioksittir. Yarıiletkenin yüzeye yakın özelliklerini geçite uygulanan bir potansiyel ile değiştirmek mümkün olduğu için Şekil 3.12(a) 'daki yapı daha kullanışlıdır.

Bunu göstermek için, alttabakanın zayıfça p-tipi olduğunu ve geçite bir potansiyel uygulanmadığında, elektronların enerji düzeylerinin Şekil 3.12(b)'de gösterildiği gibi olduğunu varsayıyoruz. Şekildeki dolu ve boş daireler sırasıyla elektronları ve delikleri göstermek için kullanılmaktadırlar. Şekil 3.12(c)'deki gibi geçite pozitif bir potansiyel uygulandığında, delikler yüzeyden yarıiletkenin içlerine doğru itilirler ve elektronlar yüzeye doğru çekilirler. Küçük potansiyellerin uygulanması halinde, azınlık taşıyıcı olan elektronlar sayıca azdır ve sonuç olarak, yüzeye yakın çok az taşıyıcısı olan bir bölge üretilir. Bu bölge **boşaltılmış tabaka** olarak adlandırılır ve bir p-n eklemesindeki boşaltılmış tabakaya yüksek elektriksel özdirenç gibi benzer özellikler taşır.

İyonlaşmış alıcı safsızlıklarının yük yoğunluğu boşluklar tarafından artık telafi edilmediği için, boşaltılmış tabakada net bir negatif yük yoğunluğu vardır. p-n ekleminde olduğu gibi, bu yük yoğunluğu $\rho(x)$, Poisson denklemi yoluyla uzaysal olarak değişen bir elektrostatik potansiyele eşlik eder. Poisson denklemi;

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} = -\frac{\rho(x)}{\epsilon\epsilon_0} \quad (3.19)$$

olarak ifade edilir.

$\rho(x)$, elektronların ve deliklerin konsantrasyonuna bağlı olduğu için ve bunlar da sırasıyla;

$$\begin{aligned} n(x) &= n_0 \exp[e\phi(x)/k_B T] \\ p(x) &= p_0 \exp[-e\phi(x)/k_B T] \end{aligned} \quad (3.20)$$

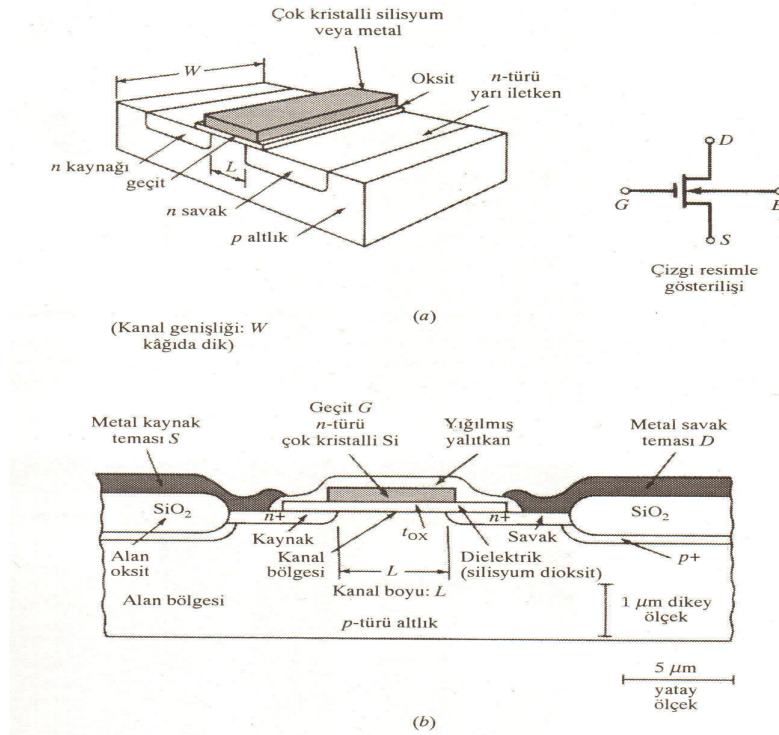
Denklemleri yoluyla $\phi(x)$ 'e bağlı oldukları için, genel olarak nümerik yöntemler kullanılarak çözülen $\phi(x)$ için doğrusal olmayan bir denklem elde ederiz. Denklem (3.19)'un çözülmesiyle elde edilen uzaya bağlı potansiyel, tıpkı bir p-n ekleminin boşaltılmış tabakasında olduğu gibi yüzeye yakın elektron enerji bandlarında eğilmeye neden olur. Böylece Şekil 3.12(c)'deki elektron enerji düzey çizimini elde ederiz. Elektron ve deliklerin net bir akışı olmadığı için, kimyasal potansiyel, gösterildiği gibi sabit olmalıdır.

Geçit üzerindeki pozitif beslemenin artırılması, yüzeydeki iletkenlik bandının kenarı, kimyasal potansiyele, Şekil 3.12(e)'de gösterildiği gibi yaklaşıncaya kadar enerji bandlarındaki eğilmeyi arttırır. İletkenlik bandı elektron yoğunluğu bu durumda, şekilde gösterildiği gibi, yüzey civarında anlamlı hale gelir. Böylece, elektriksel iletkenlik artmış, yüzeye yakın, bir tabaka almıştır. Bu tabaka, davranışı temel olarak içinde p-tipinden n-tipine değiştirildiği için **terslenmiş tabaka** olarak bilinir. Çok az taşıyıcının bulunduğu yüksek öz dirençli boşaltılmış tabaka, n-tipi terslenmiş tabakanın p-tipi alttabakadan ayırdığı yerden yarıiletkenin içlerine doğru yer değiştirmektedir. p-n eklemine benzerliği şimdi daha da kuvvetlidir.

Terslenmiş tabakadaki elektronlar yüzeye yakın ince bir tabakada harekete sınırlı olduklarından, bunların davranışları, çoğu kez, iki boyutlu bir elektron gazına benzerdir.

Terslenmiş tabakadaki elektronların yoğunluğu ve böylece de bu tabakanın iletkenliği, geçit üzerindeki pozitif potansiyeli artırma yoluyla artırılabilir. Yeterince büyük potansiyeller için, kimyasal potansiyel Şekil 3.12(d)'deki gibi yüzey civarındaki iletkenlik bandında bulunur ve iki boyutlu elektron gazı, durumların işgal edilmesi Boltzmann dağılımından çok, Fermi fonksiyonu ile verildiğinden dejenere olur[3].

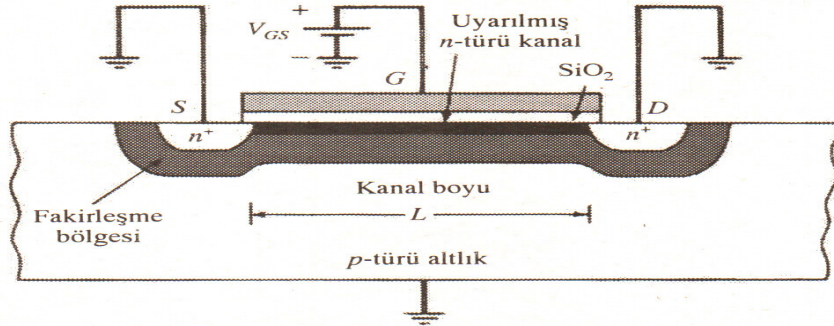
Alan etkili transistörler veya FET, alternatif katkılı üç farklı bölgeden oluşması bakımından bipolar transistörlerle aynıdır. Fakat çalışma prensibi ve terminoloji farklıdır[54]. Günümüz birçok modern mikroelektronik sisteminde, düşük maliyetleri ve küçüklükleri dolayısıyla kullanılmaktadır. En yaygın olarak kullanılan alan etkili transistör, n-tipi metal oksit yarıiletken alan etkili transistör veya diğer adıyla MOSFET(Metal-Oxide-Semiconductor Field-Effect Transistor)'dir. MOSFET veya NMOS bir p-türü silisyum taban üzerine iki n-tipi silisyum adasının oluşturulmasıyla elde edilir. Şekil 3.13'de MOSFET'in genel yapısı verilmiştir[55].



Şekil 3.13: MOSFET alan etkili transistörlerin çizgi resmi: (a) genel yapı; (b) kesitinin görünüşü[56].

MOSFET devre elemanında elektronların girdiği temas noktası kaynak, elektronların terk ettiği temas noktası ise savak diye adlandırılır. Kaynak ve savakın n-tipi silisyum adaları arasında, yüzeyinde yalıtkan olarak bir ince silisyum dioksit tabakası oluşturulan p-tipi bir bölge bulunmaktadır. Silisyum dioksit tabakasının üzerinde transistor için üçüncü temas noktasını oluşturan ve geçit diye adlandırılan bir diğer çok kristalli silisyum (veya metal) yer almaktadır. Silisyum dioksit çok iyi bir yalıtkan olduğundan, geçit bağlantısı altındaki p-tipi malzemeye doğrudan bağlantılı değildir.

Basitleştirilmiş bir MOSFET’de geçide gerilim uygulanmadığı durumda, geçidin altındaki p-tipi malzeme deliklerden oluşan çoğunluk taşıyıcılarını içerecek ve sadece birkaç elektron savağa akacaktır. Fakat, geçide bir artı gerilim uygulandığında, geçidin elektrik alanı, yakındaki n^+ kaynağından ve savak bölgesinden, geçidin hemen altındaki silisyum dioksitin altındaki ince tabakaya elektron çeker ve bu bölge, elektronların çoğunluk taşıyıcıları olduğu bir n-tipi silisyum haline gelir. Şekil 3.14’te bu yapı gösterilmiştir. Bu kanalda elektronlar bulunması durumunda kaynak ve savak arasında bir iletken yol oluşacak, böylece, aralarında artı gerilim farkının olduğu durumlarda elektronlar kaynaktan savağa doğru akacaktır[55].

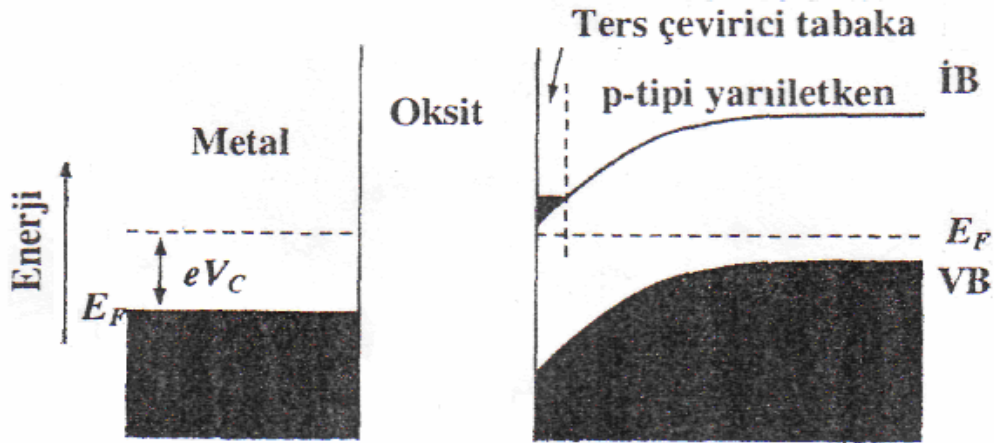


Şekil 3.14:Örnek bir MOSFET devre elemanının, artı geçit gerilimi (V_{GS}) uygulanmış durumda, fakirleşme bölgelerini ve uyarılmış kanalı gösteren kesiti[56].

Çift kutup transistorları gibi MOSFET’de akım yükseltmeye yeteneklidir. MOSFET devre elemanlarındaki kazanç, çift kutup transistorlarda olduğu gibi, akım oranı yerine gerilim oranı cinsinden ölçülür. Boşlukların çoğunluk taşıyıcıları olduğu p-tipi

MOSFET'ler aynı şekilde kaynak ve savak için p-tipi adalar ve n-tipi altlıkla üretilebilir. n-tipi MOSFET'lerde devre elemanlarında elektrik taşıyıcılar elektronlar, p-tipi MOSFET'lerde boşluklar olduğundan, bunlar çoğunluk taşıyıcılı devre elemanları diye de bilinirler[55].

Şekil 3.15'deki diyagramdan ters çevirici bölgenin nasıl oluştuğunu görebiliriz. Ara yüzeyin oldukça altında bulunan oksit tabakasına sahip p-tipi yarıiletken, Fermi enerjisi beklenildiği gibi valans bandı kenarına yakındır. Fakat oksit tabakasının diğer yüzünde pozitif yükün mevcudiyeti ile yarıiletkenin yüzeyine yakın elektron enerjileri düşürülür. Buna bant bükülmesi adı verilir. Eğer Fermi enerjisi, iletkenlik bandına valans bandına nispetle daha yakın ve bundan dolayı bant bükülmesinin ters çevirmenin olup olmayacağını tayin ediyor ise, bu bölgede yarıiletken n-tipi davranış gösterir[54].



Şekil 3.15: Bir MOSFET yapıda metal-oksit-yarıiletken enerji bant yapısı. Kapı voltajı Fermi enerjisini eV_c kadar yükseltir. Ters çevirici tabaka, Fermi enerjisinin valans bandına oranla iletkenlik bandına daha yakın olduğu bölgeye karşılık gelir[54].

MOSFET'ler çift kutuplu transistörler göre daha az silisyum yonga alanı kapladıklarından birim alana daha fazla transistör yerleştirmek mümkün olduğundan, geniş ölçekli (LSI) sayısal bellek tüm devrelerinin yapımında çoğunlukla MOSFET teknolojisi kullanılır. Aynı zamanda, MOSFET LSI'lerin üretim maliyeti çift kutup transistörlerden düşüktür. Buna rağmen, bazı uygulamalarda çift kutup transistörlerini kullanmak gerekli olmaktadır [55].

4. DENEYSEL YÖNTEMLER

4.1. Tabakalı GaSe Kristallerinin Büyütülmesi

Tabakalı GaSe kristallerinin büyütülmesi için en çok kullanılan yöntemlerden birisi Bridgman yöntemidir. Biz de deneylerimizde kullandığımız GaSe kristallerimizi dikey Bridgman metoduyla büyüttük. Tabakalı GaSe kristallerimizi büyütmek için kullandığımız sistem Resim 4.1’de verilmektedir.



Resim 4.1: Dikey Bridgman fırını

Sistemimizde Dikey Bridgman fırını, multimetre, Cr/Al termoçift ve güç kaynağı bulunmaktadır. Cr/Al termoçiftin emk-sıcaklık tablosunu kullandık. İlk olarak Bridgman fırınımızın sıcaklık profilini çıkardık. Kullandığımız Cr/Al termoçiftimizin parametreleri ve farklı sıcaklıklarda akım-voltaj karakteristiği ölçümlerinde kullandığımız termoçiftin emk-sıcaklık tablosu mV-°C olarak Çizelge 4.1'de verilmiştir.

