

**GaSb YARIİLETKEN TEMELİNDEKİ İNFRARED
FOTODİYOTLARIN KARANLIK AKIMLARININ
İNCELENMESİ**

Banu KUCUR



T.C.
ULUDAĞ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**GaSb YARIİLETKEN TEMELİNDEKİ İNFRARED FOTODİYOTLARIN
KARANLIK AKIMLARININ İNCELENMESİ**

Banu KUCUR

Doç. Dr. Muhitdin AHMETOĞLU
(Danışman)

YÜKSEK LİSANS TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI

BURSA-2011
Her Hakkı Saklıdır

TEZ ONAYI

Banu KUCUR tarafından hazırlanan "GaSb Yarıiletken Temelindeki İnfrared Fotodiyotların Karanlık Akımlarının İncelenmesi" adlı tez çalışması aşağıdaki jüri tarafından oy birliği/oy çokluğu ile Uludağ Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı'nda **YÜKSEK LİSANS TEZİ** olarak kabul edilmiştir.

Danışman : Doç. Dr. Muhitdin AHMETOĞLU

Başkan: Doç. Dr. Muhitdin AHMETOĞLU
Uludağ Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi,
Fizik Anabilim Dalı

İmza 

Üye: Prof. Dr. Naim DEREBAŞI
Uludağ Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi,
Fizik Anabilim Dalı

İmza 

Üye: Prof. Dr. Güneş YILMAZ
Uludağ Üniversitesi Mühendislik Mimarlık Fakültesi,
Elektronik Mühendisliği Anabilim Dalı

İmza 

Yukarıdaki sonucu onaylarım

Prof. Dr. Kadri ARSLAN
Enstitü Müdürü

.../.../.....

U.Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü, tez yazım kurallarına uygun olarak hazırladığım bu tez çalışmasında;

- tez içindeki bütün bilgi ve belgeleri akademik kurallar çerçevesinde elde ettiğimi,
 - görsel, işitsel ve yazılı tüm bilgi ve sonuçları bilimsel ahlak kurallarına uygun olarak sunduğumu,
 - başkalarının eserlerinden yararlanması durumunda ilgili eserlere bilimsel normlara uygun olarak atıfta bulunduğumu,
 - atıfta bulunduğum eserlerin tümünü kaynak olarak gösterdiğimi,
 - kullanılan verilerde herhangi bir tahrifat yapmadığımı,
 - ve bu tezin herhangi bir bölümünü bu üniversite veya başka bir üniversitede başka bir tez çalışması olarak sunmadığımı
- beyan ederim.**

25/07/2011

İmza

Banu Kucur



ÖZET

Yüksek Lisans Tezi

GaSb YARIİLETKEN TEMELİNDEKİ İNFRARED FOTODİYOTLARIN KARANLIK AKIMLARININ İNCELENMESİ

Banu KUCUR

Uludağ Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı

Danışman: Doç. Dr. Muhitdin AHMETOĞLU

Yarıiletken malzemeler ve bu malzemelerden üretilen doğrultucu, laser, transistör, ışık yayan diyot (LED), fotodetektör gibi araç ve gereçler, elektronik, bilgisayar teknolojisi, nanoteknoloji, askeri savunma sanayi, optik iletişim sistemleri gibi pek çok alanda yaygın olarak kullanılmaktadır. Son yıllarda, kızılötesi (infrared) bölgede çalışan yüksek verimli ışık kaynakları ve fotoalıcılar, ayrıca bunların imal edilmesi için gereken yarıiletken malzemelerin incelenmesi güncel bir konu haline gelmiştir. Söz konusu spektrum bölgesinde çalışan optoelektronik düzeneklerin imal edilmesi için GaSb ve InAs gibi taban malzemeler ile örgü sabitleri uyumlu olan GaInAsSb, GaAlAsSb, InAsSbP gibi dört bileşenli katı çözeltiler uygun malzemeler olarak görülmektedirler.

Bu çalışmada kızılötesi bölgede çalışan GaSb/GaInAsSb/GaAlAsSb çift heteroyapı numunesinin elektrik özellikleri incelenmiştir. C-V ve I-V ölçümlerinin yanı sıra hesaplanan ideal faktör ve aktivasyon enerjisi değerlerinden de faydalanılarak farklı sıcaklıklardaki karanlık akım mekanizmaları yorumlanmıştır.

Anahtar Kelimeler: Yarıiletken, kızılötesi, optoelektronik, heteroyapı, karanlık akım

2011, viii + 54 sayfa.

ABSTRACT

MSc Thesis

INVESTIGATION OF DARK CURRENT MECHANISMS OF GaSb BASED INFRARED PHOTODIODES

Banu KUCUR

Uludag University
Graduate School of Natural and Applied Sciences
Department of Physics

Supervisor: Assoc. Prof. Dr. Muhitdin AHMETOGLU

Semiconductor materials and devices produced from these materials such as rectifiers, lasers, transistors, light emitting diodes (LEDs) and photodetectors are widely used in electronics, computing technologies, nanotechnology, defence industry, optical communication systems etc. In recent years, efficient light sources and photodetectors operating in the infrared region and investigation of the semiconductor materials used to fabricate these devices have been popular. Quaternary solid solutions such as GaInAsSb, GaAlAsSb and InAsSbP which are lattice matched with GaSb and InAs substrates are said to be appropriate materials to fabricate optoelectronic devices operating in the infrared region.

In this work, electrical properties of the GaSb/GaInAsSb/GaAlAsSb double heterostructure were investigated. Dark current mechanisms at several temperatures are discussed by using calculated ideality factor and activation energy values in addition to I-V and C-V measurements.

Key words: Semiconductor, infrared, optoelectronics, heterostructure, dark current

2011, viii + 54 pages.

TEŐEKKÖR

Tez alıőmam süresince bana her zaman yardımcı olan danışman hocam Do. Dr. Muhitdin AHMETOĞLU'na teőekkürlerimi sunarım. Ayrıca alıőmalarım esnasında beni daima destekleyen baőta Arő. Gör. M. Cüneyt HACİSMAİLOĞLU olmak üzere tüm araőtırma görevlisi arkadaşlarıma ve aileme teőekkürü bir borç bilirim.

Banu Kucur

25/07/2011

İÇİNDEKİLER

	Sayfa
ÖZET.....	i
ABSTRACT.....	ii
TEŞEKKÜR.....	iii
SİMGE ve KISALTMALAR DİZİNİ.....	v
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	vii
ÇİZELGELER DİZİNİ	viii
1. GİRİŞ	1
2. KURAMSAL TEMELLER	3
2.1. Yarıiletkenler.....	3
2.1.1. Doğal yarıiletkenler.....	3
2.1.2. Doğal olmayan yarıiletkenler.....	4
2.2. Heteroeklemler.....	7
2.2.1. Bileşik yarıiletkenler	10
2.2.2. Galyum antimon (GaSb)	12
2.2.3. Yarıiletken heteroeklem çiftleri	13
2.3. Akım-Gerilim Karakteristiği.....	15
2.3.1. Ters besleme.....	15
2.3.1.1. Üretim akımı	16
2.3.1.2. Difüzyon akımı.....	18
2.3.1.3. Tünel akım	21
2.3.1.3.1. Banttan banda tünelleme	21
2.3.1.3.2. Kapanlar yardımıyla oluşan tünelleme.....	21
2.3.2. İleri besleme	22
2.3.2.1. Difüzyon akımı.....	23
2.3.2.2. Yeniden birleşme akımı	25
2.4. Kapasitans-Gerilim Karakteristiği	28
2.5. Eklem Diyotlar, Fotodiyotlar ve Fotodeteksiyon.....	30
2.6. Fotodiyotların Akım-Gerilim Karakteristiği.....	32
3. MATERYAL VE YÖNTEM.....	34
3.1. Heteroyapıları Elde Etme Yöntemleri.....	34
3.1.1. Moleküler demet epitaksi (MBE) yöntemi	34
3.1.2. Likit (Sıvı) faz epitaksi (LPE) yöntemi.....	36
3.1.3. GaSb/GaInAsSb/GaAlAsSb heteroyapıların fotolitografi yöntemiyle hazırlanması	38
3.2. Ölçüm Sistemi.....	41
3.2.1. Akım-gerilim (I-V) ölçümleri	41
3.2.2. I-V ölçümlerinden ideal faktörün bulunması	42
3.2.3. Kapasitans-gerilim (C-V) ölçümleri	43
3.2.4. Tükenim bölgesindeki yük taşıyıcıların konsantrasyonunun bulunması	43
4. BULGULAR.....	45
5. TARTIŞMA VE SONUÇ	51
KAYNAKLAR	52
ÖZGEÇMİŞ	54

SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ

Simgeler	Açıklama
N_t	Aktif hale getirilmiş tuzak yoğunluğu
E_a	Alıcı enerji seviyesi
N_a	Alıcı katkı konsantrasyonu
E_D	Alıcı uyarılma enerjisi
ϵ_r	Bağıl geçirgenlik
I_{btb}	Banttın banda tünelleme akımı
k	Boltzmann sabiti
ϵ_0	Boşluğun dielektrik sabiti
τ_p	Boşluğun ömrü
D_p	Boşluk difüzyon katsayısı
L_p	Boşlukların difüzyon mesafesi
σ_p	Boşluklar için yakalanma kesiti
E_{Fp}	Boşluklar için yarı Fermi seviyesi
p	Boşluk konsantrasyonu
I_{diff}	Difüzyon akımı
E_i	Doğal Fermi seviyesi
n_i	Doğal taşıyıcı konsantrasyonu
I_F	Doğru yön akımı
V_F	Doğru yön besleme gerilimi
I_s	Doyma akımı
N_{cn}	Düşük katkılı bölgenin etkin durum yoğunluğu
C	Eklem kapasitansı
A	Eklem kesit alanı
V_{bi}	Eklem potansiyeli
E	Elektrik alan
χ	Elektron alınganlığı
U	Elektron-boşluk çifti üretim oranı
D_n	Elektron difüzyon katsayısı
L_n	Elektronların difüzyon mesafesi
σ_n	Elektronlar için yakalanma kesiti
E_{Fn}	Elektronlar için yarı Fermi seviyesi
n	Elektron konsantrasyonu
m	Elektron kütlesi
e	Elektron yükü
τ_n	Elektronun ömrü
m_e^*	Etkin kütle
τ_0	Etkin ömür
$\lambda_{eşik}$	Fotodetektörün dalgaboyu
β	İdealite faktörü
ΔE_c	İletkenlik bandı kırılması
E_c	İletkenlik bant sınırı
x	İndiyum katkı oranı
I_{tat}	Kapanlar yardımıyla oluşan tünelleme akımı
E_{max}	Maksimum elektrik alan

F_p	n-bölgesine giren boşluk akısı
p_n	n-tipi bölgede boşluk konsantrasyonu
p_{n_0}	n-tipi bölgede denge halinde boşluk konsantrasyonu
a	Örgü sabiti
F_n	p-bölgesine giren elektron akısı
\hbar	Planck sabiti
n_{p_0}	p-tipi bölgede denge halinde elektron konsantrasyonu
n_p	p-tipi bölgede elektron konsantrasyonu
T	Sıcaklık
G_L	Soğurulan ışığa bağlı üretim oranı
V_0	Temas potansiyeli
V_{th}	Termal hız
V_R	Ters besleme gerilimi
E_t	Tuzak enerji seviyesi
M^2	Tuzak potansiyel değeri
W	Tükenim bölgesi genişliği
V	Uygulanan gerilim
I_{gen}	Üretim akımı
ΔE_v	Valans bandı kırılması
E_v	Valans bant sınırı
E_d	Verici enerji seviyesi
N_d	Verici katkı konsantrasyonu
E_A	Verici uyarılma enerjisi
E_g	Yasak bant aralığı
I_{rec}	Yeniden birleşme akımı
N_{cn}^+	Yüksek katkılı bölgenin etkin durum yoğunluğu

Kısaltmalar	Açıklama
I-V	Akım-Gerilim
C-V	Kapasitans-Gerilim
MBE	Moleküler Demet Epitaksi
LPE	Sıvı Faz Epitaksi

ŞEKİLLER DİZİNİ

	Sayfa
Şekil 2.1. n-tipi yarıiletkenin şematik gösterimi	5
Şekil 2.2. p-tipi yarıiletkenin şematik gösterimi	6
Şekil 2.3. p – n heteroeklemin şematik gösterimi: (a) eklem oluşumundan önce p-ve n- tipi yarıiletkenlerin bant diyagramları. (b) eklem oluştuktan sonra enerji bant diyagramı.....	8
Şekil 2.4. Heteroeklem tipleri: (a) I. tip içiçe bant düzenli sistem, (b) II. tip basamak bant düzenli sistem (c) II. tip ayrılmış bant düzenli sistem.....	9
Şekil 2.5. $Ga_{1-x}In_xAs_ySb_{1-y}$ katı çözeltilisinin kompozisyonuna bağlı bant aralığı....	10
Şekil 2.6. III-V bileşikleri ve onların üçlü ve dörtlü alaşımları için örgü sabitine bağlı yasak bant genişlikleri	12
Şekil 2.7. Ters akıma neden olan mekanizmaların gösterimi (3 V ters besleme geriliminde n^+p diyot)	15
Şekil 2.8. Dengede olmayan durumlarda meydana gelen geçişler	16
Şekil 2.9. Doğru yönde akıma neden olan mekanizmaların gösterimi (0,35 V ileri besleme geriliminde n^+p diyot)	22
Şekil 2.10. p–n eklem. Bağlı yükler çift daire, serbest yükler tek daire içinde gösterilmektedir. (a) kontakdan önce, (b) kontakdan sonra.....	30
Şekil 2.11. Yasak bant genişliğinden daha büyük enerjiye sahip bir fotonun bir elektron – boşluk çifti üretimi	31
Şekil 2.12. Fotodiyotun karanlık ve aydınlatılmış durumlardaki akım-gerilim karakteristikleri.....	33
Şekil 3.1. Bir MBE sistemine ait şematik bir diyagram	35
Şekil 3.2. GaSb / GaInAsSb/GaAlAsSb heteroyapıların fotolitografi yöntemi ile aşama aşama hazırlanması	40
Şekil 3.3. (a) n-GaSb/n-GaInAsSb/p-GaAlAsSb diyotun şematik gösterimi (b) örnek fotodiyotlar	41
Şekil 3.4. I-V ölçümleri için kurulan sistemin şeması	42
Şekil 3.5. KEITHLEY 590 CV Analizör.....	43
Şekil 4.1. GaSb/GaInAsSb/GaAlAsSb çift heteroyapı numunesinin farklı sıcaklıklardaki ileri yön akım-gerilim karakteristiği.....	45
Şekil 4.2. GaSb/GaInAsSb/GaAlAsSb çift heteroyapı numunesinin farklı sıcaklıklardaki ideal faktör değerleri.....	46
Şekil 4.3. GaSb/GaInAsSb/GaAlAsSb çift heteroyapı numunesinin farklı sıcaklıklardaki akım-gerilim karakteristiklerinin teorik değerlerle karşılaştırılması	47
Şekil 4.4. GaSb/GaInAsSb/GaAlAsSb çift heteroyapı numunesinin farklı sıcaklıklardaki ters akım-gerilim karakteristiği.....	47
Şekil 4.5. Farklı ters gerilim değerleri için akımın sıcaklığın tersine bağlı değişimi	48
Şekil 4.6. Farklı sıcaklıklarda ters akımın maksimum elektrik alana bağlı değişimi	49
Şekil 4.7. GaSb/GaInAsSb/GaAlAsSb çift heteroyapı numunesinin farklı sıcaklıklardaki $1/C^2$ -V değişimleri	50

ÇİZELGELER DİZİNİ

	Sayfa
Çizelge 2.1. Yarıiletken maddeler	11
Çizelge 2.2. Heteroeklemlerde kullanılan bazı yarıiletkenlerin özellikleri	13
Çizelge 2.3. İyi örgü uyumlu yarıiletken heteroeklem çiftleri.....	14
Çizelge 3.1. $Ga_{1-x}In_xAs_ySb_{1-y}$ ve $Ga_{1-x}Al_xAs_ySb_{1-y}$ epitaksiyel tabakaların parametreleri	37

1. GİRİŞ

Son yıllarda, III-V grubu bileşik yarıiletkenler temelindeki heteroyapılar, 1,5 – 4,8 μm infrared bölgede çalışan optoelektronik cihazlar için gelecek vadeden materyaller olarak görüldüğünden dolayı araştırmacıların dikkatini çekmektedir. Bu heteroyapılar, yüksek verimli ışık yayan diyotlar ve hızlı fotodiyotlar için oldukça kullanışlıdır (Ahmetoğlu ve ark. 2007).

Günümüzde modern katıhal fiziğini yarıiletken heteroyapılar olmadan düşünmek mümkün değildir. Yarıiletken heteroyapılar, özellikle de çift heteroyapılar, bugün yarıiletken fiziği çalışmalarının üçte ikisini oluşturmaktadır. Katılama ve yük taşıyıcı enjeksiyonu ile yarıiletken malzemenin iletkenlik tipinin kontrol edilebiliyor olmasının, gelişen yarıiletken elektroniğinin çekirdeğini oluşturduğunu söyleyebiliriz.

Yarıiletken fiziğinin ve teknolojisinin gelişmesi günlük yaşamımızda olağanüstü gelişmelerle sonuçlanmaktadır. Artık hayatımızı çift heteroyapı temelindeki telekomünikasyon sistemleri, ışık yayan diyotlar (LED'ler) veya bipolar transistörler olmadan hayal etmek oldukça güçtür (Alferov 2001).

GaSb temelindeki yüksek verimli infrared fotodiyotlardan, yeni fiberoptik haberleşme sistemleri ve lazer mesafe ölçme sistemleri gibi güncel konularda yararlanılabilmektedir. Ayrıca H_2O , CO_2 , CO , CH_4 , H_2S , NH_3 , CH_3Cl , HCl , HBr , HO_2 , SO_2 , glikoz gibi pek çok önemli maddenin soğurma dalgaboyları 1,6 – 5 μm bölgesinde bulunduğundan, bu bölgede çalışan fotodiyotlar ekolojik analiz ve tıp gibi çeşitli konular için oldukça ilgi çekicidir (Kunitsyna ve ark. 2010).

Söz konusu spektrum bölgesinde çalışan optoelektronik düzeneklerin imal edilmesi için uygun malzemeler olarak GaInAsSb , GaAlAsSb , InAsSbP gibi dört bileşenli katı çözeltiler gösterilebilir. Bu katı çözeltiler GaSb ve InAs gibi taban malzemeler ile izoperiyodik heteroyapı oluşturabilmektedir.

Yukarıda bahsedilen bu katı çözeltilerin ve taban malzemelerle elde edilmiş olan heteroyapıların incelenmesi bilimsel açıdan çok önemlidir. Çünkü, söz konusu dar

enerji bantlı heteroyapıların elektrik ve fotoelektrik özellikleri bugüne kadar tam olarak incelenmemiştir.

GaInAsSb sistemi ile katı çözeltiler, benzersiz özelliklere sahip olan II. tip heteroyapılar oluşturmaktadır. Söz konusu çözeltide indiyum yüzdesinin değişimi ile yasak bant genişliği değişebildiğinden, bu çözeltiler ile hem 'basamaklı' hem de 'ayrılmış' II. tip heteroyapıların elde edilmesi mümkündür.

II. tip heteroeklemlerin özellikleri ışınlama ve elektrik alan ile değişebilir. Işık, elektrik alan, katkı seviyesi, katı çözeltilerin bileşiminin değiştirilmesi gibi dış etkilerle bariyer yüksekliğinin ayarlanabiliyor olması heteroyapı özelliklerinin değiştirilmesi ve yeni optoelektronik cihazlar üretilebilmesi için çok büyük bir olanak sağlamaktadır (Mikhailova ve Titkov 1994).

Bu çalışmada, sıvı faz epitaksi yöntemi ile elde edilmiş bir GaSb/ GaInAsSb/ GaAlAsSb çift heteroyapının elektriksel özellikleri ele alınmıştır. Farklı sıcaklıklar için tekrarlanan ölçümlerden elde edilen verilerden yola çıkarak yapının karanlık akım mekanizması incelenmiş ve buna bağlı yorumlar yapılmıştır.

2. KURAMSAL TEMELLER

2.1. Yarıiletkenler

Yarıiletkenler, iletkenlikleri metaller ile yalıtkanlar arasında bulunan maddelerdir. Günümüzde yarıiletkenlerin elektronik uygulamalarda yaygın olarak kullanılmasının en büyük nedeni iletkenliklerinin sıcaklık, manyetik alan ve ışınlama gibi etkilerle değiştirilebiliyor olmasıdır.

2.1.1. Doğal yarıiletkenler

Hiçbir safsızlık veya örgü kusuru içermeyen mükemmel bir yarıiletken kristal doğal (saf) yarıiletken olarak adlandırılır. Böyle bir malzemede mutlak sıfır sıcaklığında yük taşıyıcı yoktur, fakat sıcaklık yükseldikçe elektron-boşluk çiftleri üretilirler. Taşıyıcılar çift olarak üretildiklerinden iletkenlik bandındaki elektronların n yoğunluğu değerlik bandındaki boşlukların p yoğunluğuna eşit olur. Böylece

$$n = p = n_i$$

ifadesine sahip oluruz. Burada n_i doğal taşıyıcı yoğunluğudur. n_i 'nin değeri sıcaklıkla üstel olarak değişir, fakat oda sıcaklığında bile genelde çok büyük değerlere sahip değildir. Mesela silikonda oda sıcaklığında bu değer $n_i \approx 1,6 \times 10^{16} \text{ m}^{-3}$, tipik bir metalde ise bu değer metre küp başına 10^{29} civarındadır. Verilen bir sıcaklıkta kararlı bir durum taşıyıcı yoğunluğu bulunması sebebiyle, ısı üretimi oranıyla aynı miktarda bir elektron – boşluk çifti bir araya gelmesi (rekombinasyonu) olmak zorundadır. Bir araya gelme, iletkenlik bandındaki bir elektronun değerlik bandındaki boş bir hale geçiş yapması durumunda meydana gelir. Bir araya gelmeden açığa çıkan enerji (ki bu yaklaşık E_g 'dir) bir foton olarak yayımlanabilir veya fonon olarak isimlendirdiğimiz kuantumlanmış örgü titreşimleri şeklinde kristal örgüsünün sıcaklığını artırabilir (hangisinin olacağı bir araya gelme mekanizmasının doğasına bağlıdır). Bir foton salındığında işlem radyatif (yayımsal) bir araya gelme olarak isimlendirilir. Foton salınımı yokluğu, örgü fononlarının üretildiği bir yayımsız bir araya gelme işlemini gösterir.