Çizelge 4.1: Cr/Al termocift için emk-sıcaklık değişim tablosu[57]

Sıcaklık (°C)	Emk (mV)	Sıcaklık (°C)	Emk (mV)	Sıcaklık (°C)	Emk (mV)	Sıcaklık (°C)	Emk (mV)
-200	-5.89	160	6.54	520	21.49	880	36.52
-190	-5.73	170	6.94	530	21.92	890	36.92
-180	-5.55	180	7.34	540	22.35	900	37.32
-170	-5.35	190	7.73	550	22.77	910	37.72
-160	-5.14	200	8.13	560	23.20	920	38.12
-150	-4.91	210	8.53	570	23.62	930	38.52
-140	-4.66	220	8.94	580	24.05	940	38.91
-130	-4.41	230	9.34	590	24.48	950	39.31
-120	-4.13	240	9.74	600	24.90	960	39.70
-110	-3.85	250	10.15	610	25.33	970	40.10
-100	-3.55	260	10.56	620	24.75	980	40.49
-90	-3.24	270	10.97	630	26.17	990	40.88
-80	-2.92	280	11.38	640	26.60	1000	41.27
-70	-2.58	290	11.79	650	27.02	1010	41.66
-60	-2.24	300	12.20	660	27.44	1020	42.05
-50	-1.88	310	12.62	670	27.86	1030	42.44
-40	-1.52	320	13.04	680	28.28	1040	42.82
-30	-1.15	330	13.45	690	28.71	1050	43.21
-20	-0.77	340	13.87	700	29.12	1060	43.59
-10	-0.39	350	14.29	710	29.54	1070	43.97
0	0	360	14.71	720	29.96	1080	44.35
10	0.39	370	15.13	730	30.38	1090	44.74
20	0.79	380	15.55	740	30.79	1100	45.11
30	1.20	390	15.97	750	31.21	1110	45.49
40	1.61	400	16.39	760	31.62	1120	45.87
50	2.02	410	16.82	770	32.04	1130	46.24
60	2.43	420	17.24	780	32.45	1140	46.62
70	2.85	430	17.66	790	32.86	1150	46.99
80	3.26	440	18.09	800	33.27	1160	47.36
90	3.68	450	18.51	810	33.68	1170	47.73
100	4.09	460	18.94	820	34.09	1180	48.10
110	4.50	470	19.36	830	34.50	1190	48.47
120	4.92	480	19.79	840	34.90	1200	48.83
130	5.32	490	20.21	850	35.31		
140	5.73	500	20.64	860	35.71		
150	6.13	510	21.07	870	36.12		

Kristalimizi büyötmek için kullandığımız fırının boyu 46 cm'dir ve sıcaklık gradyanı aşağıdan yukarı 15,5 cm ve yukarıdan aşağı 22 cm arasındadır. Sıcaklığın yüksek olduğu bölgede sıcaklık 1100 °C olmaktadır. Bu yüksek sıcaklık bölgesinde fırınımız üzerinde yaptığımız voltaj dereceleme ölçümleri sonucu Çizelge 4.2'de verilmiştir.

Çizelge 4.2: Kristal büyötmek için kullandığımız Dikey Bridgman fırınının sıcaklık-
emk tablosu

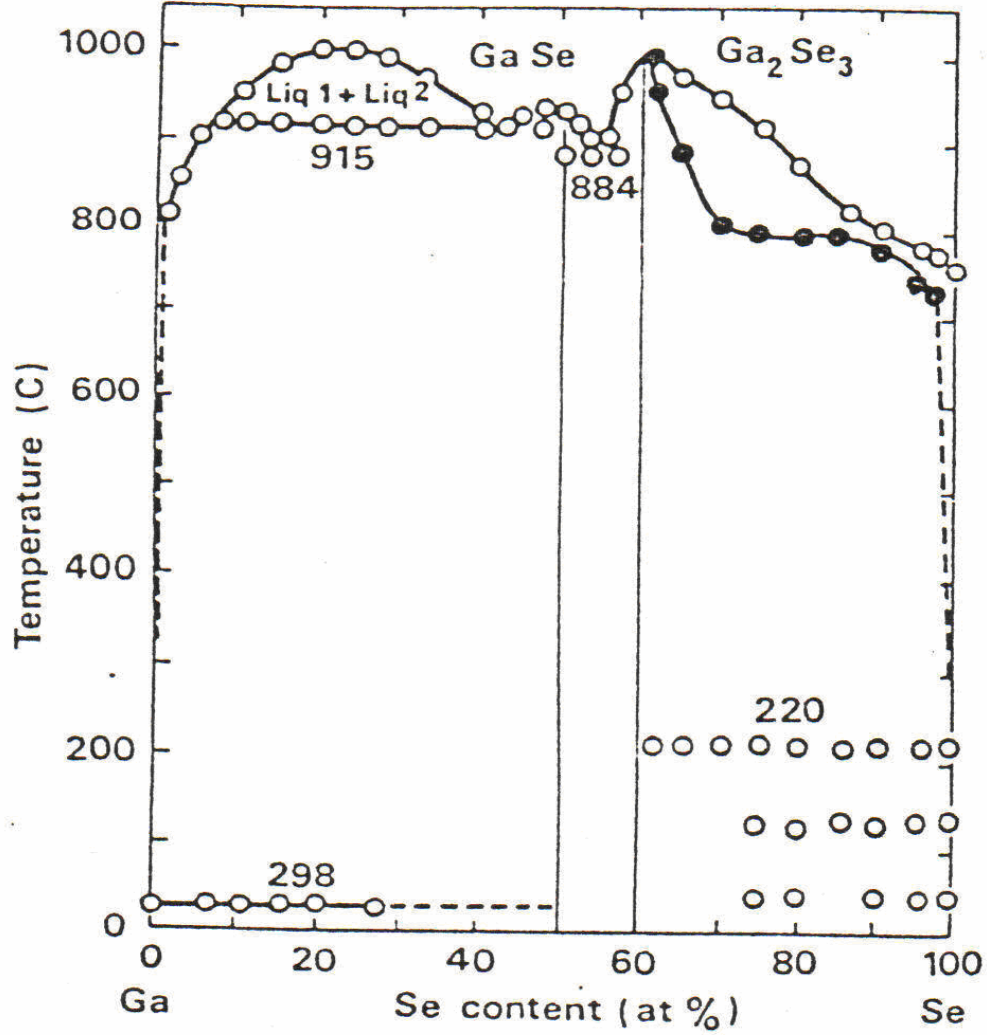
Voltaj(Volt)	Sıcaklık(mV)	Sıcaklık(°C)
50	23,8	570
55	24,9	620
60	28,4	680
65	31,9	760
70	33,9	810
75	37,2	900
80	38,7	940
85	40,1	970
90	42	1020

Kristal büyötmeye işleminin öncesi bileşiklerin sentezi gerçekleştirilmiştir. Saf Ga (%0,9999) ve Se (%0,9999) maddeleri uygun oranda tartılarak, çok titizlikle temizlenmiş kuartz tüplere doldurularak, 10^{-4} Hg.mm basınçta kapatılmıştır. Bu kuartz tüpler Resim 4.2'de gösterilmiştir.



Resim 4.2:GaSe bileşiminin sentezi için gerekli oranda Ga ve Se doldurularak vakumlanmış kuartz tüpler

GaSe bileşiğinin sentezleme işlemi yapılırken Ga-Se hal diyagramı kullanılmıştır. Bu hal diyagramı Şekil 4.1'de gösterilmiştir. Susuki ve Mori diferansiyel termik analizini kullanarak GaSe sisteminin faz diyagramını belirlemişlerdir[29]. Uygun eriyikle: GaSe ve Ga_2Se_3 bileşiklerinin varlığını göstermişlerdir. X ışını çalışması, GaSe fazının hekzagonal ϵ tipi olduğunu göstermiştir. GaSe'nin erime noktası $936^\circ C$ 'dir[29].



Şekil 4.1: Ga-Se sisteminin faz diyagramı [29]

Ga ve Se doldurulmuş ampül fırında $600^\circ C$ ye kadar $100^\circ C/saat$ hızı ile ısıtıldı. $600^\circ C$ sıcaklığında ergimiş Ga, Se etkileşmesi sonucunda GaSe oluşumu gerçekleşir. Bu sıcaklıklarda ampülün titreştirilmesi bileşiğin homojen olmasını sağlamaktadır. Daha

sonra fırının sıcaklığı 50 °C/saat hızı ile 1020 °C ye çıkarıldı. Bu son sıcaklıkta ampülde GaSe bileşiği ergimiş durumda olur. Bu sıcaklıkta 5 saat karıştırılarak bekletildikten sonra soğutulma 50 °C/saat hızla gerçekleştirilerek GaSe bileşiği elde edildi.

Bu polikristal bileşik Resim 4.1'deki Dikey Bridgman kristal büyütme sistemine yerleştirildi ve daha sonra fırının üst sıcaklık bölgesi 1020 °C sıcaklığa getirildi. Kuartz tüpteki GaSe ergimiş durumda sıvı biçimde 2-5 saat saklandı. Tam dengede olan sıvı GaSe'yi 1,5mm/saat hızla soğutmaya başladık. Sivri uçtan başlayarak maddenin katı tek kristal duruma geçişi gerçekleşir. Yaklaşık olarak 6 günde 10 cm boyunda madde dolu kısım sıcaklık gradyanını geçer ve bu anda fırının sıcaklığı 300-400 °C ye iner. Daha sonra sıcaklık oda sıcaklığına indirilir ve tüp mekanik yöntemle açılır. Elde edilen GaSe tek kristali jiletle istenilen ölçekli tabakalara ayrılır.

4.2. Schottky Eklemlerinin Oluşturulması

DeneySEL ölçümlerimiz için Ge ve Se katkılı GaSe:0,01Ge ve GaSe:0,1Se kristallerini kullandık. Bu kristallerden yaptığımız numunelerimizi bir jilet yardımıyla 0,5x0,6 cm boyutlarında ve 100-400µm kalınlıklarında hazırladık. Hazırladığımız numunelerimizin üzerine Te yarımetalini bıraktık ve daha sonra numunelerimizi ocağın üzerinde 10-15 dakika beklettik. Ocağın sıcaklığı Te'nin erime ($T_{erg}=722,7K$) sıcaklığından yüksek olmalıdır. Bu numunelerimizin bir grubunun 15 dakika süreyle oksitlenmesini sağladık ve sonra Te eriyinciye kadar ocağımızda beklettik.

Te atomlarını GaSe:0,01Ge numunelerinin içine difüze etme işlemini tamandıktan sonra bu numunelerin üzerinde lehimlerle kontakt aldık. GaSe numunelerinin Te difüze edilen ve diğer taraflarından In, Ag maddeleri ve iletken teller yardımıyla kontakt oluşturduk. Ölçümlerini yaptığımız numuneleri kontaktları ile birlikte şu şekilde oluşturduk. GaSe:0,01Ge katkılı numunemizden In-Oksit-GaSe-Te-In ve In-Oksit-GaSe-Ag-In şeklinde numunelerimizi oluşturduk. GaSe:0,1Se katkılı numunemizden ise Ag-GaSe-Te-Ag ve Ag-GaSe-Te-In şeklinde numunelerimizi oluşturduk.

4.3 Deneysel Ölçümler

Deneysel ölçümlerimizi farklı numuneler üzerinde yaptık. Ölçümlerimizde ampermetre, voltmetre, güç kaynağı kullandık. Deney düzeneği Resim 4.3’de verilmektedir. Ölçümlerimizi karanlık ortam, aydınlık ortam, beyaz ışık ile uyarılmış ve sıvı azot sıcaklıklarına kadar soğutulmuş numunelerde yaptık. Sıvı azot sıcaklığı 77 K soğutulma zamanı ayrı ayrı sıcaklıklarda termodinamik denge oluşumu beklenir ve sonra akım gerilim ölçümleri ölçülmüştür. Bu amaçla, 1 lt’lik devar kabına sıvı azot doldurularak tutkaçtaki numune sıvı azot’a yaklaştırılıp uzaklaştırılarak farklı sıcaklıklar elde edildi.

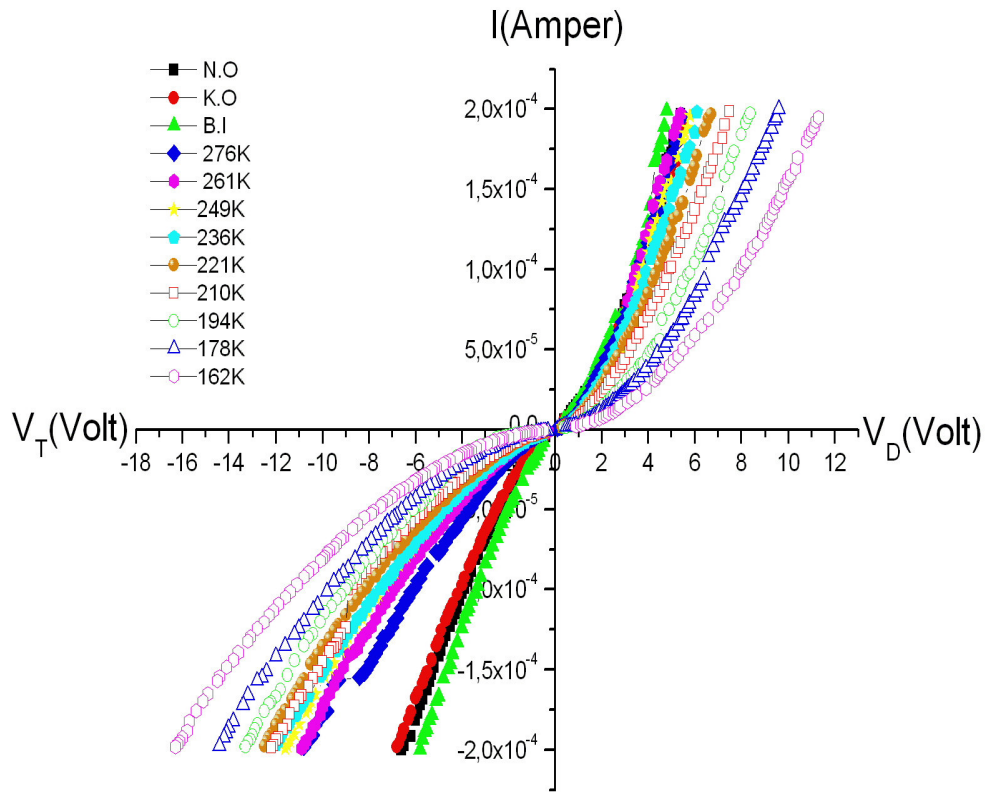


Resim 4.3: Numunelerimizin ölçümlerini aldığımız deney sistemi

5. DENEYSEL BULGULAR

5.1. Schottky Engelli Kesişimlerde Akım-Gerilim Karakteristikleri

Bu bölümümüzün ilk kısmında GaSe:0,1Se katkılı kristallerden yaptığımız numunelerin özelliklerine bakacağız. Numunelerimizin Normal Ortam (N. O), Karanlık Ortam (K.O), Beyaz Işık (B.I) ve farklı sıcaklıklarda ki Akım-Gerilim (I-V) değerlerine baktık. Deneyimizde kullandığımız numunelerden olan Ag-GaSe-Te-In için I-V grafiği farklı sıcaklıklar için Şekil 5.1’de verilmiştir.

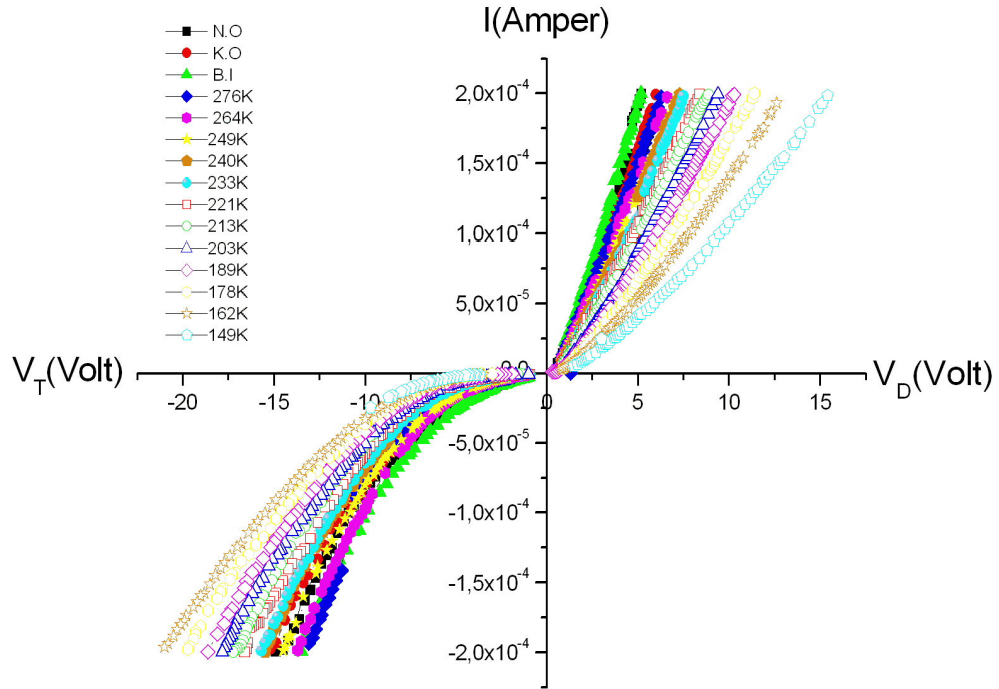


Şekil 5.1: Ag-GaSe-Te-In ekleminin I-V grafiği

Deneyisel sonuçlardan görüldüğü gibi düz ve ters yöndeki akım-gerilim karakteristiği asimetrik olmaktadır. Bu grafikten Ag-GaSe-Te-In numunesinde düz ve ters yöndeki akımın sıcaklığa bağımlı değişimi görülmektedir. Grafikten görüldüğü gibi 276 K sıcaklık ve 0,9 Volt değerinde düz yöndeki akım $8,50 \times 10^{-6}$ A, ters yöndeki akım ise $5,40 \times 10^{-6}$ A olarak ölçülmüştür.