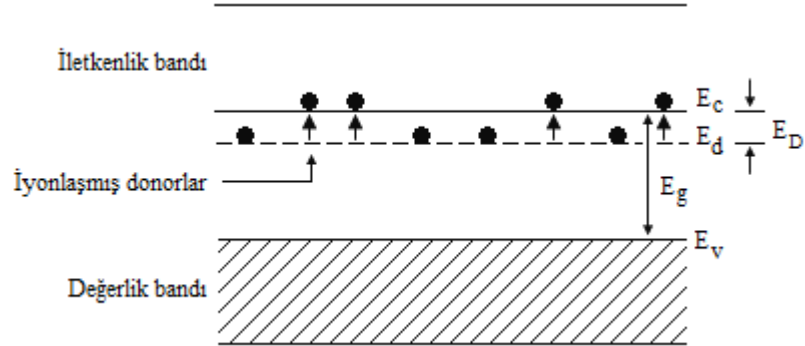
'Banttandan banda' ve 'kusur merkezi' bir araya gelmesi olarak ifade ettiğimiz iki tip bir araya gelme işlemi vardır. Banttandan banda işleminde iletkenlik bandındaki bir elektron bir boşlukla bir araya gelmek için değerlik bandına doğrudan bir geçiş yapar. Kusur merkezi işleminde bir araya gelme işlemi bir araya gelme merkezleri veya kapanlar yoluyla olur. Bunlar, safsızlıklar veya örgü kusurları varlığından doğan kusur halleriyle bağlantılı yasak enerji aralığındaki E_r enerji seviyeleridirler. Böyle herhangi bir kusur hali, eğer bir tip taşıyıcıyı tutmada başarılı olur ve bundan sonra zıt yüklü bir taşıyıcıyı kaparak bunların bir araya gelmelerini sağlayabilirse bir araya getirme merkezi olarak işlem görebilir. Bir araya gelmede açığa çıkan enerji örgüye ısı olarak terk edilecektir. Isıl üretim oranı denge halinde bir araya gelme oranına eşittir. Her iki oran da sıcaklığa bağımlıdır. Daha yüksek bir araya gelme oranı tam olarak üretimi dengeleyecek miktarda olacak şekilde oluşur.

2.1.2. Doğal olmayan yarıiletkenler

Bir yarıiletkendeki yük taşıyıcıların sayısı uygun safsızlıkların kristal örgüsü içine konulmasıyla artırılabilir. Bu işlemde, ki bu zenginleştirme (doping) olarak adlandırılır, bir kristal değiştirilebilir ve böylece kristalin elektron veya boşluk açısından baskın olması sağlanabilir. Yani kristal ya n- tipi (çoğunluk taşıyıcıların negatif elektronlar ve azınlık taşıyıcıların boşluklar olduğu) veya p- tipi (çoğunluk taşıyıcıları pozitif boşluklar) yapılabilir. Zenginleştirilmiş yarıiletkenlerde taşıyıcı yoğunlukları artık eşit olmayacak ve malzeme doğal olmayan yarıiletken olarak adlandırılacaktır.

Silikon gibi dört değerlikli elementlerin zenginleştirilmesinde, periyodik tablonun V. kolonundan fosfor ve arsenik gibi safsızlıklar veya III. kolondan bor ve indiyum gibi safsızlıklar sırayla n- tipi ve p- tipi yarıiletken üretimde kullanılırlar. Örneğin doğal silikon fosfor ile zenginleştirildiğinde fosfor atomlarının, normalde silikon atomları tarafından doldurulması gereken atomik bölgeleri işgal ettiği görülür. Silikon atomları dört değerlikli olduklarından fosfor atomlarının beş değerlik elektronunun sadece dört tanesi kovalent bağları oluşturmada kullanılır, kalan bir elektron komşu atomuna zayıfça bağlanır. Bu elektron kolaylıkla serbest hale getirilir; yani bu elektron kolaylıkla iletkenlik bandına uyarılabilir. Böylece enerji bant modelinde bu safsızlıklara ait 'fazla'

elektronlar için enerji seviyeleri Şekil 2.1’de gösterildiği gibi iletkenlik bandının hemen altında E_d noktasında bulunur.



Şekil 2.1. n-tipi yarıiletkenin şematik gösterimi

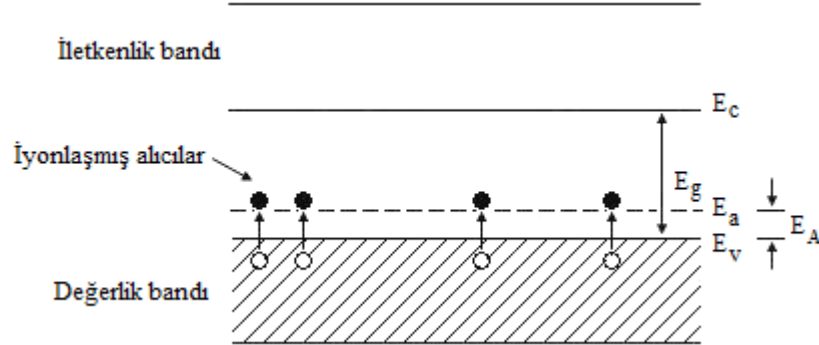
Böyle safsızlıklar donörler (vericiler) ve E_d 'deki enerji seviyeleri de donör seviyeleri olarak isimlendirilirler. Bunun sebebi bunların iletkenlik bandına elektron vermelerinden dolayıdır. Bir elektronu donör seviyesinden iletkenlik bandına uyarlamak için gerekli enerji, E_c iletkenlik bandının dibini göstermek üzere $(E_c - E_d)$ 'ye eşit E_D değeridir. Değerlik bandının tepesindeki E_v enerjisini sıfır alırsak, bu durumda $E_g = E_c$ ve böylece de $E_D = E_g - E_d$ olur. Mutlak sıfırda E_D oldukça küçük olduğundan donör seviyeleri doludurlar; normal düşük sıcaklıklarda bile elektronların çoğu iletkenlik bandına uyarılırlar ve serbest elektron yoğunluğunu ve böylece de malzemenin iletkenliğini artırırılar.

E_D 'yi aşağıdaki gibi kestirebiliriz. Eğer fosfor safsızlık atomu beşinci değerlik elektronunu kaybederse +e net pozitif yüke sahip olur (safsızlık iyonlaşmış olma olarak ifade edilir). Böylece bu elektronun, bir +e yükünün bir elektronu çekirdeğe bağladığı hidrojen atomunda bulunan duruma benzer bir durumdaki komşu atoma bağlanacağını düşünebiliriz. Hidrojen atomundaki bağlanma enerjisi 13,6 eV'tur, fakat tartıştığımız bu durumda, bir katıda hareket eden elektron olması gerçeğinden ötürü iki önemli fark göze çarpar. Bunlardan birincisi serbest elektron kütlesi yerine m_e^* etkin kütlesini kullanmak zorunda olmamızdır. İkincisi ise, yarıiletkenin bağlı geçirgenliğinin elektron enerji seviyelerinin türetiminde olaya katılma zorunluluğudur. Bunun sebebi elektron yörüngesinin oldukça fazla sayıda silikon atomunu içine alacak kadar büyük olması ve

böylece elektronun ϵ_r bağıl geçirgenliğine sahip bir dielektrik ortamda hareket ediyor olarak ele alınabilmesidir. Böylece E_D uyarma enerjisi,

$$E_D = 13,6 \frac{m_e^*}{m} \left(\frac{1}{\epsilon_r} \right)^2 eV \quad (2.1)$$

yazılabilir. Diğer taraftan silikonun bor ile zenginleştirildiğini varsayalım. Bu durumda da safsızlık atomlarının silikon atomları tarafından doldurulmuş yerleri işgal ettiği bulunur. Bu durumda, bununla birlikte, kovalent bağı tamamlamak için bir elektron eksikliği vardır. Mutlak sıfır sıcaklığında komşu silikon atomundan gelen bir elektron bağı tamamlamak için safsızlığa doğru hareket edebilir, fakat böyle yaptığında değerlik bandında bir boş hal bırakır. Bu, fazladan bir boşluk üretir. Bu sebeple üç değerlikli safsızlıklar, değerlik bandından uyarılmış elektronları kabul etmeleri sebebiyle, akseptörler olarak isimlendirilirler. Bu durumu, yukarıda bahsedilene benzer şekilde, etrafında dönen pozitif bir boşluğa sahip negatif bir iyonlaşmış alıcı atom olarak ele almak uygundur.



Şekil 2.2. p-tipi yarıiletkenin şematik gösterimi

Komşu safsızlığından holü serbest bırakmak için gerekli, $E_a - E_v$ 'ye eşit olan, E_A enerjisi yukarıdaki gibi tahmin edilebilir. Silikondaki boşlukların etkin kütesinin ortalama değeri $0,33m$ 'dir ve 2.1 eşitliğinden $E_A = 0,032$ eV bulunur. Elbette ki gerçekte E_A , Şekil 2.2'de de gösterildiği gibi, bir elektronu değerlik bandından değerlik bandının hemen üzerinde bulunan alıcı enerji seviyelerine uyararak için gerekli enerjidir (Wilson ve Hawkes 2000).

2.2. Heteroeklemler

Farklı yasak enerji aralığına sahip iki yarıiletken arasında oluşan eklemler heteroeklem olarak adlandırılırlar.

Yüksek kaliteli heteroyapılar elde edebilmek için, ki bu genel olarak epitaksiyel büyütme tekniklerinin kullanılması ile sağlanabilir, uygulamada zararlı olan kusurların oluşumundan kaçınmak amacıyla, farklı olan maddelerin kristal yapılarının ve örgü sabitlerinin birbirine mümkün olduğunca yakın olmalarının sağlanması çok önemlidir.

Bir heteroeklemin oluşumundaki en önemli durum, heteroeklemi oluşturan yarıiletkenlerin yasak enerji aralığı farklılıklarından kaynaklanan ve heteroeklemin özelliklerini etkileyebilecek süreksizliklere (hem iletkenlik hem de valans bantlarında) sebep olan enerji bandı hizalanmasıdır.

Enerji bandı hizalanması için elektron – alınganlık modeli, farklı yarıiletken maddelerin arayüzeyindeki iletkenlik bandı süreksizliğinin yarıiletkenlerin elektron alınganlıkları arasındaki farktan elde edilebileceğini ileri sürer.

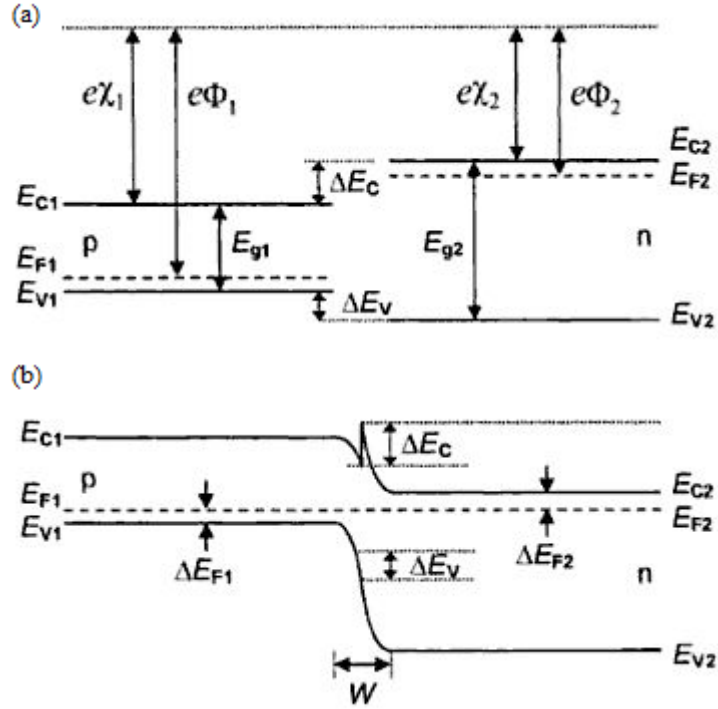
$$\Delta E_c = e(\chi_1 - \chi_2) \quad (2.2)$$

Bu durum dar bantlı p tipi yarıiletken ile geniş bantlı n tipi yarıiletkenden oluşan anizotip heteroeklem için Şekil 2.3’de gösterilmektedir.