Düz yöndeki akım aynı gerilimde daha büyük olmaktadır. Bu numunemizde bir potansiyel engelin olduğu görülmektedir. Bu p-n eklemindeki potansiyel engeline benzer olarak GaSe yarıiletkeni ile metal arasında bir engel oluştuğunu göstermektedir. Sıcaklık azaldığında Schottky diyodlarının iletkenliği azalmaktadır. Bu değişim üsteldir ve Schottky engelinin yüksekliğiyle ve GaSe'deki katkı düzeyinin derinliği ile belirlenir. Bu asimetriklik, $\frac{I_{düz}}{I_{ters}} \cong 1 - 7$ civarında olacak şekilde sıcaklığa bağlıdır.

Ag-GaSe-Te-Ag numunesinden aldığımız ölçümler sonucunda elde edilen I-V grafiği Şekil 5.2'de verilmiştir.

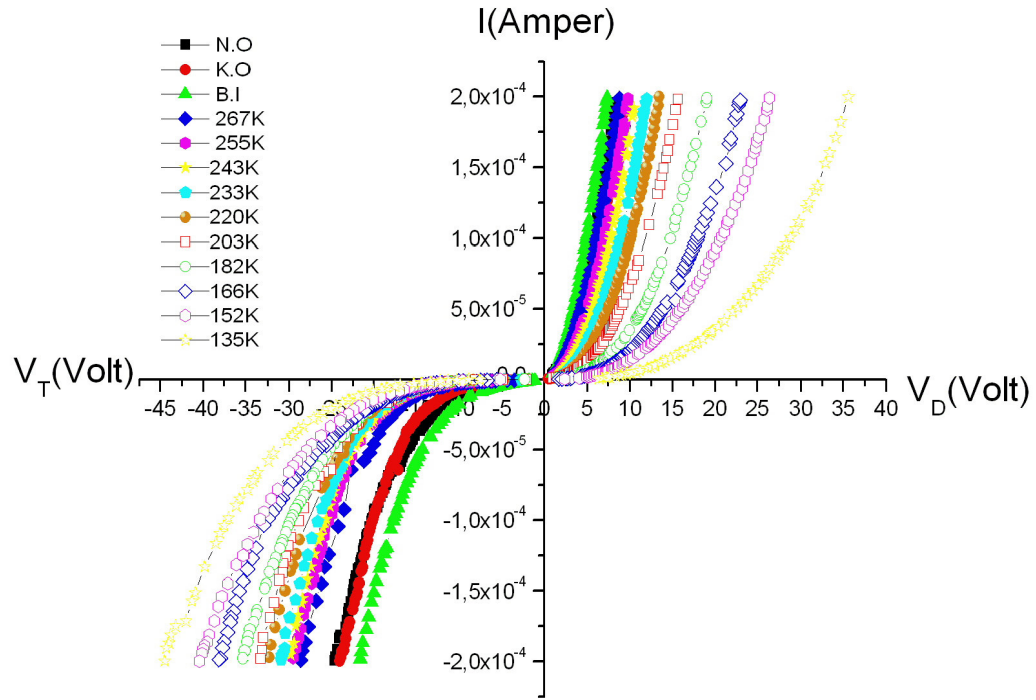


Şekil 5.2: Ag-GaSe-Te-Ag numunesi için I-V grafiği

Bu grafikten Ag-GaSe-Te-Ag numunesinde düz ve ters yöndeki akımın sıcaklığa bağımlı değişimi görülmektedir. Şekil 5.2'den de gördüğümüz gibi sıcaklık azaldığında diyodumuzun iletkenliği azalmaktadır. Deneysel sonuçlardan I-V karakteristiğinin bu numunede daha asimetrik olduğu net olarak görülür. Bu numunede düz yöndeki akımın

ters yöndeki akıma oranı diğer numuneden daha fazla olmaktadır. Grafikten görüldüğü gibi 276 K sıcaklık ve 2,6 Volt değerinde düz yöndeki akım 6.72×10^{-5} A, ters yöndeki akım ise 4.40×10^{-6} A olarak ölçülmüştür.

Bu bölümümüzün ikinci kısmında GaSe:0,01Ge katkılı kristallerden yaptığımız numunelerin özelliklerine bakacağız. İlk olarak In-Oksit-GaSe-Te-In numunemizi inceleyeceğiz. Deneysel sonuçlardan elde ettiğimiz I-V karakteristiği Şekil 5.3'de verilmiştir.

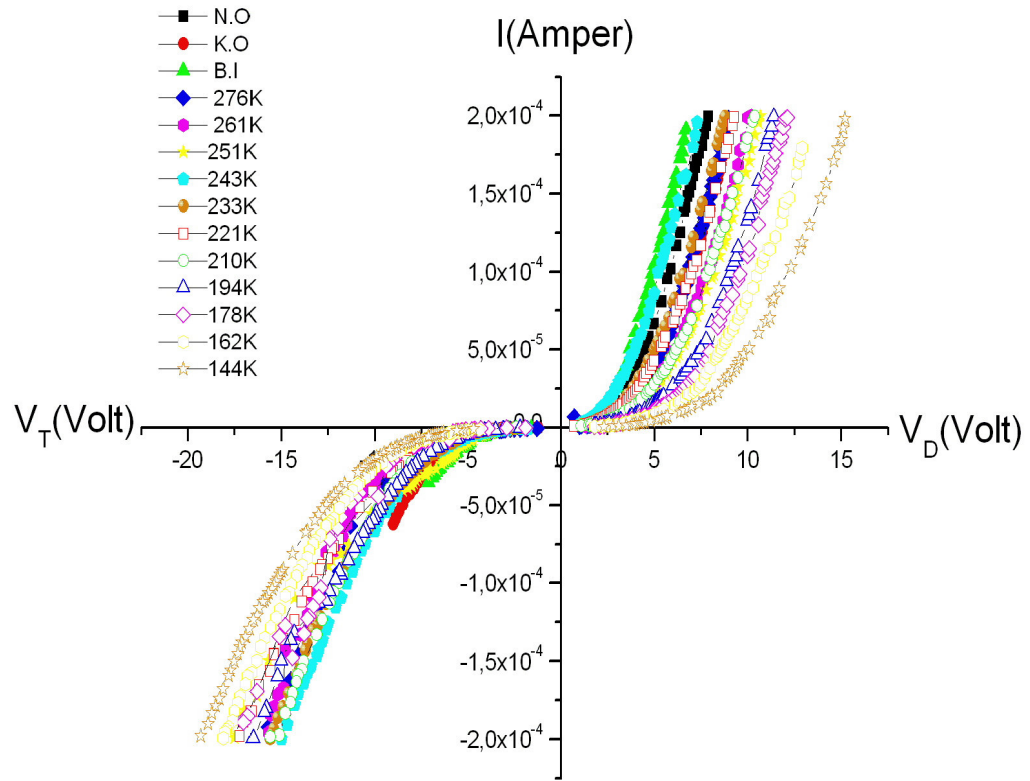


Şekil 5.3: In-Oksit-GaSe-Te-In numunesi için I-V grafiği

Deneysel sonuçlardan da görüldüğü gibi düz ve ters yöndeki akım-gerilim karakteristiğinin asimetrikliği daha büyük olmaktadır. Bu numunemizde aynı gerilimde düz yöndeki akımın ters yöndeki akıma oranı, diğer numunelere nazaran daha büyük değerlere sahiptir. Çünkü biz bu numuneleri yaparken kristalin yüzeyini oksitledik. Oksitleşme olayında elektronlar oksit yardımıyla bağa katılırlar ve bundan dolayı tüketilmiş tabaka artmış olur. Aynı zamanda potansiyel engelin yüksekliği artmış olur. Oda sıcaklığında engelli yapının akım-gerilim karakteristiğinden görüldüğü gibi

numune beyaz ışıkla aydınlatıldığında ek yük taşıyıcılar uyarılır. Bu yük taşıyıcılar valans bandından iletkenlik bandına veya valans bandından akseptör (alıcı) merkezlerine uyarılmalar sonucu serbest boşlukların ve elektronların yoğunluğunun artmasından dolayı gerçekleşir. Akım-gerilim karakteristiğinden görüldüğü gibi, sıcaklık düşürüldüğünde akım-gerilim karakteristiği voltaj eksenine yaklaşır. Yani kristalde Schottky engelini tüketilmiş tabakasında sıcaklıkla uyarılmış yük taşıyıcıların yoğunluğu küçülür ve akım azalır. Grafikten görüldüğü gibi 135 K sıcaklık ve 8.9 Volt değerinde düz yöndeki akım 2.90×10^{-6} A, ters yöndeki akım ise $4,00 \times 10^{-7}$ A olarak ölçülmüştür.

İkinci olarak In-Oksit-GaSe-Ag-In numunemizde beyaz ışığın etkisi araştırıldı. Deneysel sonuçlardan elde ettiğimiz I-V karakteristiği Şekil 5.4’de verilmiştir.

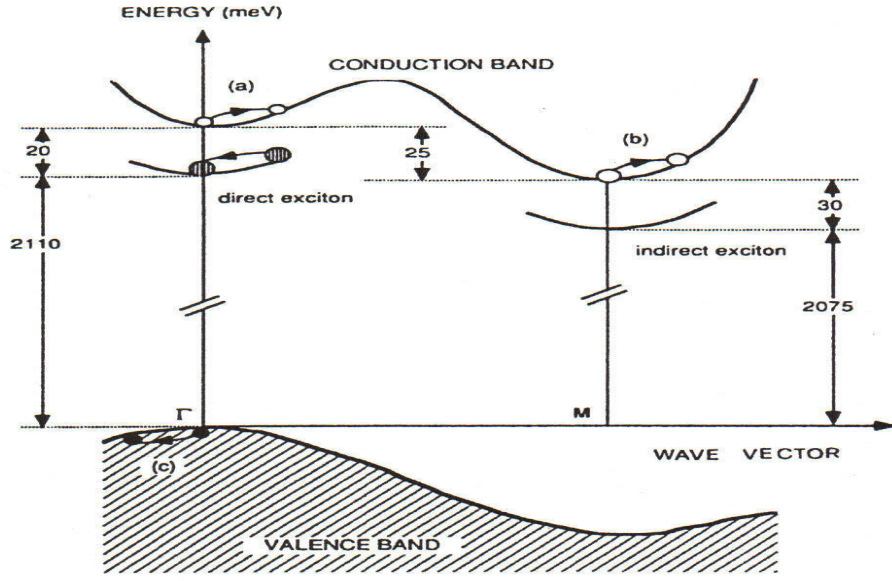


Şekil 5.4: In-Oksit-GaSe-Ag-In numunesi için I-V grafiği

Grafikten de gördüğümüz gibi beyaz ışık altında In-Oksit-GaSe-Ag-In eklemimizin fotoiletkenliği yeterince büyük olmaktadır. Oda sıcaklığındaki fotoiletkenlikteki bu artış $T=200$ K sıcaklığında daha büyük olur. Çünkü bu sıcaklıkta eksiton fotoiletkenliği daha yüksek olur. Beyaz ışık etkisi ile iletkenlikte görülen artış oluşturduğumuz engel bölgesinde uyarılan eksiton fotoiletkenliği ile belirlenir.

Bu numunemizde aynı gerilimde düz yöndeki akımın ters yöndeki akıma oranı, diğer numunelere nazaran daha büyük değerlere sahiptir. Çünkü biz bu numunemizi yaparken kristalin yüzeyini oksitletirdik. Oksitleşme olayında elektronlar oksit yardımıyla bağa katılırlar ve bundan dolayı tüketilmiş tabaka katkılanmış olur. Akım-gerilim karakteristiğinden görüldüğü gibi sıcaklık düşürüldüğünde akım-gerilim karakteristiği voltaj eksenine yaklaşır. Yani kristalde Schottky engelinin tüketilmiş tabakasında sıcaklıkla uyarılmış yük taşıyıcıların yoğunluğu küçülür ve akım azalır. Grafikten görüldüğü gibi 210 K sıcaklık ve 4 Volt değerinde düz yöndeki akım 1.44×10^{-5} A, ters yöndeki akım ise $1,30 \times 10^{-6}$ A olarak ölçülmüştür.

Bizim deneylerimizde Metal-Oksit-GaSe-Te-Metal Schottky engelindeki yüzey durumları 10^{14} - 10^{15} cm^2 olan yavaş durumlar olmakla GaSe üzerindeki oksit tabakada yerleşir. Oksit tabakasının altındaki GaSe yüzeyinde yoğunluğu 10^{11} cm^{-2} olan durumlar hızlı rekombinasyon merkezleri olur. GaSe yüzeylerindeki bu durumlar hızlı rekombinasyon merkezleri olur. Elektron ve boşlukların yüzeye hareketi ve E_r düzeyinde önce elektronların sonra boşlukların tutulması sonucu yüktaşıyıcıların yeniden birleşmesi(rekombinasyonu) gerçekleşir. Bu yüzey optik olarak uyarıldığında ise yüktaşıyıcıların valans ve iletkenlik bantlarında yoğun uyarılması gerçekleşir. Kısa sürede elektron ve boşlukların bağlanarak eksiton oluşturmaları gerçekleşir. Bu eksitonların rekombinasyonu eksiton fotoluminesansına neden olur. GaSe kristalinin Şekil 5.5’de verilen bant yapısından görüldüğü gibi, direkt ve indirekt eksitonların oluşumu gerçekleşir. Se-Se Van Der Waals zayıf etkileşmesi nedeni ile kolayca tabakalara ayrılabilir ve istenilen boyutlarda numuneler yapılabilir. Mekanik özelliklerdeki bu anizotropi, tabakalı kristallerin elektron bant yapısında da anizotropiye neden olur. Bu kristalin bant yapısı şekilden görüldüğü gibi $E//C$ ’de indirekt geçişler, $E \perp C$ direkt izinsiz geçişlerle belirlenir.

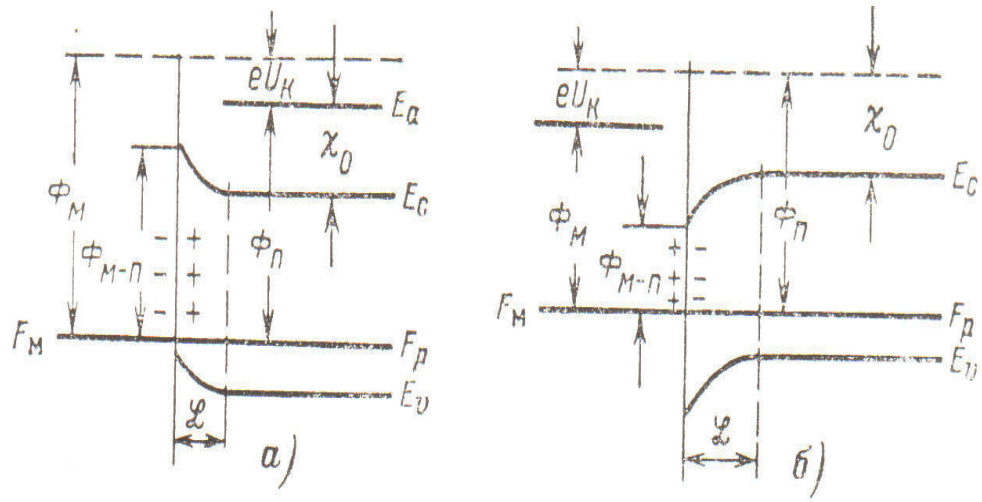


Şekil 5.5: GaSe'nin enerji bant yapısı[28].