Bu yarıiletkenlerin bir araya getirilmesi Fermi seviyeleri dengeleninceye kadar elektronların p- tipi bölgeye, boşlukların da n- tipi bölgeye geçişi ile sonuçlanır. Bu da, tükenim bölgesinin oluşmasına ve n- tipi bölgede yukarı, p- tipi bölgede aşağı bant kırılmasına sebep olur. Böylece, farklı elektron alınganlıklarına sahip yarıiletkenlerin Fermi seviyelerinin dengelenmesi, iletkenlik bandında ΔE_c , valans bandında da ΔE_v süreksizliklerinin oluşumu ile sonuçlanır. Valans bandındaki süreksizlik

$$\Delta E_v = (e\chi_2 + E_{g_2}) - (e\chi_1 + E_{g_1}) \quad (2.3)$$

şeklinde ifade edilebilir.



Şekil 2.3. p – n heteroeklemin şematik gösterimi: (a) eklem oluşumundan önce p- ve n-tipi yarıiletkenlerin bant diyagramları (b) eklem oluşuktan sonra enerji bant diyagramı (termal denge halinde) (Yacobi 2002)

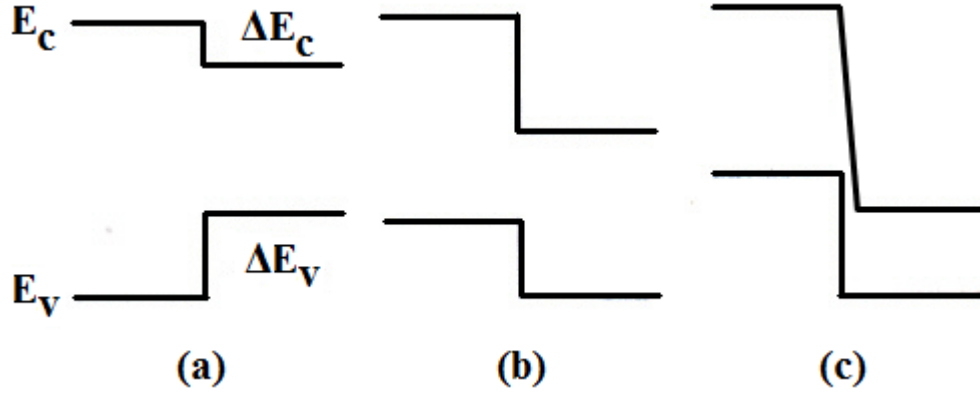
Yukarıda bahsi geçen heteroeklem aynı zamanda tekli heteroyapı olarak da adlandırılır. Pek çok yarıiletken cihazda geniş uygulama alanı bulan diğer bir yapı da iki heteroeklemden oluşan ikili heteroyapıdır (Yacobi 2002).

Üç çeşit heteroeklem vardır:

- a. I. tip iç içe bant düzenli sistem
- b. II. tip basamak bant düzenli sistem
- c. II. tip ayrılmış bant düzenli sistem

I. tip heteroeklemlerde dar bantlı yarıiletkenin iletkenlik ve valans bantları, geniş bantlı yarıiletkenin bant aralığının içinde bulunur. ΔE_c ile ΔE_v bant kırılmaları zıt işaretlere sahiptir (Şekil 2.4 a). II. tip heteroeklemler, iki farklı çeşitli bant düzeni gösterebilir. II. tip basamaklı sistemde, yarıiletkenin iletkenlik ve valans bandından biri, diğer yarıiletkenin bant aralığının dış tarafında bulunur ve bant kırılmaları aynı işarete sahiptir (Şekil 2.4 b). Dar bantlı yarıiletkenin iletkenlik ve valans bantlarının her ikisinin de

geniş bantlı yarıiletkenin yasak bant aralığının dışında bulunduğu eklemeler, II. tip ayrılmış bant düzenli heteroeklemleri (Şekil 2.4 c) oluştururlar.

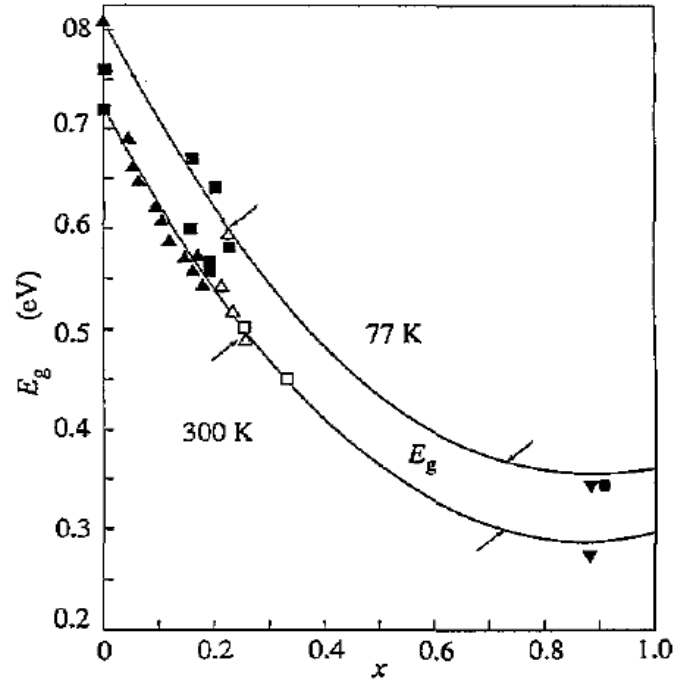


Şekil 2.4. Heteroeklem tipleri: (a) I. tip iç içe bant düzenli sistem, (b) II. tip basamak bant düzenli sistem (c) II. tip ayrılmış bant düzenli sistem (Mikhailova ve Titkov, 1994)

II. tip heteroeklemlerin özellikleri, ışık şiddeti ve dış elektrik alan ile kuvvetli bir şekilde etkilenebilir. Bu etkiler, I. tipe nispeten II. tip heteroeklemlerdeki yük taşıyıcıların ender dinamik ve rekombinasyon özelliklerini ortaya çıkararak, böyle yapıların optiksel, elektriksel ve fotoelektrik özelliklerini kuvvetli derecede değiştirebilir.

Son yıllarda böyle yapıların nadir fiziksel özelliği ve büyük imkanları, örgü uyumlu, kuantum kuyulu ve süperörgülü yapılardan üretilmiş II. tip heteroeklemlerin araştırılmasına olan büyük bir ilgi sonucunda görülmüştür. Her ne kadar bazı III-V, IV-VI ve II-VI yarıiletken materyallerden II. tip eklemeler oluşturulabilinse de (AlInAs / InP, InAsSb / InSb, InAs / GaSb, GaInAsSb / GaSb, InGaAs / GaAsSb, Si / Ge, ZnTe / ZnSe gibi) bu olağanüstü yapıların ilgi çeken özellikleri hala tam olarak anlaşılmamaktadır (Mikhailova ve Titkov, 1994).

Bu tez çalışması kapsamında, sadece GaSb ile örgü uyumlu olan dört bileşenli $Ga_{1-x}In_xAs_ySb_{1-y}$ katı çözeltilerden yapılmış heteroeklemler ele alınmıştır. Bu malzemeler, In (indiyum) katkı oranı x 'in her değerinde doğru bantlı yarıiletkenidir. Ayrıca Şekil 2.5'te görüldüğü gibi katkı oranına bağlı olarak değişen bant aralığı değerleri sayesinde II. tip basamak ve ayrılmış bant düzenli heteroeklem oluşturabilirler.



Şekil 2.5. $Ga_{1-x}In_xAs_ySb_{1-y}$ katı çözeltilisinin kompozisyonuna bağlı bant aralığı (Mikhailova ve Titkov, 1994)

2-5 μm spektrum aralığında çalışan kızılötesi optoelektronik cihazların, yani LED'lerin, lazerlerin, hızlı fotodetektörlerin, üretimi için $Ga_{1-x}In_xAs_ySb_{1-y}$ katı çözeltileri çok elverişlidir. Böyle optoelektronik cihazlar, yüksek çözünürlüklü moleküler spektroskopide, çevre denetiminde, florid camdan yapılmış kızılötesi fiberoptik haberleşme sisteminde ve lazer mesafe ölçme tekniğinde kullanılabilirler (Mikhailova ve Titkov, 1994).

2.2.1. Bileşik yarıiletkenler

Son yıllarda, bileşik yarıiletkenler pek çok optoelektronik cihazda kullanılmaya başlandı. Çizelge 2.1'de iki elementli yarıiletkenler ve diğer önemli bileşik yarıiletkenlerden bazıları verilmiştir. İkili bileşik yarıiletkenler, örneğin galyum arsenik (GaAs), periyodik tablonun III. sütunundan galyum (Ga) ile V. sütunundan arseniğin (As) bileşiminden oluşmaktadır.

İkili bileşik yarıiletkenlere ek olarak, özel uygulamalar için üç ve dört bileşenli yarıiletkenler de yapılmaktadır. Element yarıiletkenler ile karşılaştırıldıklarında, bileşik

yarıiletkenlerin tek kristal formunda hazırlanması oldukça karmaşık süreçler içermektedir.

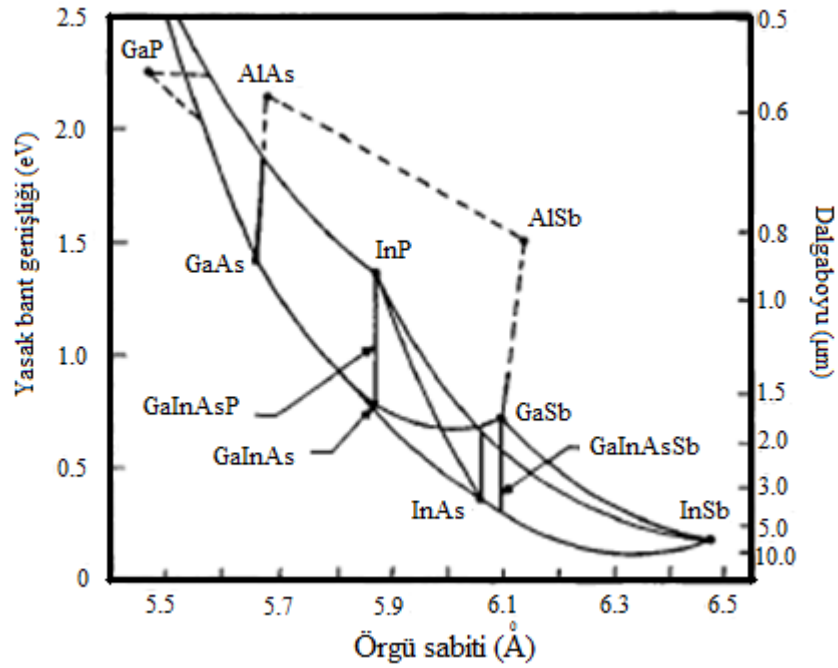
Bileşik yarıiletkenlerin çoğu silikondan farklı elektrik ve optik özelliklere sahiptir. Bu yarıiletkenler genel olarak yüksek hızlı elektronik ve fotonik uygulamalarda kullanılırlar. Bileşik yarıiletken teknolojisi hakkındaki bilgilerimiz silikon ile ilgili bildiklerimizden hayli az da olsa silikon teknolojisindeki gelişmeler bileşik yarıiletken teknolojisinin de gelişmesine katkıda bulunmaktadır (Sze 2002).