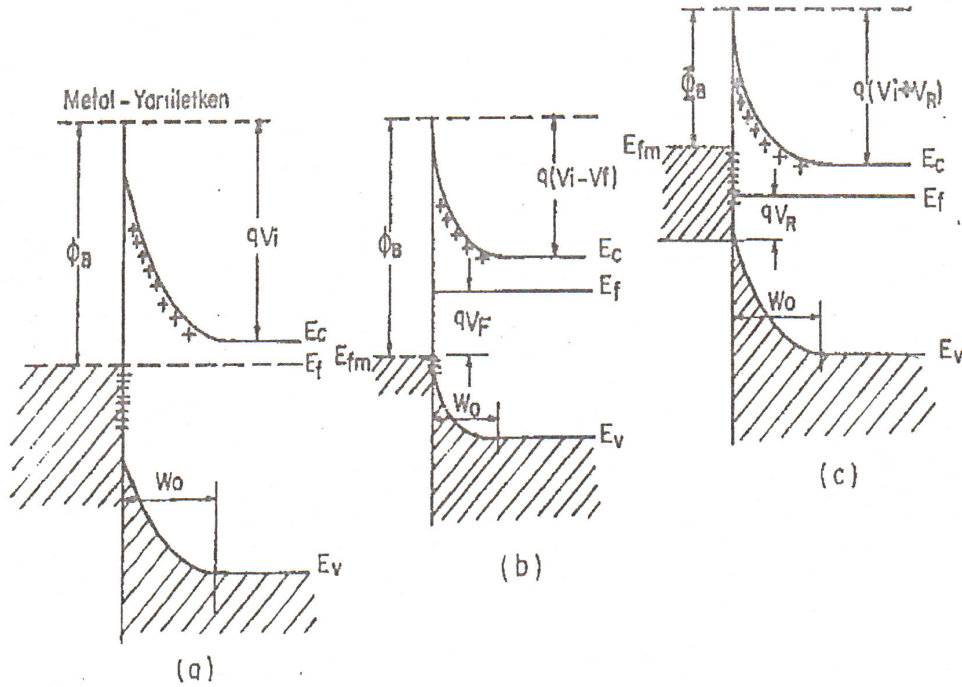
Ancak bantların örtüşmesi sonucu $\vec{k} = 0$ 'da direkt optik geçişler izinli olur. Bu kristallerin optik soğurma spektrumunda eksiton durumu çok önemlidir. Bu kristalde eksiton durumu $T \geq 400$ K sıcaklıklarında bile varlığını sürdürmektedir. Bu kristallerin fotoiletkenliğinde eksiton fotoiletkenliği daha yüksek olur. Bu eksitonların parçalanması ve iyonizasyonu sonucu genliği büyük eksiton fotoiletkenliği [25,58], GaSe bazındaki Schottky engelinin fotoiletkenliğinde belirleyici olur. Bu eksiton fotoiletkenliği daha hızlı fotodedektörlerin yapımında önemli olabilir. GaSe bazında oluşturduğumuz bu Schottky fotodiyotları hızlı eksiton süreçleri ($\approx 10^{-9}$ sn) pikosaniye reaksiyonlu diyot yapma imkanı sağlayabilir. İletkenlik ve valans bantlarının yüzeyindeki eğimi ($e\phi$) sonucu yüzeyde elektron ve deliklerin yoğunluğu;

$$n_s = ne^{-\frac{e\phi}{k_B T}} ; p_s = pe^{-\frac{e\phi}{k_B T}} \quad (5.1)$$

olur. p-tipi GaSe ve Te kontaktının enerji diyagramı Şekil 5.6 ve Şekil 5.7'de verilmiştir.



Şekil 5.6: p-tipi yarıiletkenle metal kontakta potansiyel engel oluşumu (a) elektronun metalden çıkış işi $\phi_m > \phi_s$ yarıiletkenden büyük, (b) $\phi_m < \phi_s$ durumları[59].



Şekil 5.7: Metal/n-tipi yarıiletken doğrultucu kontak için elektron enerji-band diyagramı (a) Termal denge durumu (b) doğru beslem (c) ters beslem[60].

p-tipi GaSe için ϕ_s elektronun özgül yarıiletken çıkış işi;

$$\phi_s = \chi_0 + \frac{1}{2}E_g + \frac{k_B T}{2} \ln \left(\frac{m_e^*}{m_h} \right)^{3/2}; \quad \chi_0 = E_a - E_c \quad (5.2)$$

olarak verilir. Burada χ_0 ; elektronu iletkenlik bandından vakuma çıkarmak için gereken enerjidir.

$\frac{m_e^* v^2}{2} \geq \chi_0$ olduğu zaman elektron yarıiletken vakuma çıkabilir, yada ϕ potansiyel engeli aşarak yarıiletken çıkar. Termodinamik çıkış işi;

$$\phi = \chi_0 + E_c - F = E_a - F \quad (5.3)$$

olarak verilir. Burada E_a yarıiletken vakuma çıkan elektronun kinetik enerjiye sahip olmadığı durumdur. Şekillerden de görüldüğü gibi kontakt potansiyel farkı;

$$eU_K = \phi_m - \phi_s = (\phi_m - \chi_0) - (\phi_s - \chi_0) = \phi_{m-s} - \phi_{s-m} \quad (5.4)$$

olur. Eşitlik 5.4'deki $\phi_{m-s} = \phi_m - \chi_0$; elektronun metalden yarıiletkene geçiş işidir.

$\phi_{s-m} = \phi_s - \chi_0$; elektronun yarıiletken metale geçiş işidir. Kontakt bölgesinde ise;

$$eU_i = F_2 - F_1 = \frac{h^2}{2m_2^*} \left(\frac{3n_2}{8\pi} \right)^{2/3} - \frac{h^2}{2m_1^*} \left(\frac{3n_1}{8\pi} \right)^{2/3} = \frac{h^2}{2} \left(\frac{3}{8\pi} \right) \left(\frac{n_2^{2/3}}{m_2^*} - \frac{n_1^{2/3}}{m_1^*} \right) \quad (5.5)$$

Alıcı katkılı p-GaSe için;

$$\phi_s = \chi_0 + E_g - \frac{E_A - E_V}{2} - \frac{k_B T}{2} \ln \left(\beta \frac{N_V}{N_A} \right) \quad (5.6)$$

Akseptörler tam iyonize olduğunda ise;

$$\phi_s = \chi_0 + E_g - k_B T \ln \left(\frac{N_V}{N_A} \right) \quad (5.7)$$

olur. Kontakt bölgesinde uzay yük yoğunluğu ise;

$$\rho = en_0 \left[1 - e^{-\frac{eU(x)}{k_B T}} \right] \quad (5.8)$$

olur. Kontakt bölgesi genişliği tüketilmiş tabaka genişliği bölgesinde;

$$|eU(x)| \gg k_B T \Rightarrow \rho = en_0 \quad (5.9)$$

olur. Bu uzay yükleri için poisson denklemi;

$$\frac{d^2 U}{dx^2} - \frac{e}{\epsilon \epsilon_0} n_0 = 0 \Rightarrow U(x) = \frac{en_0}{2\epsilon \epsilon_0} (L-x)^2 + A(L-x) + B \quad (5.10)$$

ve sınır şartı; $U(L)=0$ ise;

$$E(L) = -\frac{dU}{dx} \Big|_{x=L} = 0, U(L) = B = 0 \text{ ve } \frac{dU}{dx} \Big|_{x=L} = -A = 0 \quad (5.11)$$

olur ve sonuçta;

$$U(x) = \frac{en_0}{2\epsilon \epsilon_0} (L-x)^2 \quad (5.12)$$

olur. L'yi bulmak için $x=0$ 'da ;

$$U(0) = U_K = \frac{1}{e} (\phi_m - \phi_s) \text{ ve } L = \sqrt{\frac{2\epsilon \epsilon_0}{en_0} U_K} = \sqrt{\frac{2\epsilon \epsilon_0 |\phi_m - \phi_s|}{e^2 n_0}} \quad (5.13)$$

olur[59]. Görüldüğü gibi sıcaklığa bağlı olarak yarıiletken ve boşaltılmış tabakanın dielektrik katsayısı, yüktaşıyıcı yoğunluğu azalmaktadır. Bu nedenle Schottky engelinin sığası sıcaklık azaldıkça azalmaktadır. Görüldüğü gibi katkı yoğunluğu az oldukça elektronun metal ve yarıiletkenden çıkış işleri büyük olur. Paralel olarak, kontakt

elektrik alanının yarıiletkene nüfuz derinliği büyük olur. Metal-Yarıiletken kesişiminden akım geçtiğinde Schottky engeli p-n eklem engeli gibi akıma bir engel oluşturuyor. Metal n-tipi yarıiletken kesişimine dış elektrik alanı uygulandığında potansiyel engel küçülür ve metalden yarıiletkene elektrik akımı $j=j_1-j_2$ olur. Metal tarafında ise potansiyel engel değişmiyor.

$$j_2 = AT^2 e^{\frac{\phi_m}{k_B T}} \quad (5.14)$$

olur. Yarıiletken tarafındaki potansiyel engel dış alanda (V) küçülür ve $e(U_K-V)$ büyüklükte olur.

$$j_1 = AT^2 e^{\frac{\phi_s - eU_K - eV}{k_B T}} = AT^2 e^{\frac{\phi_m - eV}{k_B T}} \quad (5.15)$$

dir. Toplam akım ise;

$$j = j_1 - j_2 = AT^2 e^{\frac{\phi_m}{k_B T}} \left(e^{\frac{eV}{k_B T}} - 1 \right) = j_s \left(e^{\frac{eV}{k_B T}} - 1 \right) \quad (5.16)$$

Eşitlik 5.17'deki j_s doyma akımıdır ve aşağıda Eşitlik 5.18'deki formülle ifade edilir.

$$j_s = AT^2 e^{\frac{\phi_m}{k_B T}} \quad (5.17)$$

Ters yöndeki akım ise;

$$j = AT^2 e^{\frac{\phi_s - eU_K + eV}{k_B T}} - AT^2 e^{\frac{\phi_m}{k_B T}} = j_s \left(e^{\frac{eV}{k_B T}} - 1 \right) \quad (5.18)$$

olur ve burada;

$$j_{ters} = j_s \left(e^{\frac{eV}{k_B T}} - 1 \right) \quad (V < 0) \text{ ve } j_{düz} = j_s \left(e^{\frac{eV}{k_B T}} - 1 \right) \quad (V > 0) \quad (5.19)$$

olarak ifade edilir.

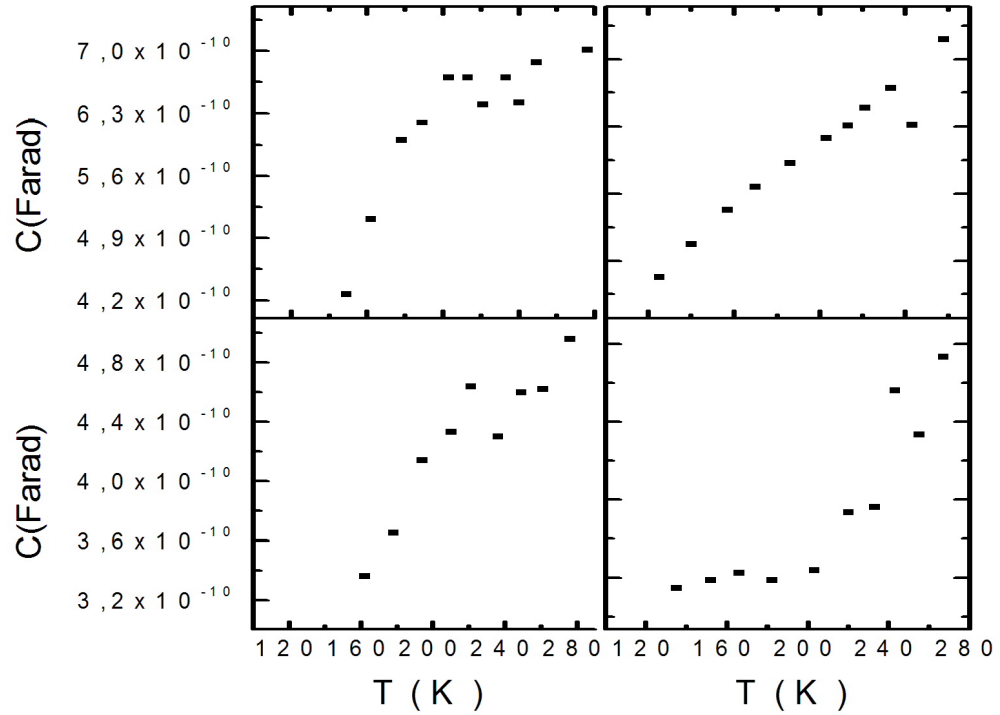
Bu düzlendirme(aynı elektrik alanında düz yöndeki akımın ters yöndeki akıma oranı) özelliğine sahip boşaltılmış tabakada uzay yük bölgesinin kalınlığı ise;

$$L = \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0(U_K - V)}{en_0}} \quad (5.20)$$

gibi belirlenir. Bu Schottky engelinin bir kondansatör gibi birim alanı;

$$C = \frac{\epsilon\epsilon_0}{L} = \sqrt{\frac{\epsilon\epsilon_0}{2(U_K - V)}} en_0 \quad (5.21)$$

sığasına sahiptir. Bu sığa sıcaklık ve dış elektrik alanına (V) bağlı olacaktır. p-GaSe gibi yarıiletkenler genellikle dengelenmiş yarıiletkenlerdir. Mobilite $\mu_n \approx 10 - 100 \frac{cm^2}{V.s}$ ($\epsilon=9$); $p_0=10^{14} cm^{-3}$ olur[59-65]. Şekil 5.8'de GaSe bazında farklı Schottky engelli kesişimler için sığanın sıcaklıkla (C-T) değişim grafikleri verilmiştir.



Şekil 5.8: GaSe bazında farklı Schottky engelli kesişimler için sığanın sıcaklıkla (C-T) değişim grafikleri

Deneysel sonuçlardan gördüğümüz gibi sıcaklık arttığı zaman boşaltılmış tabakada yük taşıyıcıların yoğunluğu arttığından dolayı sığanın artışı görülmektedir. Deneysel olarak biz Metal-GaSe-Te-Metal, Metal-Oksit-GaSe-Te-Metal Schottky engellerinin yüksekliklerini farklı elektrik alanları için bulduk. Bu değerler 0,3 eV civarında olmuştur ve Metal-GaSe-Te-Metal Schottkly engelinin yüksekliğine göre tüketilmiş tabakanın genişliğini hesaplanır ve boşaltılmış tabakada uzay yük bölgesinin kalınlığını $L \sim 1-2 \mu\text{m}$ alırız. Bildiğimiz gibi bu tür engele sahip kesişimlerde I-V karakteristiği difüzyon teorisi ile açıklanabilir. Bu durumda; $\frac{k_B TL}{2eU_K l} = 15$ olur. Eklemlerde, aynı elektrik alanında düz yöndeki akımın ters yöndeki akıma oranı, difüzyon teorisine göre ;

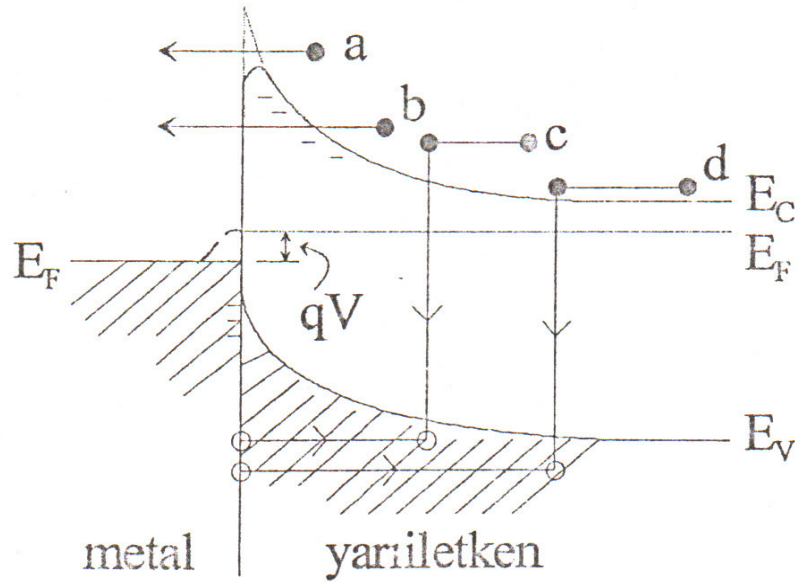
$$j = en_0 \mu_e \mathcal{E}_s e^{-\frac{eU_K}{k_B T}} \left(e^{\frac{eV}{k_B T}} - 1 \right) \Rightarrow j = j_s \left(e^{\frac{eV}{k_B T}} - 1 \right) \quad (5.22)$$

olur ve deneysel verilerle uyumlu I-V karakteristiği verir[59]. Bizim aldığımız deneysel I-V karakteristiklerinden görüldüğü gibi Metal-GaSe-Te-Metal ve Metal-Oksit-GaSe-Te-Metal türü kesişimler için difüzyon teorisi geçerlidir.

6. GaSe BAZINDAKİ SCHOTTKY ENGELİNDEN YÜKTAŞIYICILARIN GEÇİŞ MEKANİZMALARI

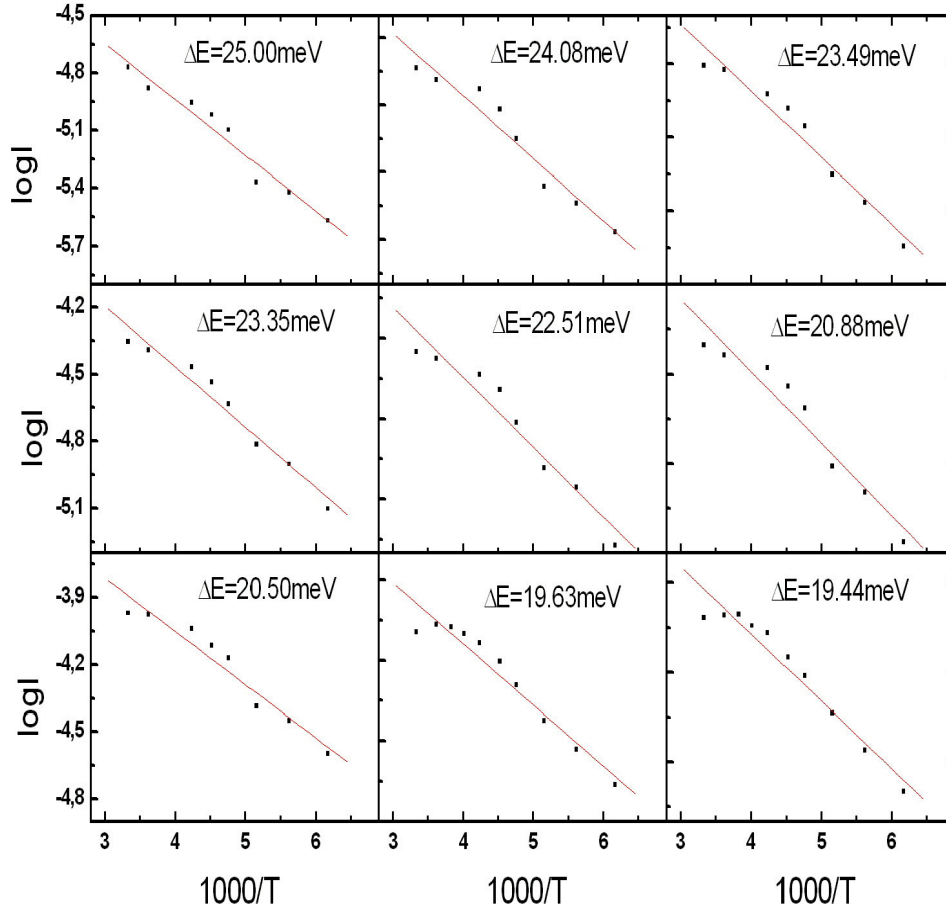
6.1. Schottky Engellerinden Geçiş Mekanizmaları

Bir önceki bölümde GaSe bazında oluşturulan Metal-Yarıiletken(MS) ve Metal-Oksit-Yarıiletken(MOS) yapılarında farklı sıcaklıklarda ve ışıklı ortamlarda I-V karakteristiklerinin deneysel sonuçlarını verdik. Elde edilen sonuçlardan I-V karakteristiğinin p-n eklem karakteristiğine benzer olduğu görüldü. Bu ideal bir durumdur. Bu tür engeller için aşağıdaki akım iletim mekanizmalarından biri veya bir kaçını belirleyici olur. Şekil 6.1'de metal n-tipi yarıiletken arakesitinde oluşturulmuş Schottky engelinde akım iletim süreci verilmiştir[59,61].

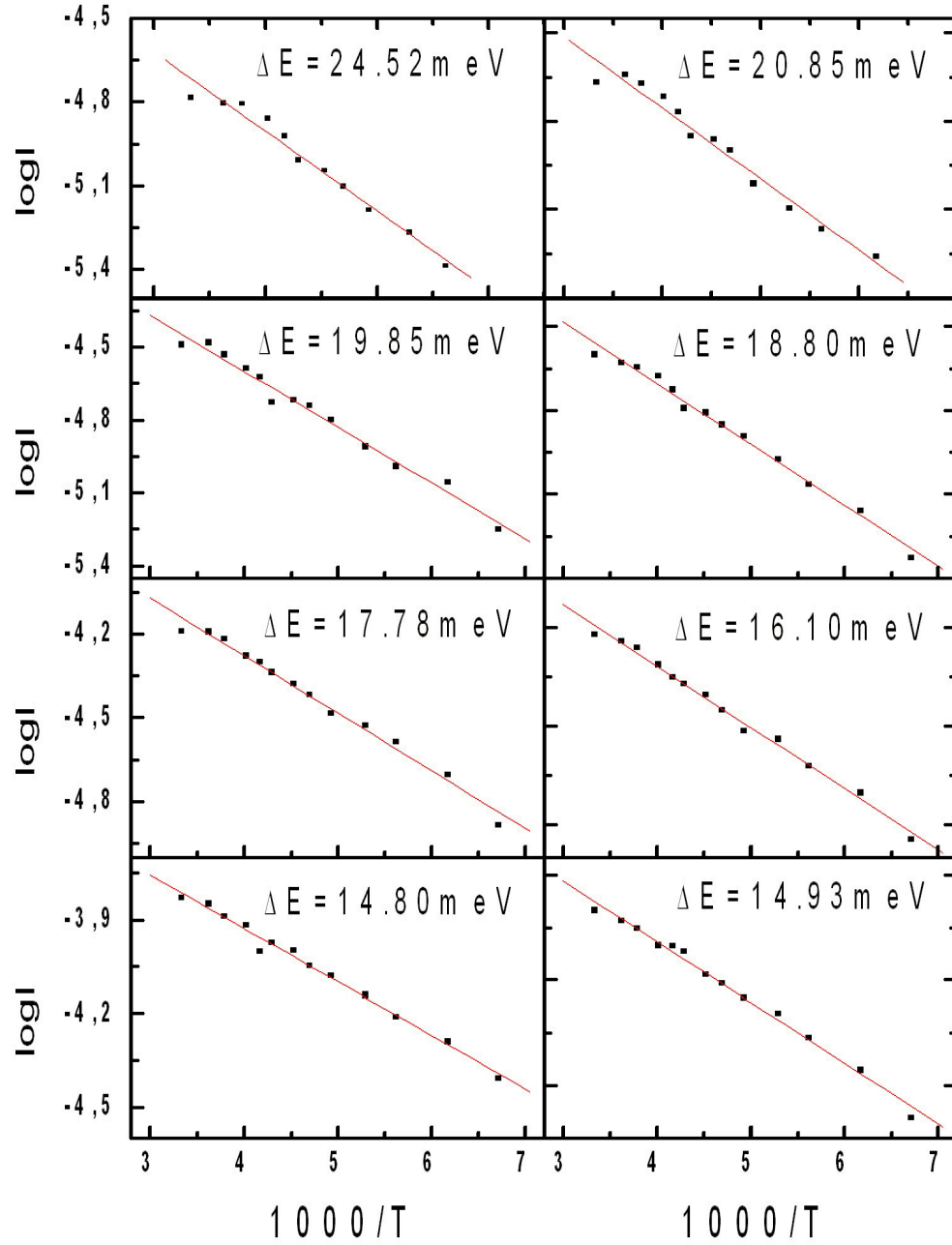


Şekil 6.1: Metal/yarıiletken (MS) kontaklarda doğru beslem altındaki akım-iletim mekanizmaları (a) akım iletim sürecinde elektronlar yarıiletkendeki potansiyel engelin tepesini aşarak metal içerisine girer. (b) akım iletim sürecinde elektronlar engel içinden direk kuantum mekaniksel tünelleme yoluyla geçerler. (c) akım iletim sürecinde uzay yük yığılması bölgesinde elektron ve boşlukların yeniden birleşmesi gerçekleşir. (d) akım iletim sürecinde yük taşıyıcıların lehimlerden enjeksiyonu sonucu akıma katkıda bulunurlar[59,60].

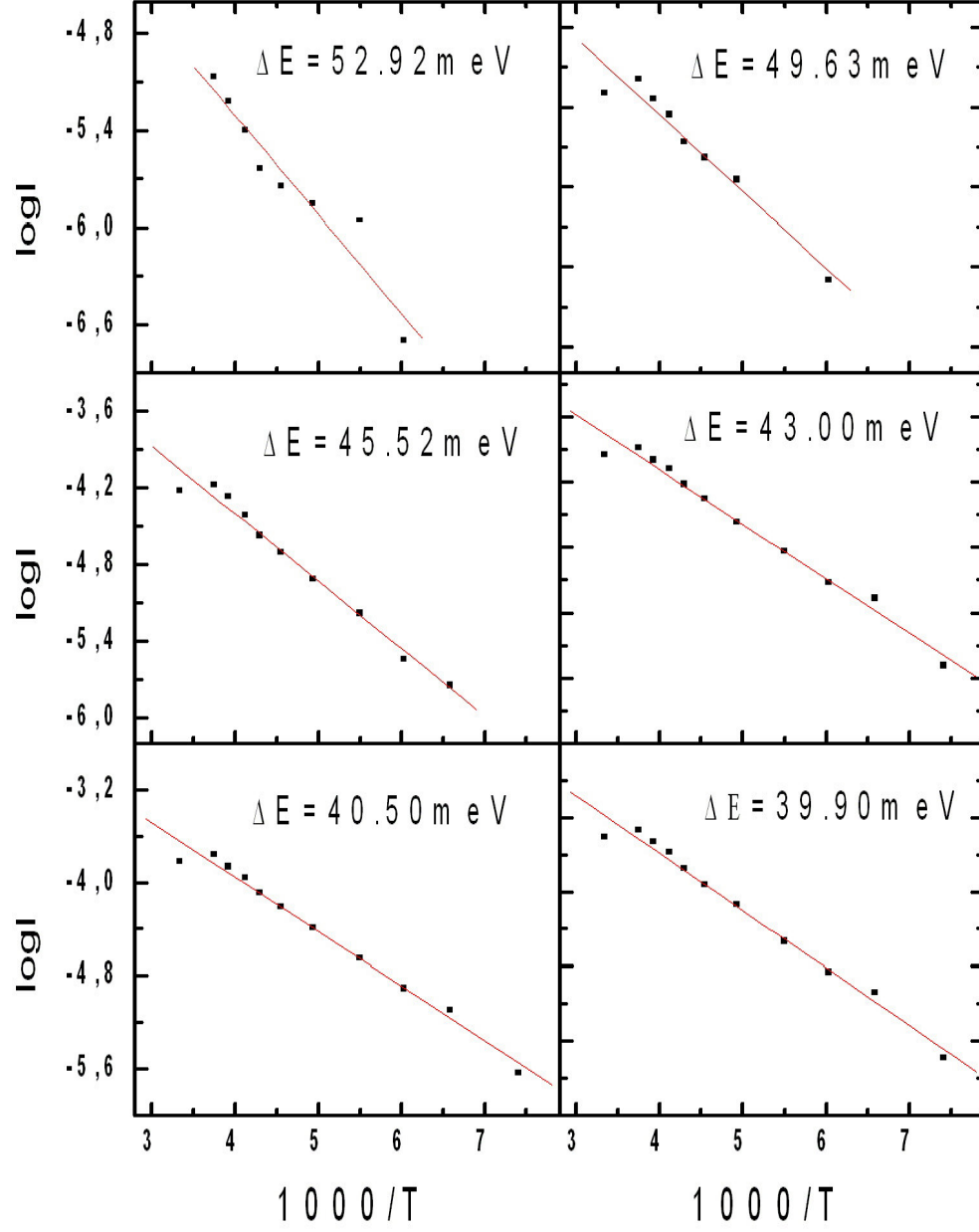
GaSe kristalinde lehimlerden enjeksiyon akımının karakteristik olduğu bilinmektedir [10,11,17,18,21,34-38,66-69]. Yapılan araştırmalarda I-V karakteristiğinde (yapışmalar) tuzaklanmalarla ilgili $I \sim V^n$, $n=2$ kuadratik ve süperlineer bölgeler görülmüştür. Aynı zamanda, bu kristallerde I-V değişiminde Pool-Frenkel termal alan iyonizasyonunun karakteristik olduğu gösterilmiştir[70,71]. GaSe bazında oluşturduğumuz Schottky engellerinde farklı sıcaklıklardaki I-V karakteristiklerinden engel yükseklikleri(aktivasyon enerjileri) bulunmuştur. Uygulanan farklı elektrik alanlarında (gerilimlerde) $\log I \sim 10^3/T$ değişimleri ve $I = I_0 e^{-\frac{e\phi}{k_B T}}$ denkleminde fitlerden elde edilen Schottky engel yükseklikleri Şekil 6.2, Şekil 6.3, Şekil 6.4 ve Şekil 6.5’de verilmiştir.