Çizelge 2.1. Yarıiletken maddeler

Genel Sınıflandırma	Yarıiletken Sembol	Genel Sınıflandırma	Yarıiletken Sembol
Element	Si Ge	IV-VI -----	PbS PbSe PbTe
İkili bileşik		Üçlü bileşik	$Al_xGa_{1-x}As$ $Al_xIn_{1-x}As$ $GaAs_{1-x}P_x$ $Ga_xIn_{1-x}As$ $Ga_xIn_{1-x}P$
IV-IV ----- III-V -----	SiC AlP AlAs AlSb GaN GaP GaAs GaSb InP InAs InSb	Dörtlü bileşik	$Al_xGa_{1-x}As_ySb_{1-y}$ $Ga_xIn_{1-x}As_{1-y}P_y$
II-VI -----	ZnO ZnS ZnSe ZnTe CdS CdSe CdTe HgS		

2.2.2. Galyum antimon (GaSb)

Antimon (Sb) içeren III – V yarıiletkenleri temelindeki heteroyapılar, ışık yayan diyotlar (LED’ler), lazer diyotlar, fotodedektörler ve orta-kızılötesi (mid-infrared) dalgaboyu bölgesinde çalışan termofotovoltaik cihazlar gibi pek çok optoelektronik cihazın üretimi için oldukça ilgi çekicidir (Piskorski ve ark. 2004). Bunun en önemli sebeplerinden biri, Şekil 2.6’da da gösterildiği gibi Galyum antimonun pek çok üçlü veya dördü (GaInAsSb) III – V bileşik yarıiletkenin örgü sabitiyle uyum sağlıyor olmasıdır (Dutta ve ark. 1997).



Şekil 2.6. III-V bileşikleri ve onların üçlü ve dördü alaşımları için örgü sabitine bağlı yasak bant genişlikleri (Dutta ve ark. 1997)

Son yıllarda yarıiletken heteroeklemlerin yapımında epitaksiyel büyütme yöntemi yaygın olarak kullanılmaktadır. GaSb üzerinde epitaksiyel tabaka büyütme teknikleri arasında, kolaylığı ve düşük maliyeti sebebiyle sıvı faz epitaksi (LPE) en çok tercih edilen yöntem olmaktadır. GaSb alt tabaka üzerine yapılan LPE büyütmelemlerinin büyük bir kısmı 520-600 °C sıcaklık aralığında gerçekleşmektedir (Piskorski ve ark. 2004).

2.2.3. Yarıiletken heteroeklem çiftleri

Çizelge 2.2'de, heteroeklem çalışmalarında kullanılan en önemli yarıiletkenlerin özelliklerinden bazıları özetlenmiştir. Bu çizelgedeki yasak enerji aralıkları, dielektrik sabiti ve örgü sabiti gibi özellikler oldukça iyi bir şekilde belirlenmiştir. Mobiliteler gibi diğer özellikler, kristal kusursuzluğunun derecesine bağlıdır.

Çizelge 2.2. Heteroeklemlerde kullanılan bazı yarıiletkenlerin özellikleri (Milnes ve Feucht 1972)

Materyal	Yasak Bant Aralığı 300 °K (eV)	Aralık Geçişi	Mobilité 300 °K (cm ² V ⁻¹ s ⁻¹)		Bağlı Dielektrik Sabiti	Örgü Sabiti a (Å ⁰)	Sıcaklık Genleşme Katsayısı 300 °K (x10 ⁻⁶ °C ⁻¹)	Elektron İlgisi (eV)	Tipik Katkı Maddeleri	
			Elektron	Boşluk					p-tipi	n-tipi
Si	1.11	Dolaylı	1350	480	12.0	5.431	2.33	4.01	B,Al,Ga	P, As, Sb
Ge	0.66	Dolaylı	3600	1800	16.0	5.658	5.75	4.13	B, Al, Ga, In	P, As, Sb
AlAs	2.15	Dolaylı	280	-----	10.1	5.661	5.2	-----	Zn, Cd	Se, Te
AlSb	1.60	Dolaylı	900	400	10.3	6.136	3.7	3.65	Zn, Cd	Se, Te
GaP	2.25	Dolaylı	300	150	8.4	5.451	5.3	4.3	Zn, Cd	Se, Te
GaAs	1.43	Doğru	5-8000	300	11.5	5.654	5.8	4.07	Zn, Cd, Ge, Si	Si, Sn, Ge, Se, Te
GaSb	0.68	Doğru	5000	1000	14.8	6.095	6.9	4.06	Zn, Cd, Ge	Se, Te
InP	1.27	Doğru	4500	100	12.1	5.869	4.5	4.38	Zn, Cd	Se, Te
InAs	0.36	Doğru	30000	450	12.5	6.058	4.5 (5.3)	4.9	Zn, Cd	Se, Te, Sn
InSb	0.17	Doğru	80000	450	15.9	6.479	4.9	4.59	Zn, Cd	Se, Te, Sn
ZnS (hekz)	3.58	Doğru	120	-----	8.3	3.814	6.2-6.5	3.9	-----	Cl, Br, Al
ZnSe	2.67	Doğru	530	-----	9.1	5.667	7.0	4.09	-----	Br, Ga, Al
ZnTe	2.26	Doğru	530	130	10.1	6.103	8.2	3.5	Cu, Ag, P	-----
CdS (hekz)	2.42	Doğru	340	-----	9.0-10.3	4.137	4.0	4.5	-----	Cl, Br, I, Al, Ga, In
CdSe (hekz)	1.70	Doğru	600	-----	9.3-10.6	4.298	4.8	4.95	-----	Cl, Br, I
CdTe	1.44	Doğru	700	65	9.6	6.477	---	4.28	Li, Sb, P	I
PbTe	0.29	Dolaylı	2500	1000	17.5	6.520	---	-----	Te, Na, K	Pb, Cl, Br

Çizelge 2.3’de de örgü sabiti uyumsuzluğu %1’den daha düşük olan yarıiletkenlerden bazıları gösterilmektedir.

Çizelge 2.3. İyi örgü uyumlu yarıiletken heteroeklem çiftleri (Milnes ve Feucht 1972)

Yarıiletken	Yasak Bant Aralığı (eV)	Örgü Sabiti (A^0)	Yasak Bant Aralığı Yapısı	300 K’de Sıcaklık Genleşme Katsayısı ($\times 10^{-6} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$)	Tercih Edilen Heteroeklem Katkılaması	Tipik Katkı Maddeleri	Elektron İlgisi (eV)
$\text{Ge}_{0.9}\text{Si}_{0.1}$	0.77	(5.63)	Dolaylı	-----	n	P, As, Sb	(4.1)
Ge	0.66	5.658	Dolaylı	5.7	p	Al, Ga, In	4.13
GaAs	1.43	5.654	Doğru	5.8	n	Se, Te	4.07
ZnSe	2.67	5.667	Doğru	7.0	n	Al, Ga, In	4.09
GaAs	1.43	5.654	Doğru	5.8	p	Zn, Cd	4.07
AlAs	2.15	5.661	Dolaylı	5.2	p	Zn	3.5
GaP	2.25	5.451	Dolaylı	5.3	n	Se, Te	4.3
Si	1.11	5.431	Dolaylı	2.33	p	Al, Ga, In	4.01
AlSb	1.6	6.136	Dolaylı	3.7	n/p	Se, Te/Zn, Cd	3.65
GaSb	0.68	6.095	Doğru	6.9	p/n	Zn, Cd/Se, Te	4.06
GaSb	0.68	6.095	Doğru	6.9	n	Se, Te	4.06
InAs	0.36	6.058	Doğru	4.5 (5.3)	p	Zn, Cd	4.9
InAs	0.36	6.058	Doğru	4.5 (5.3)	n	Se, Te	4.9
ZnTe	2.26	6.103	Doğru	8.2	p	Cu	3.5
AlSb	1.6	6.136	Dolaylı	3.7	n	Se, Te	3.65
CdTe	1.44	6.477	Dolaylı	-----	p/n	Li, Sb, P/I	4.28
PbTe	0.29	6.52	Dolaylı	-----	n/p	Cl, Br/Na, K	-----
CdTe	1.44	6.477	Doğru	-----	p	Li, Sb	4.28
InSb	0.17	6.479	Doğru	4.9	n	Se, Te	4.59
CdSe (hekz)	1.7	$4.3(\sqrt{2}) (6.05)$	Doğru	-----	n	Cl, Br, I	4.95

Heteroeklemin uygun çalışması için gerekli olan şartlar aşağıdaki gibi sıralanabilir:

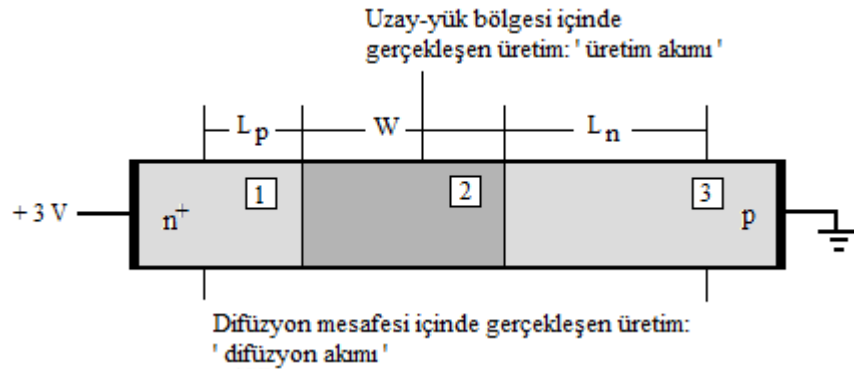
- Yarıiletkenler aynı kristal yapıda olmalı ve örgü sabitleri birbirine çok yakın olmalıdır (tercihen % 0.5).
- Büyütme sıcaklığından daha düşük sıcaklıklara soğutma sürecinde güçlü termal gerilmelerin oluşmaması için, yarıiletken heteroçiftlerin sıcaklık genleşme katsayıları uyumlu olmalıdır.

c) Büyütme sistemi, heteroeklem elementlerinin otomatik katkılama etkilerini ve katkı maddelerini bir taraftan diğer tarafa difüzyonunu en aza indirmek için dikkatli bir şekilde seçilmelidir. Elbette difüzyon, büyütme sıcaklığının artırılmasıyla hızlı bir şekilde artan bir fonksiyondur ve bu termal gerilimin yanında heteroeklemler için 400-600 °C gibi düşük büyütme sıcaklıklarının tercih edilmesinin bir başka sebebidir (Milnes ve Feucht 1972).

2.3. Akım – Gerilim Karakteristiği

2.3.1. Ters besleme

Denge koşulları altında elektron-boşluk çifti yarıiletken içinde sürekli olarak üretilmektedir. Bunun yanında, eğer uygulanan bir gerilim yoksa, elektron-boşluk çiftleri yeniden birleşirler ve net bir akım akışı gözlenmez. Diyotun n- bölgesine Şekil 2.7’de gösterildiği gibi pozitif gerilim uygulandığında ise, oluşmuş olan elektron-boşluk çiftleri birbirinden ayrılacak ve yeniden birleşme olasılığı azalmış olacaktır. Bu, p – n eklem diyotta gözlenen tüm ters akım tiplerini oluşturan temel akım mekanizmasıdır. Yani, tüm bu akımlar yarıiletkenin herhangi bir yerinde oluşturulmuş olan elektron-boşluk çiftleri ile alakalıdır.