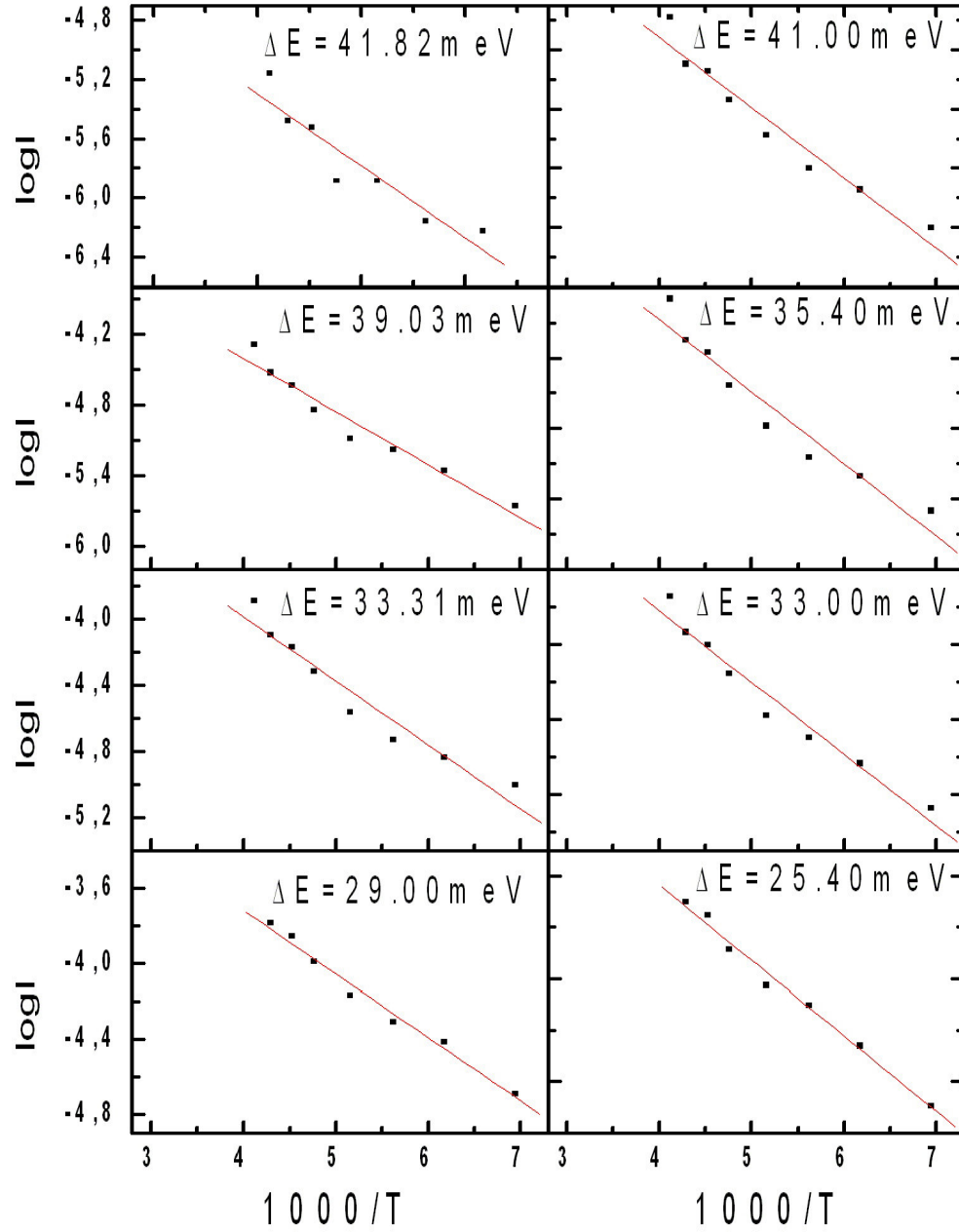
Şekil 6.2: Ag-GaSe-Te-In numunesi için $\log I \sim 10^3/T$ değişimi. Teorik fitlerden elde edilen Schottky engel yükseklikleri her bir grafik üzerinde verilmektedir.



Şekil 6.3:Ag-GaSe-Te-Ag numunesi için $\text{Log}I-10^3/T$ değişimi. Teorik fitlerden elde edilen Schottky engel yükseklikleri her bir grafik üzerinde verilmektedir.



Şekil 6.4: In-Oksit-GaSe-Te-In numunesi için $\text{Log}I-10^3/T$ değişimi. Teorik fitlerden elde edilen Schottky engel yükseklikleri her bir grafik üzerinde verilmektedir.



Şekil 6.5: In-Oksit-GaSe-Ag-In numunesi için $\text{Log}I-10^3/T$ değişimi. Teorik fitlerden elde edilen Schottky engel yükseklikleri her bir grafik üzerinde verilmektedir.

Çizelge 6.1, Çizelge 6.2, Çizelge 6.3 ve Çizelge 6.4’de numunelerimiz için V(volt), engel yükseklikleri($e\phi$)(meV), \sqrt{V} (Volt)^{1/2} ve engel yükseklikleri arasındaki fark ($\Delta(e\phi)$)(meV) değerleri verilmiştir.

Çizelge 6.1: Ag-GaSe-Te-In numunesi için V, ($e\phi$), \sqrt{V} ve $\Delta(e\phi)$ değerleri

V(volt)	($e\phi$)(meV)	\sqrt{V} (Volt) ^{1/2}	$\Delta(e\phi)$ (meV)
1,1	25,00	-	-
1,4	24,08	1,18	0,92
1,7	23,49	1,30	1,51
2,1	23,35	1,45	1,65
2,5	22,51	1,58	2,49
3,1	20,88	1,76	4,12
3,8	20,50	1,95	4,50
5,0	19,63	2,24	5,37
5,5	19,44	2,34	5,56

Çizelge 6.2: Ag-GaSe-Te-Ag numunesi için V, ($e\phi$), \sqrt{V} ve $\Delta(e\phi)$ değerleri

V(volt)	($e\phi$)(meV)	\sqrt{V} (Volt) ^{1/2}	$\Delta(e\phi)$ (meV)
1,0	24,52	-	-
1,2	20,85	1,09	3,67
1,5	19,85	1,22	4,67
2,0	18,80	1,41	5,72
2,5	17,78	1,58	6,74
4,0	16,10	2,00	8,42
4,8	14,80	2,20	9,72

Çizelge 6.3: In-Oksit-GaSe-Te-In numunesi için V , $(e\phi)$, \sqrt{V} ve $\Delta(e\phi)$ değerleri

V(volt)	$(e\phi)$(meV)	\sqrt{V} (Volt)^{1/2}	$\Delta(e\phi)$(meV)
1,8	52,92	-	-
3,1	49,63	1,76	3,29
5,1	45,52	2,26	7,40
7,1	43,00	2,66	9,92
8,2	40,50	2,86	12,42
8,8	39,90	2,96	13,02

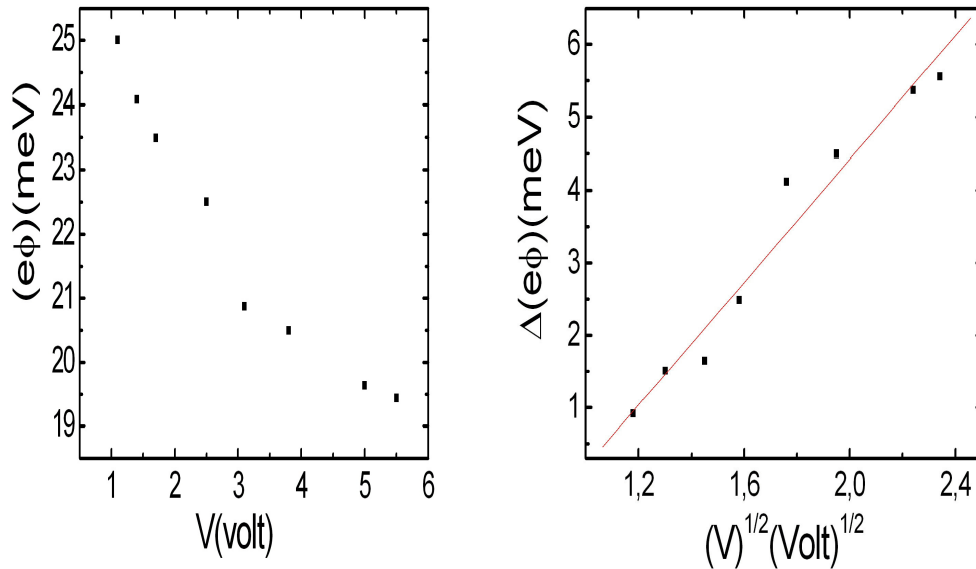
Çizelge 6.4: In-Oksit-GaSe-Ag-In numunesi için V , $(e\phi)$, \sqrt{V} ve $\Delta(e\phi)$ değerleri

V(volt)	$(e\phi)$(meV)	\sqrt{V} (Volt)^{1/2}	$\Delta(e\phi)$(meV)
1,7	41,82	-	-
3,0	41,00	1,73	0,82
4,0	39,03	2,00	2,79
5,0	35,40	2,24	6,42
6,0	33,31	2,45	8,51
7,0	33,00	2,64	8,82
8,0	29,00	2,83	12,82
8,8	25,40	2,97	16,42

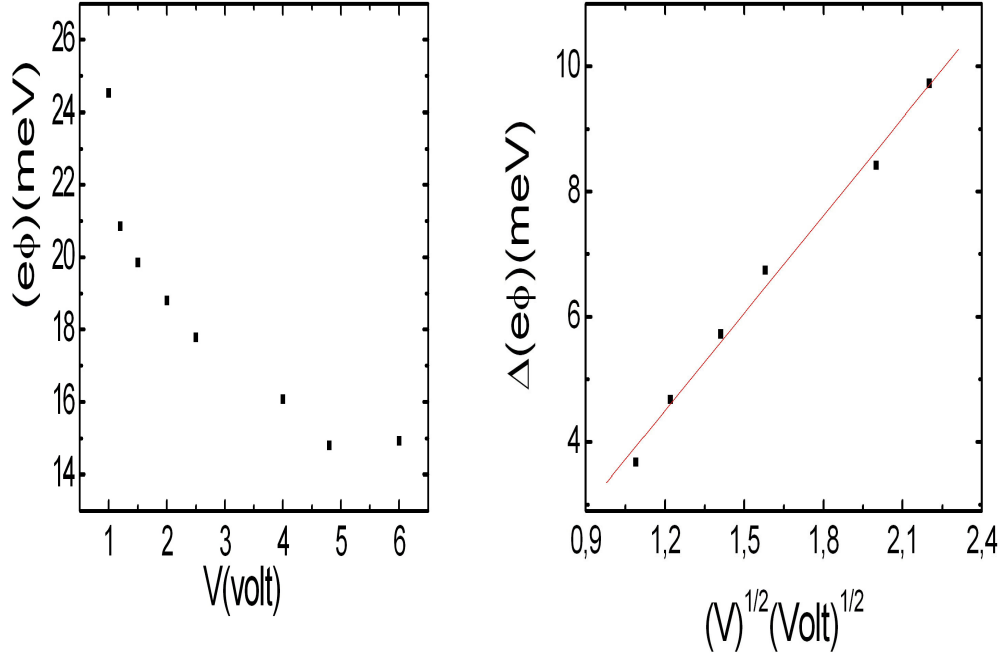
Bu deneysel sonuçlardan görüldüğü gibi uygulanan elektrik alanı iletim için potansiyel engelin azalmasına neden olmaktadır. Bu türlü MS, MSS kesişimlerinde akım iletim mekanizmalarının teorileri aşağıda verilmiştir:

- 1) Termoyonik Emisyon Teorisi
- 2) Difüzyon Teorisi
- 3) Termoyonik Emisyon-Difüzyon teorisi(TED)
- 4) Termoyonik Alan Emisyonu(TAE)
- 5) Alan Emisyonu(AE)
- 6) Uzay yük bölgesinde rekombinasyon
- 7) Elektron ve deşik enjeksiyonu ikili enjeksiyon
- 8) Çok katlı tünelleme[61,62]

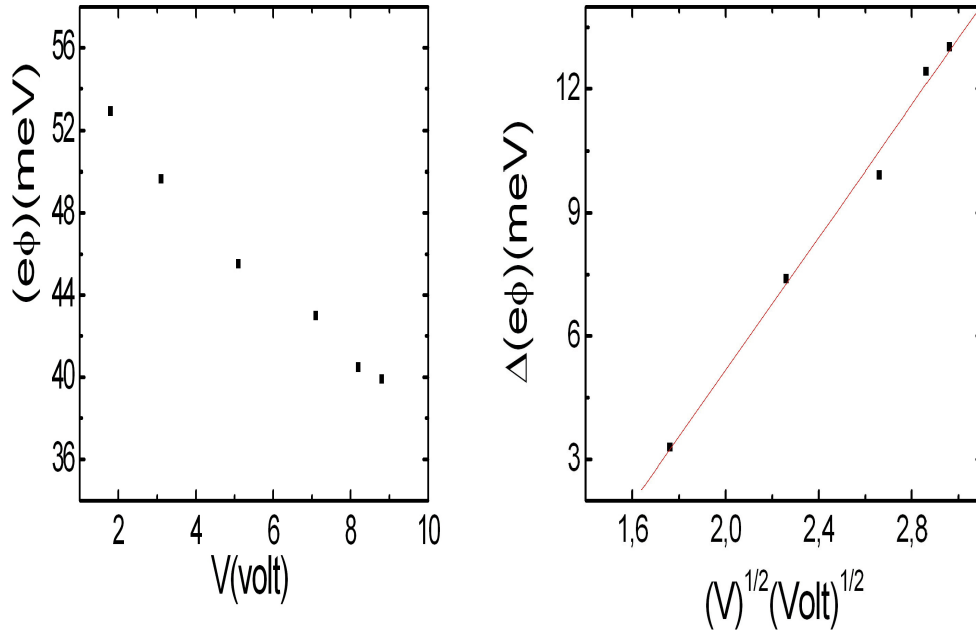
Bu teorilerden termoyonik emisyon Pool-Frenkel mekanizması bizim MS, MSS yapıları için karakteristiktir. Şekil 6.2, Şekil 6.3, Şekil 6.4, ve Şekil 6.5’de her bir numune için farklı elektrik alanlarda hesaplanan potansiyel engellerinin değerleri Çizelge 6.1, Çizelge 6.2, Çizelge 6.3 ve Çizelge 6.4’de verilmektedir. Bu deneysel verilerden elde edilen $(e\phi)$ -V grafikleri ve $I = Be^{\beta\sqrt{E}}$ denkleminde fitlerden elde edilen $\Delta(e\phi)$ - \sqrt{V} grafikleri Şekil 6.6, Şekil 6.7, Şekil 6.8 ve Şekil 6.9’da verilmiştir.



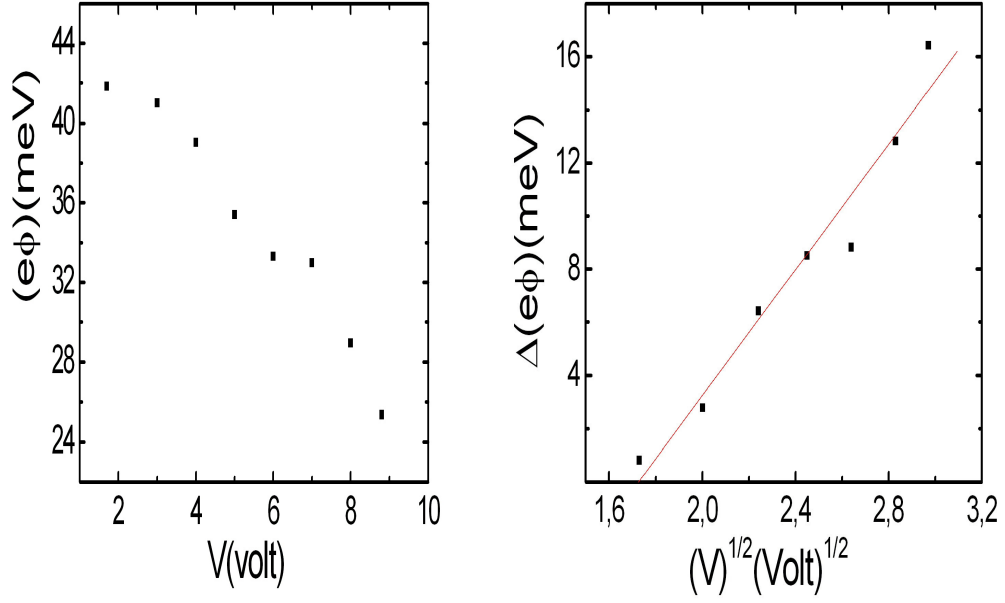
Şekil 6.6: Ag-GaSe-Te-In numunesi için $(e\phi)$ -V ve $\Delta(e\phi)$ - \sqrt{V} grafiği. Teorik fitden elde edilen Schottky engel yüksekliğinin elektrik alanın karekökü ile değişimi



Şekil 6.7: Ag-GaSe-Te-Ag numunesi için $(e\phi)$ -V ve $\Delta(e\phi)$ - \sqrt{V} grafiği. Teorik fitten elde edilen Schottky engel yüksekliğinin elektrik alanın karekökü ile değişimi