Şekil 2.7. Ters akıma neden olan mekanizmaların gösterimi (3 V ters besleme geriliminde n⁺p diyot) (Grove 1967)

Ters akıma yapılan katkılar elektron-boşluk çiftinin oluşturulduğu bölgeye göre ayırt edilebilirler. Akıma neden olan elektron-boşluk çifti, Şekil 2.7’de 2. bölge olarak gösterilen tükenim bölgesinde oluşmuş ise, meydana gelmiş olan bu akım bileşeni ‘üretim akımı’ olarak adlandırılır. Elektron-boşluk çifti Şekil 2.7’nin 1. ve 3. bölgesi

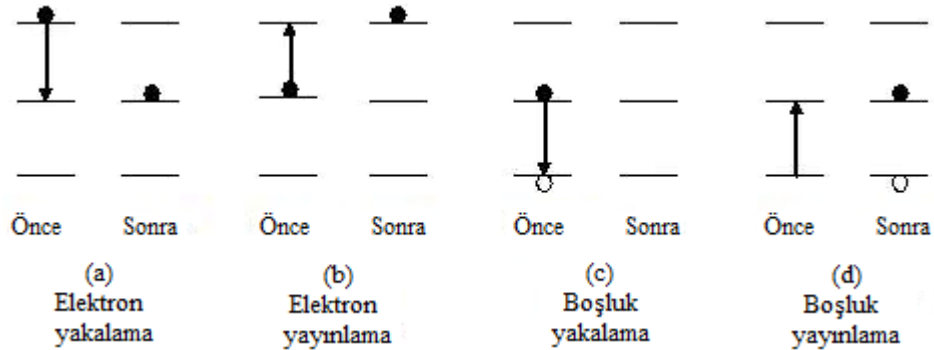
olarak gösterilen nötr bölgelerde üretilmiş ise ve bu taşıyıcılar ters beslenmiş ekleme difüze oluyorsa, bu da ‘difüzyon akımından’ bahsettiğimiz anlamına gelir.

Şimdi bu iki akım bileşenini ayrı ayrı ele alalım:

2.3.1.1. Üretim akımı

Ters beslenmiş tüketim bölgesinde, $V_R \geq kT/q$ olan V_R ters besleme değerleri için, taşıyıcıların konsantrasyonları dengedeki konsantrasyonların oldukça altına düşer. Bunun sebebi, taşıyıcıları tüketim bölgesinden dışarı süpüren (boşlukları p- bölgesine, elektronları n- bölgesine), uygulanmış ters besleme ile denge değerinin üzerine çıkmış olan elektrik alanıdır.

Taşıyıcı konsantrasyonundaki düşüşten dolayı, Şekil 2.8’de gösterilen dört çeşit yeniden birleşme-üretim sürecinden yalnızca yayınlama süreci önemlidir. Yakalama süreçleri önemli değildir çünkü meydana gelme oranları, ters beslenmiş tüketim bölgesinde az bulunan serbest taşıyıcı konsantrasyonları ile orantılıdır.



Şekil 2.8. Denge olmayan durumlarda meydana gelen geçişler (Grove 1967)

Yayınlama süreçlerinin kararlı halde meydana gelebilmesinin tek yolu, ‘değişim’dir, bu sayede tüketim bölgesindeki yeniden birleşme merkezleri dönüşümlü olarak elektron ve boşluk yayımlayabilirler. Böyle bir durumda elektron-boşluk çifti üretim oranı $p, n \leq n_i$ durumu için

$$U = -\frac{\sigma_p \sigma_n V_{th} N_i n_i}{\sigma_n e^{(E_i - E_i)/kT} + \sigma_p e^{(E_i - E_i)/kT}} \equiv -\frac{n_i}{2\tau_0} \quad (2.4)$$

şeklinde verilebilir. Burada τ_0 , ters beslenmiş tükenim bölgesindeki etkin ömür olarak tarif edilir ve

$$\tau_0 \equiv \frac{\sigma_n e^{(E_t - E_i)/kT} + \sigma_p e^{(E_i - E_t)/kT}}{2\sigma_p \sigma_n V_{th} N_t} \quad (2.5)$$

ifadesi ile verilebilir.

Eşitlik (2.4)'ün daha net anlaşılabilmesi için $\sigma_p = \sigma_n = \sigma$ olarak kabul edilirse ifade şu şekle gelecektir:

$$U = - \frac{\sigma V_{th} N_t n_i}{2 \cosh\left(\frac{E_i - E_t}{kT}\right)} \quad (2.6)$$

Yalnızca E_t enerji seviyeleri E_i doğal Fermi seviyesine yakın olan merkezler üretim oranına etkin bir katkıda bulunabilirler. Üretim oranı, merkez seviyeleri enerji boşluğunun ortasından her iki yönde de uzaklaştıkça eksponansiyel olarak düşer. $E_t = E_i$ olan özel durumlarda τ_0 , nötr maddedeki $\tau = 1/\sigma V_{th} N_t$ değeri ile aynı olacaktır. Üretilen bir elektron-boşluk çifti dış devreye bir elektronik yük temin eder. Böylece, tükenim bölgesi içindeki üretime bağlı olarak meydana gelen akımın büyüklüğü

$$I_{gen} = q|U|WA \quad (2.7)$$

ya da

$$I_{gen} = q \frac{n_i}{\tau_0} WA \quad (2.8)$$

ile verilir. Burada A , p – n eklem kesit alanıdır.

Eğer merkezler doğal Fermi seviyesinin yakınında bulunuyorlarsa, τ_0 sıcaklıktan bağımsız olacaktır. Bu durumda üretim akım bileşeninin n_i ile aynı sıcaklık bağımlılığına sahip olmasını bekleriz. Üretim akım bileşeni uygulanan ters gerilime bağlıdır. Ayrıca, daha yüksek besleme durumunda tükenim bölgesi genişliği W da

genişleyeceğinden tükenim bölgesi daha fazla sayıda merkez içerir ve üretim akımı W değeri ile orantılı olarak artar.

2.3.1.2. Difüzyon akımı

Uzay-yük bölgesinin dışındaki nötr bölgelerde kayda değer bir elektrik alan yoktur ve azınlık taşıyıcılar yalnızca difüzyon ile hareket ederler. Eğer elektron-boşluk çifti n - tarafında uzay-yük bölgesinin yakınında oluşturulmuş ise uzay-yük bölgesinin kenarına difüzyon ile ulaşmış olan boşluklar, uzay-yük bölgesinde artmış olan elektrik alan tarafından p-bölgesine doğru süpürülürler. Diğer taraftan, nötr p- tarafından uzay-yük bölgesi kenarına ulaşan elektronlar da elektrik alan tarafından n- bölgesine doğru süpürülmektedir. Bu akım bileşenleri difüzyon akımı olarak adlandırılır. Difüzyon akımının büyüklüğünü hesaplamak için azınlık taşıyıcılar için kararlı hal difüzyon eşitliğini çözmemiz gerekir. p- bölgesindeki elektronlar için

$$D_n \frac{d^2 n_p}{dx^2} + G_L - \frac{n_p - n_{p_0}}{\tau_n} = 0 \quad (2.9)$$

Bu eşitlikte, net termal üretim-yeniden birleşme akımı $U = (n_p - n_{p_0})/\tau_n$ değerine ek olarak aydınlatma gibi dış etkilere dayalı G_L gibi bir terim de vardır.

Uzay-yük bölgesinden oldukça uzakta taşıyıcı konsantrasyonu

$$n_p(\infty) = n_{p_0} + \tau_n G_L \quad (2.10)$$

ile verilir.

Tükenim bölgesinin kenarında, yeterince büyük ters besleme için, $V_R \geq kT/q$, azınlık taşıyıcı konsantrasyonu değeri, tükenim bölgesine ulaşan azınlık taşıyıcılar elektrik alan tarafından hızlıca süpürüleceğinden, sıfır olacaktır. Böylece, eğer tükenim bölgesi kenarında başlangıç noktamızı $x=0$ olarak alırsak

$$n_p(0) = 0 \quad (2.11)$$

olur.

Bu sınır değeri probleminin çözümü

$$n_p(x) = (n_{p0} + \tau_n G_L)(1 - e^{-x/L_n}) \quad (2.12)$$

ile verilir. Burada $L_n = \sqrt{D_n \tau_n}$ p- bölgesindeki elektronların difüzyon mesafesidir. Artık elektronlar için difüzyon akımı

$$I_{diff,n} = (-q) \left(-D_n \frac{dn_p}{dx} \Big|_{x=0} \right) A = qD_n \frac{(n_{p0} + \tau_n G_L)}{L_n} A \quad (2.13)$$

ile verilebilir.

Aynı tartışma n- bölgesi için, n- bölgesinde tükenim bölgesine ulaşmış boşluklara bağlı difüzyon akımını

$$I_{diff,p} = qD_p \frac{(p_{n0} - \tau_p G_L)}{L_p} A \quad (2.14)$$

olarak verir.

Herhangi bir aydınlatma olmaması halinde eşitlikler

$$I_{diff,n} = qD_n \frac{n_{p0}}{L_n} A = qD_n \frac{n_i^2}{N_A L_n} A \quad (2.15)$$

ve

$$I_{diff,p} = qD_p \frac{p_{n0}}{L_p} A = qD_p \frac{n_i^2}{N_D L_p} A \quad (2.16)$$

durumuna indirgenebilirler. Daha önce de belirtildiği gibi eşitlikler sadece difüzyon akımının doyuma gittiği $V_R \geq kT/q$ durumunu temsil ettiğinden ifadelerin beslemeye bağlı olmadığına dikkat ediniz. Difüzyon akımının sıcaklığa bağlılığı n_i^2 'ninki ile aynıdır.

Difüzyon akımı aynı zamanda şu şekilde de yorumlanabilir: Tükenim bölgesinin difüzyon mesafesi içinde oluşmuş olan azınlık taşıyıcılar, tükenim bölgesinin kenarına

ulaşabilme şansına sahip olduklarından difüzyon akımına katkıda bulunacaklardır. Bu nedenle, difüzyon akımının

$$I_{diff} = q [\text{nötr bölgede birim hacim başına net üretim oranı}] \times [\text{difüzyon mesafesi}]A$$

şeklinde olmasını bekleyebiliriz.

Nötr bölgede, aydınlatmanın olmadığı durumda net üretim oranını bulmak için $U = \sigma_p V_{th} N_t [p_n - p_{n0}]$ yakaşımını, $p_n \ll p_{n0}$ ve $n_p \ll n_{p0}$ durumlarını göz önünde bulundurursak (bu, iki taşıyıcının da n_i 'nin altında olduğu ters beslenmiş tükenim bölgesinde uyguladığımız durumdan oldukça farklıdır. Burada, tükenim bölgesi kenarının yakınında olan azınlık taşıyıcı konsantrasyonu dengedeki halinden daha düşüktür.)

$$I_{diff,n} = q \left[\frac{n_{p0}}{\tau_n} \right] L_n A \quad (2.17)$$

şeklinde sonuçlanır. Bu sonuç Denklem (2.15) ile aynıdır.

Azınlık taşıyıcılardan arınmış nötr bölgede birim hacimdeki üretim oranı, p_{n0}/τ_p ya da n_{p0}/τ_n ; tükenim bölgesinde birim hacimdeki üretim oranı olan $n_i/2\tau_0$ 'dan oldukça farklıdır. Bu, ters besleme durumunda difüzyon akım bileşeni ile üretim akım bileşeninin birbirine göre önemlerinde büyük farklar yaratabilir. Bu iki akımın $\tau_n = \tau_0 = \tau$ durumu için oranları

$$\frac{I_{diff,n}}{I_{gen}} = \frac{\frac{n_{p0}}{\tau} L_n}{\frac{1}{2} \frac{n_i}{W}} = 2 \frac{n_{p0}}{n_i} \frac{L_n}{W} = 2 \frac{n_i}{N_A} \frac{L_n}{W} \quad (2.18)$$

ile verilir.

Bu oran, doğal taşıyıcı konsantrasyonu n_i ile orantılıdır. Sıcaklık yükseldikçe, difüzyon akımı hakim olma eğilimindedir. Farklı maddeler arasında, difüzyon akımının üretim akımına oranı, daha küçük yasak bant genişliğine yani daha büyük n_i değerine sahip maddelerde geniş yasak bant aralığına sahip olanlara göre daha büyüktür.

2.3.1.3. Tünel akım

2.3.1.3.1. Banttın banda tünelleme

Banttın banda tünelleme (BTB) akımını eklemın bir tarafındaki valans bandından diğer tarafındaki iletkenlik bandına enerji kaybı olmaksızın yapılan geçişlerden meydana gelir. Bu akım çok büyük ters besleme durumunda ortaya çıkar. Potansiyel bariyerin üçgen şekle sahip olabileceği yaklaşımları kullanılarak banttın banda tünelleme eşitliği

$$I_{btb} = \frac{A\sqrt{2m_e^*}q^3EV}{4\pi^2\hbar^2\sqrt{E_g}} \exp\left[\frac{-4\sqrt{2m_e^*}E_g^{1,5}}{3qE\hbar}\right] \quad (2.19)$$

şeklinde ifade edilebilir. Burada E elektrik alandır ve bu çalışmada

$$E = E_{\max} = \left[\frac{2qN_D(V_{bi} - V)}{\epsilon_s\epsilon_0}\right]^{1/2} \quad (2.20)$$

olarak kabul edilmiştir.

2.3.1.3.2. Kapanlar yardımıyla oluşan tünelleme

Kapanlar yardımıyla oluşan tünelleme (TAT) akımına, tükenim bölgesinin içinde veya yakınında bulunan tuzak konumlarını dolduran ve eklem içinden tünelleme yapan azınlık taşıyıcılar sebep olurlar. Bu durum, termal uyarılma ile valans bandından kapan konumuna geçiş ve bunu takiben sıfır enerji ile iletkenlik bandındaki boş bir konuma tünellemeden meydana gelir. Banttın banda tünellemede olduğu gibi bu akımın da ileri yön akım karakteristiğine ihmal edilebilecek kadar küçük bir katkısı vardır. Kapanlar yardımıyla oluşan tünelleme akımı

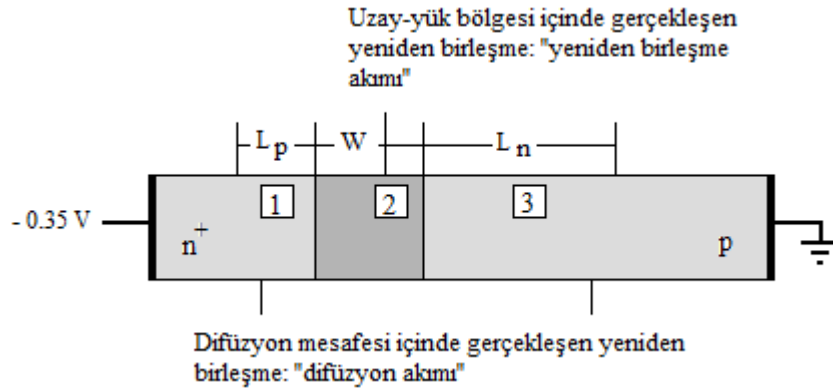
$$I_{tat} = \frac{Aq^2m_e^*VM^2N_t}{8\pi\hbar^3} \exp\left[\frac{-4\sqrt{2m_e^*}(E_g - E_t)^3}{3q\hbar E}\right] \quad (2.21)$$

şeklinde ifade edilebilir.

Burada m_e^* etkin elektron kütlesi, N_t aktif hale getirilmiş tuzak yoğunluğu, M^2 ise tuzak potansiyel değeridir (Nguyen ve ark. 2009).

2.3.2. İleri besleme

Eğer Şekil 2.9’da gösterildiği gibi p- bölgesine oranla n- bölgesine negatif besleme uygulanırsa eklemdeki toplam elektrostatik potansiyel farkı azalır. Denge, sıfır akım akış durumu her iki taşıyıcının da difüzyon ve sürüklenme akımları arasında hassas bir denge ile belirlenmişti. Doğru yönde besleme durumunda ise toplam elektrostatik potansiyel farkı ve bununla birlikte uzay-yük bölgesi üzerindeki elektrik alan azalır. Aynı zamanda iki taşıyıcı için de sürüklenme akım bileşeni azalır ve akıma difüzyon ve sürüklenme katkıları arasındaki denge bozularak net bir akım akışına neden olur.



Şekil 2.9. Doğru yönde akıma neden olan mekanizmaların gösterimi (0,35 V ileri besleme geriliminde n⁺p diyot) (Grove 1967)

Eklemdeki potansiyel farkın azalmasına rağmen tamamen yok olmadığı anlaşılması çok önemlidir. Sonuç olarak, uzay-yük bölgesindeki elektrik alan yine p- bölgesine doğru olacaktır. Yani akım akışı elektrik alan doğrultusuna zıt olacaktır. Bu, eklem yakınında çok büyük elektron ve boşluk konsantrasyonu farkı sayesinde mümkündür.

İleri besleme durumunu anlamamanın alternatif bir yolu da şu şekildedir: n- bölgesine, p- bölgesine göre uygulanan negatif potansiyel ile fazlalık elektronlar n- bölgesine doğru, boşluklar da p- bölgesine doğru itileceklerdir. Böylece elektron ve boşluk konsantrasyonlarının ikisi de dengedeki değerlerinin üzerinde olacak ve 'pn' çarpımı yarıiletkenin her tarafında n_i^2 değerini aşacaktır. Bu enjeksiyon şartları altında taşıyıcı

konsantrasyonları yeniden birleşme ile dengedeki durumlarına geri dönmek isteyeceklerdir. Kararlı halde yeniden birleşme ile yok olan elektronlar ve boşluklar, kontağa doğru gelen daha fazla elektron ve boşluk ile yenilenecek, bu da doğru yönde akıma neden olacaktır.

Bu ikinci duruma göre, elektron-boşluk çiftinin yeniden birleşmesine bağlı olan doğru akım, daha önce bahsedilen elektron-boşluk çiftinin yarıiletkenin farklı bölgelerinde üretildiği ters akım ile hemen hemen aynıdır. Yani doğru akımın büyüklüğünü elde etmek, yarıiletkenin farklı bölgelerindeki yeniden birleşme oranlarını dikkate almakla mümkündür. Ters beslemede olduğu gibi eklemi Şekil 2.9'da gösterildiği gibi yine üç bölgeye ayıralım: nötr bölgeler 1 ve 3, uzay-yük bölgesi de 2 ile gösterilsin. Toplam doğru akımın büyüklüğü n- bölgesine sol kontak tarafından giren elektron akısı ile verilir. Elektronların bu akısını hesaplamak için akımın üç parçasını toplayacağız. Böylece kontakta giren elektronların akısı şu şekilde verilir:

$$\frac{I_F}{q} = (\text{birim zamanda nötr n- bölgesinde(1) boşluklarla yeniden birleşen elektronların sayısı}) + (\text{birim zamanda uzay-yük bölgesinde(2) boşluklarla yeniden birleşen elektronların sayısı}) + (\text{birim zamanda nötr p- bölgesinde(2) boşluklarla yeniden birleşen elektronların sayısı})$$

1 ve 3 ile gösterilen akım bileşeni ters beslemedeki gibi difüzyon akımı, 2 ile gösterilen akım bileşeni ise yeniden birleşme akımı olarak adlandırılır.

2.3.2.1. Difüzyon akımı

Öncelikle 3. akım bileşenini yani nötr p- bölgesine giren elektron akısı F_n değerini ele alalım. Elektronlar p- bölgesinde azınlık taşıyıcı olduğundan, düşük seviyede enjeksiyon durumunda uzay-yük bölgesinin kenarından difüzyon ile uzaklaşırlar. Akılarını hesaplamak için p- bölgesindeki dağılımlarını elde etmemiz gerekir.

Kararlı haldeki bu dağılım kararlı hal şartları altında difüzyon eşitliğinin çözülmesi ile elde edilir.

$$D_n \frac{d^2 n_p}{dx^2} - \frac{n_p - n_{p0}}{\tau_n} = 0 \quad (2.22)$$

İlk sınır şartı tükenim bölgesinden çok uzakta bulunan fazlalık elektron konsantrasyonunun sıfır olmasını gerektirir.

$$n_p(\infty) = n_{p_0} \quad (2.23)$$

İkinci şart ise orijin olarak seçtiğimiz, $x=0$, uzay-yük bölgesinin kenarındaki enjekte olan elektron konsantrasyonunun $n_p(0)$ gibi sabit bir değere eşit olmasıdır.

Böylece çözüm,

$$n_p(x) = n_{p_0} + [n_p(0) - n_{p_0}]e^{-x/L_n} \quad (2.24)$$

ile verilir.

Nötr p- bölgesine giren elektron akısı

$$F_n = -D_n \left. \frac{dn_p}{dx} \right|_{x=0} = D_n \frac{n_p(0) - n_{p_0}}{L_n} \quad (2.25)$$

şeklindedir.

1. bölgede boşluklar ile yeniden birleşmeyle kaybolan elektronların akısını ele alalım. Bu bölgede yeniden birleşmeye uğrayacak her elektron için uzay- yük bölgesinden n- bölgesine bir boşluk girmelidir. Böylece akıma olan bu katkıyı n- bölgesine giren boşluk akısı F_p ile elde edebiliriz. Bu da p bölgesine giren elektron akısının hesabına benzer şekilde

$$F_p = D_p \frac{p_n(0) - p_{n_0}}{L_p} \quad (2.26)$$

şeklinde olur. Burada, $p_n(0)$, n bölgesi tarafında uzay-yük bölgesi kenarındaki boşluk konsantrasyonudur.

Bu iki akının elde edilebilmesi için

$$n_p(0) = n_i e^{(E_{F_n} - E_i)/kT} = n_{p_0} e^{q|V_F|/kT} \quad (2.27)$$

ve

$$p_n(0) = n_i e^{(E_i - E_{Fp})/kT} = p_{n_0} e^{q|V_F|/kT} \quad (2.28)$$

eşitliklerini yerlerine koyarsak difüzyon akım bileşenleri

$$I_{diff,n} = -qD_n \frac{n_i^2}{N_A L_n} [e^{q|V_F|/kT} - 1] A \quad (2.29)$$

$$I_{diff,p} = -qD_p \frac{n_i^2}{N_D L_p} [e^{q|V_F|/kT} - 1] A \quad (2.30)$$

olarak ifade edilebilir.

Bu eşitliklerin Eşitlik (2.15) ve Eşitlik (2.16) ile karşılaştırılması $|V_F| \geq kT/q$ için ileri besleme durumundaki difüzyon akım bileşeninin, ters besleme durumundaki difüzyon akım bileşeninin $e^{q|V_F|/kT}$ ile çarpımına eşit olduğunu gösterir.

2.3.2.2. Yeniden birleşme akımı

Şekil 2.9'da 2 ile gösterilen uzay-yük bölgesinde yeniden birleşme ile kaybolan elektronlar, I_{rec}

$$I_{rec} = -qA \int_0^w U dx \quad (2.31)$$

akım bileşenini oluştururlar.

U değeri n ve p'ye bağlı olduğu için bu integral oldukça karmaşıktır. Bununla birlikte, sonucun önemli özellikleri yaklaşık olarak ifade edilebilir.