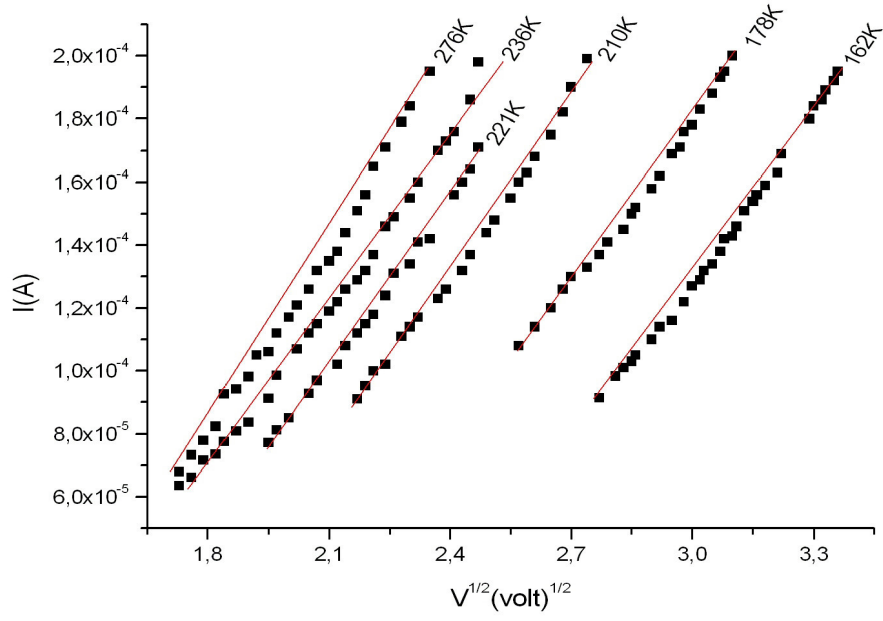


Şekil 6.8: In-Oksit-GaSe-Te-In numunesi için $(e\phi)$ -V ve $\Delta(e\phi)$ - \sqrt{V} grafiği. Teorik fitten elde edilen Schottky engel yüksekliğinin elektrik alanın karekökü ile değişimi

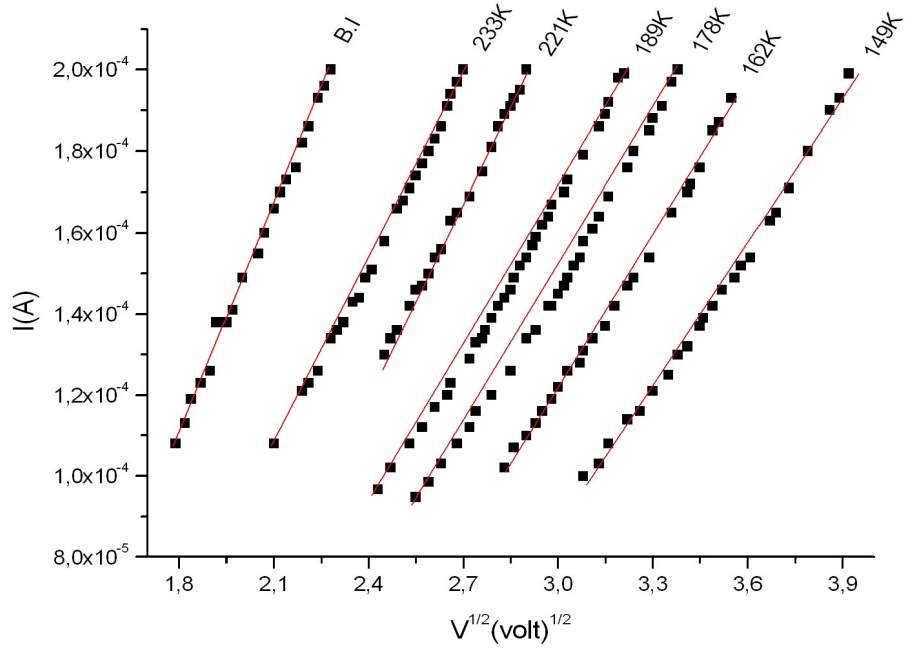


Şekil 6.9: In-Oksit-GaSe-Ag-In numunesi için $(e\phi)$ -V ve $\Delta(e\phi)$ - \sqrt{V} grafiği. Teorik fitten elde edilen Schottky engel yüksekliğinin elektrik alanın karekökü ile değişimi

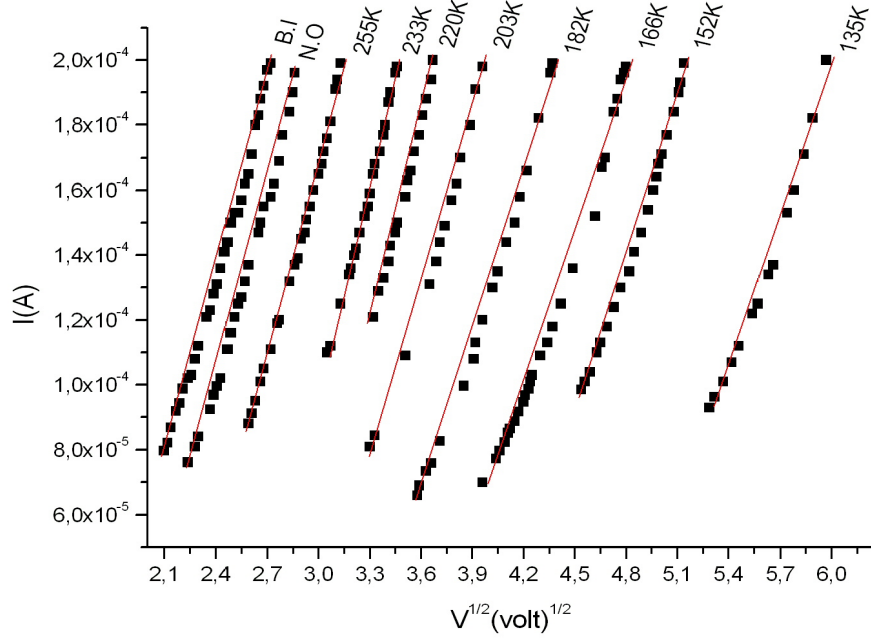
DeneySEL sonuçlardan görüldüğü gibi Schottky engellerinin alçalması elektrik alanının karekökü ile doğru orantılı olarak gerçekleşmektedir. Potansiyel engelinin alçalması Pool-Frenkel mekanizmasındaki termoelektrik alan akımının alçalması $I \sim \exp \beta \sqrt{E}$ gibi değişimine neden olur. Şekil 6.10, Şekil 6.11, Şekil 6.12 ve Şekil 6.13’de I-V verilerinin $I \sim \sqrt{V}$ gibi, yani elektrik alanın karekökü ile üstel değişimi GaSe bazındaki Schottky engellerinde yük taşıyıcıların, elektronların potansiyel engeli termik aşması, elektrik alanı ile kolaylaştığını göstermektedir.



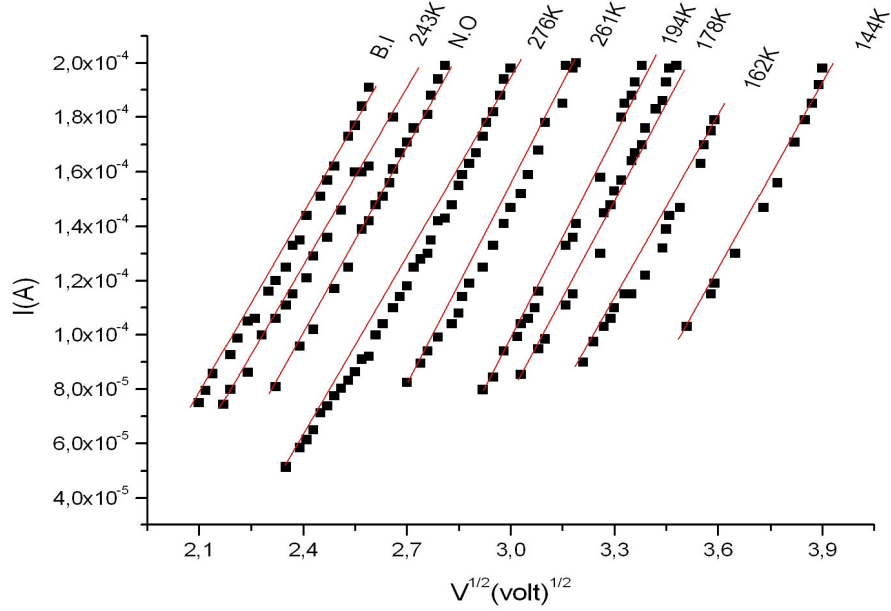
Şekil 6.10: Ag-GaSe-Te-In numunesi için $I-\sqrt{V}$ grafiği



Şekil 6.11: Ag-GaSe-Te-Ag numunesi için $I-\sqrt{V}$ grafiği

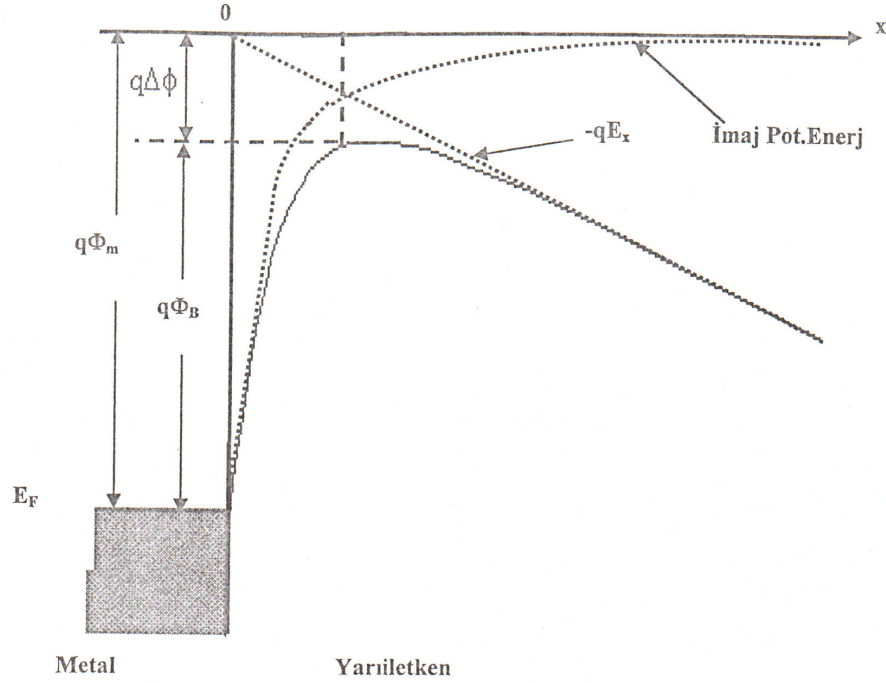


Şekil 6.12: In-Oksit-GaSe- Te-In numunesi için $I-\sqrt{V}$ grafiği



Şekil 6.13: In-Oksit-GaSe-Ag-In numunesi için $I-\sqrt{V}$ grafiği

Metal-GaSe-Te-Metal, Metal-Oksit-GaSe-Te-Metal numunelerinde keşişimin potansiyel engellerinin dış alanla alçalması, katkı atomlarının termik iyonizasyonunun elektrik alanı ile kolaylaşması mekanizmaları şematik olarak aşağıdaki gibi gerçekleşir.



Şekil 6.14: Metal yarıiletken doğrultucu kontakta Schottky etkisinden kaynaklanan potansiyel engel alçalması[61].

Şekil 6.14'den de görüldüğü gibi bir dış alan uygulandığında potansiyel engel;

$\Delta(e\phi) = -\frac{e^2}{\epsilon.r} - eE.r$ biçiminde olur. $E = \frac{V}{d}$ elektrik alan şiddetidir. Bu alanın bir kısmı

numunenin taban bölgesine, büyük kısmı ise tüketilmiş tabakaya Schottky engeli bölgesine düşer. Potansiyel engel maksimum değerinde olduğu zaman

$\frac{\partial \phi}{\partial r} = 0, \frac{e^2}{\epsilon r^2} = eE \Rightarrow r_{mat} = \sqrt{\frac{e}{\epsilon E}}$ olur. Potansiyel engelin (küçülmesi) alçalması r_m 'de;

$\Delta(e\phi) = \frac{e^2}{\epsilon r_m} + eEr_m = 2e\sqrt{\frac{e}{\epsilon}E}$ olur. Burada $\Delta(e\phi) = \beta.k_B.T.\sqrt{E}$ ve $\beta = \frac{1}{k_B.T}e\sqrt{\frac{e}{\epsilon}}$

Frenkel katsayısı gibi tanımlanır. Potansiyel engeldeki akım ise; $I = I_0(0).e^{\beta\sqrt{E}}$ olur.

Tabakalı GaSe'de $\varepsilon = \sqrt{\varepsilon_{\perp} \varepsilon_{\parallel}}$ ve $\Delta(e\phi) = \beta \cdot k_B T \sqrt{E}$ olmak üzere alan arttığında Schottky engeli alçalır ve akımın $I \sim \sqrt{V}$ değişimi lineer olur. Farklı numuneler için alınan deneysel sonuçlardan, yani Şekil 6.10, Şekil 6.11, Şekil 6.12 ve Şekil 6.13'den görüldüğü gibi, numunelerimizde çoğunlukla akım elektrik alanın karekökü ile üstel değişmektedir. Bu deneysel sonuçlar Metal-GaSe-Te-Metal türü Schottky engellerinin elektrik alanında termoelektrik Pool-Frenkel alçalması akımda belirleyici olduğunu bir daha kanıtlıyor. Bizim GaSe bazında oluşturduğumuz Schottky engeli numunelerinde akımın elektrik alanın kareköküyle eksponansiyel değişimi engelin Pool-Frenkel termo alan alçalmasının üstün olduğunu bir daha göstermektedir. Birçok araştırmalarda bu mekanizmanın üstün olduğu görülmektedir. Benzer çalışmalar S. Kurtin ve arkadaşları tarafından yapılmıştır.[70-83].

7. SONUÇLAR ve TARTIŞMA

Tabakalı hcp yapılı GaSe kristalleri bazında alınmış Metal-GaSe-Te-Metal sistemlerinin akım-gerilim karakteristikleri 300-77 K sıcaklıklarında araştırıldı. Alınan Schottky engellerinde aynı elektrik alanında, düz yöndeki akımın ters yöndeki akıma oranının hem sıcaklığa hem de ışıkla uyarılmaya bağlı olarak değiştiği görüldü. Metal-Oksit-GaSe-Te-Metal yapılı Schottky engellerinin akım-gerilim karakteristiğinin daha asimetric olduğu görüldü. Oluşturulan Schottky engellerinin yüksekliği tayin edildi. Yüzey tabakası oksitleştirilmiş GaSe bazındaki Schottky engellerinin yüksekliği 25.40-52.92 meV aralığında ve diğer Schottky engellerinin yüksekliğinin ise 14.93-25.00 meV aralığında olduğu bulundu. Deneysel I-V karakteristiğinin analizi şiddetli elektrik alanında Schottky engellerinin elektrik alanın karekökü ile $\Delta(e\phi) \approx \beta\sqrt{E}$ gibi orantılı küçüldüğünü, akımın elektrik alanın karekökü ile $I = I_0 e^{\beta\sqrt{E}}$ gibi eksponansiyel arttığı görüldü. Deneysel sonuçların Frenkel termiyonizasyonu teorisine uygun olduğu görüldü.

8. KAYNAKLAR

- [1] Gürbulak, B., “İkili (InSe:Er, GaSe, GaSe:Gd) ve Üçlü (TlGaSe₂, TlGaSe₂:Gd) Tek Kristallerinin Büyütülmesi Soğurma ve Elektriksel Özelliklerinin İncelenmesi”, Doktora Tezi, Atatürk Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Erzurum, (1997).
- [2] Soylu, M., “InSe ve InSe:N Yarıiletken Kristallerinin Büyütülmesi ve Optik Karakterizasyonu”, Yüksek Lisans Tezi, Atatürk Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Erzurum, (2002).
- [3] Hook, J.R., Hall, H.E., “Katıhal Fiziği 3rd ed.”, Çeviri Editörleri, Köksal, F., Altunbaş, M., Dinçer, M., Başaran, E., John Wiley & Sons Ltd., England, (1999).
- [4] Bilir, G., “Azot İyonları Ekilmiş Tabakalı Galyum Selenit Kristallerinde Fotoluminesans”, Yüksek Lisans Tezi, Kafkas Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Kars, (2006).
- [5] Taylor, R.A., and Ryan, J.F., “Time resolved exciton photoluminescence in GaSe and GaTe”, J. Phys. C: Solid State Phys., 20, 6175-6187 (1987).
- [6] Capozzi, V., “Direct and Indirect Excitonic Emission in GaSe”, Phys. Rev. B, 23 (2), 836-840 (1981).
- [7] Voevodin, V.G. and et al., “Large single crystal of gallium selenide: growing, dopig by In and characterization”, Optical Materials, 26, 495-499 (2004).
- [8] Capozzi, V., “Kinetics of radiative recombinations in GaSe and influence of Cu doping on the luminescence spectra”, Phys. Rev. B, 28 (8), 4620-4627 (1982).
- [9] Karabulut, O. A. et al., “Influence of ion implantation on structural and photoconductive properties of Bridgman grown GaSe single crystals”, Cryst. Res. Technol., 41 (3), 243-249 (2006).
- [10] Karabulut, O. A. et al., “Electrical properties of nitrogen implanted GaSe single crystal”, Cryst. Res. Technol. 38 (9), 811-816 (2003).
- [11] Karabulut, O. A. and et al., “Annealing effect on electrical and photoconductive properties of Si implanted GaSe single crystal”, Cryst. Res. Technol. , 38 (12), 1071-1076 (2003).
- [12] Shigetomi, S., Ikari, T. and Nakashima, H., “Characterization of phosphorus in layered semiconductor GaSe”, Journal of Luminescence, 79, 79-84 (2004).
- [13] Shigetomi, S., Ikari, T. and Nakashima, H., “Annealing Behaviour of Layered Semiconductor p-GaSe Single Crystal”, Phys. Stat. Sol. (a), 185 (2), 341-348 (2001).
- [14] Capozzi, V. and Minafra, A., “Photoluminescence properties of Cu-doped GaSe”, J. Phys. C: Solid State Physics, 14, 4335-4346 (1981).

- [15] Kuhn, A., Chevy, A. and Chevalier, R., "Crystal Structure and Interatomic Distance in GaSe", *Phys. Stat. Sol. (a)*, 31, 469-475 (1975).
- [16] Augelli, V. and et al., "Hall-mobility anisotropy in GaSe", *Phys. Rev. B*, 17 (8), 3221-3226 (1978).
- [17] Shigetomi, S., Ikari, T. and Nakashima, H., "Electrical properties of p- and n-GaSe doped with As and Ge", *Jpn. J. Appl. Phys.*, 39, 5083-5084 (2000).
- [18] Micocci, G., Serra, A. and Tepore, A., "Electrical properties of n-GaSe single crystals doped with chlorine", *J. Appl. Phys.*, 82 (5), 2365-2369 (1997).
- [19] Micocci, G., Rizzo, A. and Tepore, A., *J. Appl. Phys.*, 58, 1274 (1985).
- [20] Micocci, G., Serra, A. and Tepore, A., "Impurity Levels in Sn-Doped GaSe Semiconductor", *Phys. Stat. Sol. (a)*, 162, 649-659 (1997).
- [21] Shigetomi, S., Ikari, T. and Nakashima, H., "Electrical characteristics of layer semiconductor p-GaSe doped with Cd", *of Applied Physics*, 73 (9), 4686-4688 (1993).
- [22] Gasanly, N. M. and et al., "Temperature dependent Raman scattering spectra of ϵ -GaSe layered crystal", *Materials Research Bulletin*, 37, 169-176 (2002).
- [23] Gasanly, N. M., Aydınli, A. and Salihoğlu, Ö., "Thermally stimulated current observation of trapping centers in undoped GaSe layered single crystals", *Cryst. Res. Technol.*, 36 (3), 295-301 (2001).
- [24] Seyhan, A. and et al., "Optical Anisotropy in GaSe", *Cryst. Res. Technol.*, 40(9), 893-895 (2005).
- [25] Kodolbaş, A. O. and Mamedov G. M., "Exciton photoconductivity in layered semiconductor GaSe", *Materials Science and Engineering B*, 110, 52-57 (2004).
- [26] Kim, C., Jang, K. and Lee, Y., "Optical properties of Tm-doped GaSe single crystals", *Solid State Communications*, 130, 701-704 (2004).
- [27] Kamimura, H. and Nakao, K., "Band structures and optical properties of semiconducting layer compounds GaS and GaSe", *J. Phys. Soc. Jpn.*, 24 (6), 1313-1325 (1968).
- [28] Capozzi, V. and et al., "Exciton-carrier scattering in gallium selenide", *Phys. Rev. B*, 47(11), 6340-6348 (1993).
- [29] Gousskov, A., Camassel, J. and Gousskov, L., "Growth and characterization of III-VI layered crystals like GaSe, GaTe, InSe, $\text{GaSe}_{1-x}\text{Te}_x$ and $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{Se}$ ", *Prog. Crystal Growth and Charact.*, 5, 323-413 (1982).

- [30] Nagel, S., Baldereschi, A. and Maschke, K., “Tight-binding study of the electronic states in GaSe polytypes”, *J. Phys. C: Solid State Phys.*, 12, 1625-1639 (1979).
- [31] Allakhverdiev, K. and et al., “Lattice vibrations of pure and doped GaSe”, *Mat. Res. Bull.*, 41, 751-763 (2006).
- [32] Karaağaç, H. And et al., “İyon ekme yöntemi kullanılarak Ge ile katkılandırılmış GaSe kristalinin yapısal ve elektriksel karakterizasyonu”, 23. Uluslararası Fizik Kongresi, 214, Muğla/Türkiye, Eylül 2005.
- [33] <http://www.webelements.com/webelements/compounds/text/Ga/Ga1Se112024112.html>, (24.05.2007).
- [34] Manfredotti, C. and et al., “Electrical properties of p-type GaSe” , *Il Nuovo Cimento*, 39(1), 257-268 (1977).
- [35] Anis, M. K. and Piercy, A.R., “Electrical conduction in p-GaSe”, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 17, 1229-1232 (1984).
- [36] Karabulut, O., Parlak, M., Yılmaz, K. and Gasanly, N.M., “Electrical and photoconductive properties of GaS_{0.75}Se_{0.25} mixed crystals”, *Cryst. Res. Technol.*, 40(3), 253-258 (2005).
- [37] Shigetomi, S., Ikari, T. and Nishimura, H., “Optical and Electrical Properties of p-GaSe doped with Sb”, *Jpn. J. Appl.*, 32, 2731-2734 (1993).
- [38] Shigetomi, S., Ikari, T. and Nakashima, H., “Electrical and optical characteristics of the layer semiconductor p-GaSe doped with Ag”, *Phys. Stat. Sol.(a)*, 160(1), 159-164 (1997).
- [39] Robertson, J., “Electronic structure of GaSe, GaS, InSe and GaTe”, *J. Phys. C: Solid State Phys.*, 12, 4777-4789 (1979).
- [40] Kuznicki, Z. T. and et al., “Influence of stacking disorder on the photoconductivity of GaSe”, *J. Phys. C: Solid State Phys.*, 12: 3749-3755 (1975).
- [41] Anis, M. K., “The growth of single crystals of GaSe” , *Journal of Crystal Growth*, 55, 465-469 (1981).
- [42] Capozzi, V. and Montagna, M., “Optical spectroscopy of extrinsic recombinations in gallium selenide”, *Physical Review B*, 40(5), 3182-3192 (1989).
- [43] Singh, N. B. and et al., “Bridgman growth of GaSe crystals for nonlinear optical applications” , *Mat. Sci. Eng. B*, 49(3), 243-246 (1997).
- [44] Sanchez-Royo, J. F. and et al., “Tin related double acceptors in gallium selenide single crystals”, *J. Appl. Phys.*, 83(9), 4750-4755(1998).

- [45] Singh, N. B. and et al., “Modified GaSe crystals for mi-IR applications”, Journal of Crystal Growth, 198-199(1): 588-592 (1999).
- [46] Zerrouki, M. and et al., “Study of Fe deposition upon a layered compound: GaSe”, Applied Surface Science, 166, 143-148 (2000).
- [47] Balitskii, O. A. and Savchyn, V. P., “Thermodynamic study of A^{III}B^{VI} compounds oxidation”, Materials Science in Semiconductor Processing, 7, 55-58 (2004).
- [48] Neamen, D. A., “Semiconductor Physics and Devices Basic Principles”, 3rd ed., Mc Graw Hill, New York, 16-19 (2003).
- [49] Kokh, K. A. and et al., “Application of rotating heat field in Bridgman-Stockbarger crystal growth”, Journal of Crystal Growth, 275: e2129-e2134 (2005).
- [50] Boschert, S. and et al. “Simulation of Industrial Crystal Growth by the Vertical Bridgman Method”, Universitat Bremen, Zentrum für Technomathematik, Fachbereich 3-Mathematik und Informatik, Report 00-01, Mai 2000
- [51] http://www.ece.uvic.ca/~elec412/lecture-information/lecture_set_2_junctions.pdf, (28.05.2007)
- [52] Kittel, C., “Katıhal Fiziğine Giriş 6th ed.”, Çeviri Editörü, Karaoğlu, B., Güven Kitap Yayın Dağıtım Ltd. Şti., İstanbul, (1996).
- [53] Durlu, T. N., “Katıhal Fiziğine Giriş 3rd ed.”, Zirve Ofset, Ankara, (1996).
- [54] Turton, R., “Katıların Fiziği 3rd ed.”, Çeviri Editörü, Yoğurtçu, Y. K., Aktif Yayıncılık, İstanbul, (2005).
- [55] William, F. S., “Malzeme Bilimi ve Mühendisliği 1st ed.”, Çeviri Editörü, Kınıkoğlu, N. G., Literatür Yayıncılık, Dağıtım, Pazarlama, Sanayi ve Ticaret Ltd. Şti., İstanbul, (2001).
- [56] Hodges, D. A., Jackson, H. G., “Analysis and Design of Digital Integrated Circuits”, McGraw-Hill, (1983).
- [57] http://www.rdfcorp.com/anotes/an-tbl/an-tbl_pf.html, (15.06.2007)
- [58] Mamedov, G. M. and et al., “Exciton photoconductivity in Ge-doped GaSe crystals”, Physica Status Solidi B, 242(14), 2885-2891 (2005).
- [59] Şalimova, K. V., “Yarıiletkenler Fiziği 1st ed.”, Enerji Yayıncılık, Moskova, (1971).
- [60] Tekeli, Z., “Yalıtkan Arayüzey Tabakası ve Seri Dirence Sahip Al/SnO₂/p-Si Schottky Diyotların Elektriksel Karakteristiklerinin Sıcaklığa Bağlı İncelenmesi”, Yüksek Lisans Tezi, Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Ankara, (2002).

- [61] Kambur, H., “Doğal Yalıtkan Tabakalı Al/p-Si Schottky Diyotlarda Elektriksel Karakteristiklerin Frekansa Bağlı Değişimi”, Yüksek Lisans Tezi, Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Ankara, (2005).
- [62] Zeyrek, S., “Al/SiNx/p-Si (100) (MY) Schottky Diyotların Elektriksel Karakteristiklerinin Düşük Sıcaklıklarda İncelenmesi”, Doktora Tezi, Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Ankara, (2005).
- [63] Marıl, E., “(Al-TiW+PtSi)/n-Si Schottky Diyotların Sıcaklığa Bağlı Temel Parametreleri”, Yüksek Lisans Tezi, Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Ankara, (2005).
- [64] Çankaya, G., “Au/n-GaAs Schottky Diyotların Karakteristik Parametreleri Üzerine Hidrostatik Basıncın Etkisi”, Yüksek Lisans Tezi, Atatürk üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Erzurum, (1998).
- [65] Buğur, N., “Metal/Yarıiletken MIS Yapılarının Karakteristik Parametrelerinin Belirlenmesi”, Yüksek Lisans Tezi, Atatürk üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Erzurum, (2001).
- [66] Milne, W. I. and Anderson, J. C., “Memory switching in gallium telluride single crystals”, J. Phys. D: Appl. Phys., 7, 1540-1550 (1974).
- [67] Salaev, E. YU. and et al., “Switching Phenomenon in Single Crystals of $A^{III} B^{VI}$, $A_2^{III} B_3^{VI}$ and $A^{II} B_2^{III} C_4^{VI}$ Type Compounds”, Institute of Physics, Academy of Sciences of the Azerbaidzhan SSR, Bakü, (1973).
- [68] Zmeskal, O. et al., “Space-charge-limited currents: An E-infinity Cantorian approach”, Chaos Solitons and Fractals 34, 143–158 (2007).
- [69] Paorici, C. et al., “Negative resistance and memory effects in GaTe single crystals”, J. Phys. D: Appl. Phys., 9, 245-251 (1976).
- [70] Yakuphanoglu, F. et al., “Space charge-limited conduction in Ag/p-Si Schottky diyote”, Physica B, 392, 188–191 (2007).
- [71] Allers, K. H., “Prediction of dielectric reliability from I–V characteristics: Poole–Frenkel conduction mechanism leading to pE model for silicon nitride MIM capacitor”, Microelectronics Reliability, 44, 411–423 (2004).
- [72] Mahrous, S. et al., “Poole–Frenkel conduction in polyvinyl chloride stabilized with dibutyltin laurate–maleate”, Cur. Appl. Phys., 4, 461-464 (2004).
- [73] Maity, R. et al., “Electrical characterization and Poole–Frenkel effect in sol–gel derived ZnO:Al thin films”, Solar Energy Materials & Solar Cells, 86, 217–227 (2005).

- [74] El-Samanoudy, M. M., "Modified Poole-Frenkel mechanisms in $\text{Ge}_{25}\text{Bi}_x\text{Sb}_{15-x}\text{S}_{60}$ thin films", *Applied Surface Science*, 207, 219–226 (2003).
- [75] Harrell, W. R. and Gopalakrishnan, C., "Implications of advanced modeling on the observation of Poole-Frenkel effect saturation", *Thin Solid Films*, 405, 205–217 (2002)
- [76] Mathew, X. et al., "Charge transport mechanism in a typical Au/CdTe Schottky diode", *Solar Energy Materials & Solar Cells*, 63, 355-365 (2000).
- [77] Harrell, W. R. and Frey, J., "Observation of Poole-Frenkel effect saturation in SiO_2 and other insulating films", *Thin Solid Films*, 352, 195-204 (1999).
- [78] Lau, S. P., Shannon, J. M. and Sealy, B. J., "Changes in the Poole-Frenkel coefficient with current induced defect band conductivity of hydrogenated amorphous silicon nitride", *J. Non-Cryst. Solids*, 277–230, 533–537 (1998).
- [79] Lui, O. K. B. and Migliorato, P., "A new generation-recombination model for device simulation including the poole-frenkel effect and phonon assisted tunnelling", *Solid State Electronics*, 41(4), 575-583 (1997).
- [80] Gould, R. D. and Ismail, B. B., "Poole-Frenkel conductivity in evaporated CdTe thin films doped with PbCl_2 ", *Vacuum*, 50(1-2), 99-101 (1998).
- [81] Kurtin, S., McGill, S. C. and Mead, C. A., "Fundamental transition in the electronic nature of solids", *Phys. Rev. Lett.*, 22, 1433 - 1436 (1969).
- [82] Kurtin, S., and Mead, C. A., "Surface barriers on layer semiconductors: GaSe", *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, 29(10), 1865-1867 (1968).
- [83] Frenkel, J. I., "Şiddetli Elektrik Alanında Yarıiletkenlerin İletkenliği", *Sov. Journal of Experimental and Theoretical Physics*, 8, 1893(1938).

ÖZGEÇMİŞ

Adı Soyadı:Hüseyin ERTAP

Doğum Yeri: Gaziantep

Doğum Tarihi: 26.02.1982

Medeni Hali: Bekar

Yabancı Dili: İngilizce

Eğitim Durumu (Kurum ve Yıl)

Lise: Gaziantep Lisesi Haziran 1999

Lisans: Kafkas Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü Haziran2004

Yüksek Lisans: Kafkas Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı
Ocak 2008