Biliyoruz ki en etkili yeniden birleşme merkezleri, yasak enerji aralığının ortasına yakın olanlardır. Bu sebeple, merkezlerin enerji seviyesini $E_t = E_i$ olarak kabul edeceğiz. Ayrıca, yine işlemlerimize kolaylık sağlaması için $\sigma_p = \sigma_n = \sigma$ olarak alacağız. Bu durumda yeniden birleşme oranı U,

$$U = \sigma V_{th} N_t \frac{pn - n_i^2}{n + p + 2n_i} \quad (2.32)$$

ile verilebilir.

Yarı denge varsayımımızdan dolayı uzay-yük bölgesi boyunca elektron ve boşluk konsantrasyonlarının çarpımı

$$pn = n_i^2 e^{q|V_F|/kT} \quad (2.33)$$

ile verilir.

Böylece, yeniden birleşme oranı

$$U = \sigma V_{th} N_t \frac{n_i^2 \left[e^{q|V_F|/kT} - 1 \right]}{n + p + 2n_i} \quad (2.34)$$

olur.

Verilen bir V_F doğru beslemesi için, uzay-yük bölgesinde elektron ve boşluk konsantrasyonları toplamının minimum olduğu yerde, U maksimum değerine sahip olacaktır. Konsantrasyonların çarpımı pn =sabit olduğundan, $d(p+n)=0$ durumu

$$dp = -dn = \frac{pn}{p^2} dp \quad (2.35)$$

ya da

$$p = n \quad (2.36)$$

olmasını sağlayacaktır.

Bu durum, uzay yük bölgesinin içinde, doğal Fermi seviyesi E_i 'nin, elektronlar için E_{Fn} ve boşluklar için E_{Fp} olan yarı-Fermi seviyelerinin ortasında olduğu bölgede gerçekleşir. Burada taşıyıcı konsantrasyonları,

$$p = n = n_i e^{q|V_F|/2kT} \quad (2.37)$$

ve dolayısıyla da U_{max}

$$U_{\max} = \sigma V_{th} N_t \frac{n_i^2 \left[e^{q|V_F|/kT} - 1 \right]}{2n_i \left[e^{q|V_F|/2kT} + 1 \right]} \quad (2.38)$$

şeklinde verilir.

$|V_F| \gg kT/q$ için

$$U_{\max} = \frac{1}{2} \sigma V_{th} N_t n_i e^{q|V_F|/2kT} \quad (2.39)$$

ya da

$$U_{\max} = \frac{1}{2} \frac{n_i}{\tau_0} e^{q|V_F|/2kT} \quad (2.40)$$

olur.

İleri yönde besleme durumunda, uzay-yük bölgesi içindeki maksimum yeniden birleşme oranı, ters beslemedeki üretim oranının $e^{q|V_F|/2kT}$ ile çarpımına eşit çıkmıştır.

Artık, yeniden birleşme akım bileşeni uzay-yük bölgesi boyunca $U=U_{\max}$ alınarak

$$I_{rec} \cong -\frac{1}{2} q \frac{n_i}{\tau_0} W e^{q|V_F|/2kT} A \quad (2.41)$$

olarak verilebilir.

Ters beslemede olduğu gibi burada da difüzyon ve yeniden birleşme akım bileşenlerinin büyüklüklerini karşılaştırırsak

$$\frac{I_{diff,n}}{I_{rec}} = 2 \frac{n_i}{N_A} \frac{L_n}{W} e^{q|V_F|/2kT} \quad (2.42)$$

olduğunu görürüz.

Yine ters beslemede görmüş olduğumuz gibi bu oran n_i vasıtasıyla sıcaklığa ve maddenin yasak bant genişliğine, ek olarak bir de uygulanan ileri voltaja bağlıdır.

Uygulanan doğru gerilimin fonksiyonu olarak doğru akım grafiğini çizersek, yeniden birleşme akım bileşenini difüzyon akım bileşeninden, sırasıyla $q/2kT$ ve q/kT 'nin eğimlerine karşılık gelen voltaja bağlılıklarındaki fark yardımıyla ayırt edebiliriz.

Akım – voltaj karakteristiği en basit haliyle şu şekilde ifade edilebilir.

$$I_F \propto e^{q|V_F|/\beta kT} \quad (2.43)$$

Burada β değeri 1 ise sadece difüzyon akımından, 2 ise sadece yeniden birleşme akımından bahsediyoruz demektir. İki akım bileşeni birbirine yakın olduğunda ise β , 1 ile 2 arasında değişir (Grove 1967).

2.4. Kapasitans – Gerilim Karakteristiği

Gerilim (genellikle tıkama yönündeki) - kapasitans ölçümleri, doğrultucu yarıiletken eklemlerin temel özelliklerinin belirlenmesi için kullanılabilir. Devre simülasyonu için önemli olan kapasitans değerlerinin elde edilmesinin yanı sıra, bu veriler temas potansiyeli V_0 , derinliğin fonksiyonu olarak katkı yoğunlukları ve bariyer yüksekliği gibi diğer parametrelerin de elde edilmesinde kullanılabilir (Özer 2005).

Fakirleşmiş bölge genişliği

$$W = \left[\frac{2\varepsilon_0\varepsilon_r}{e} (V_0 - V) \left(\frac{1}{N_a} + \frac{1}{N_d} \right) \right]^{1/2} \quad (2.44)$$

ile verilmektedir.

Burada N_a p bölgesindeki alıcı katkı yoğunluğu, N_d n bölgesindeki verici katkı yoğunluğu, V_0 temas potansiyeli ve V uygulanan gerilim değerleridir. Tükenim bölgesine ait sığa ise şu şekilde elde edilebilir:

Eklem her iki yanında depolanmış Q yükü

$$|Q| = AeN_d x_n = AeN_a x_p \quad (2.45)$$

eşitliği ile verilir. Burada x_n ve x_p , sırasıyla n- ve p- bölgelerindeki tükenim bölgesi genişliğidir ve

$$x_n = \frac{WN_a}{N_d + N_a} \quad (2.46)$$

eşitliği ile ifade edilmektedir. Böylece Eşitlik (2.44) ve (2.46) kullanılırsa

$$|Q| = \frac{AeN_d N_a W}{N_d + N_a} = A \left[2\varepsilon_0 \varepsilon_r e (V_0 - V) \left(\frac{N_d N_a}{N_d + N_a} \right) \right]^{1/2} \quad (2.47)$$

yazabiliriz. Eğer V besleme gerilimi değişirse Q da değişir, bu durumda eklem sığası (2.47)'nin V'ye göre türevi alınarak elde edilir. Böylece

$$C = \frac{dQ}{dV} = \frac{A}{2} \left[\frac{2\varepsilon_0 \varepsilon_r e}{(V_0 - V)} \left(\frac{N_d N_a}{N_d + N_a} \right) \right]^{1/2} \quad (2.48)$$

olur.

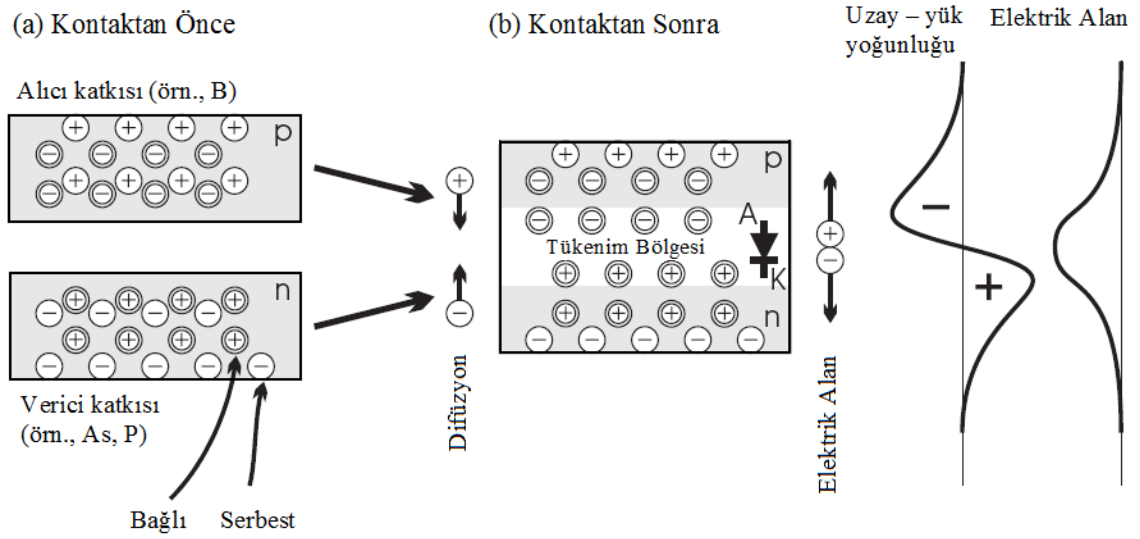
Bir p⁺-n eklem söz konusu olduğunda, $N_a \gg N_d$ olduğu için Eşitlik (2.48)

$$C = \frac{A}{2} \left[\frac{2\varepsilon_0 \varepsilon_r e N_d}{(V_0 - V)} \right]^{1/2} \quad (2.49)$$

eşitliğine indirgenebilir (Wilson ve Hawkes 2000).

2.5. Eklem Diyotlar, Fotodiyotlar ve Fotodeteksiyon

Şekil 2.10a'da birbirinden ayrı durumda bulunan iki silikon blok gösterilmektedir. Altındaki blok arsenik veya fosfor gibi beş değerliğe sahip bir element ile katkılanarak n-tipi, üstteki blok da bor gibi üç değerlikli bir element ile katkılanarak p- tipi yarıiletken elde edilmiştir. Silikonda verici enerji seviyesi iletkenlik bandına, alıcı enerji seviyesi de valans bandına çok yakın olduğu için (enerji farkı $\approx 0,02-0,05$ eV) oda sıcaklığında katkı atomlarının çoğu iyonlaşmış halde bulunur.



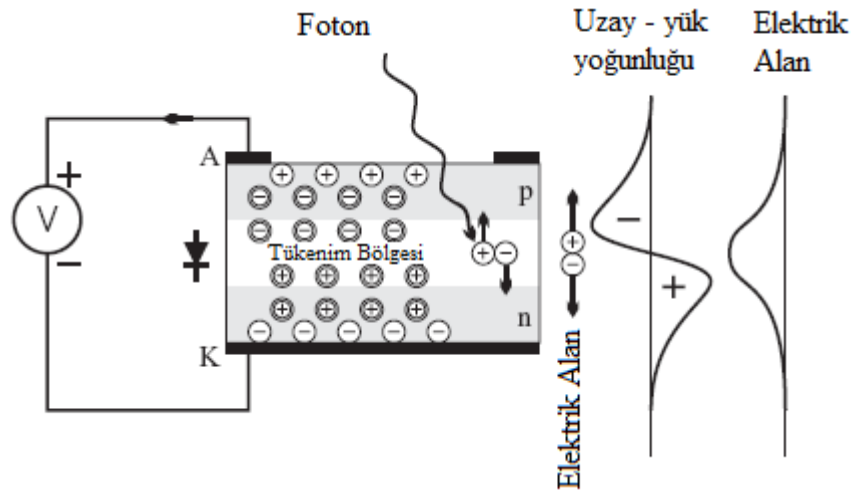
Şekil 2.10. p-n eklem. Bağlı yükler çift daire, serbest yükler tek daire içinde gösterilmektedir (a) kontakta önce, (b) kontakta sonra (Johnson 2003)

Eğer bu iki katkılanmış silikon blok bir araya gelmeye zorlanırsa (Şekil 2.10b) serbest taşıyıcılar konsantrasyon farklarından dolayı eklem üzerinden diğer tarafa geçerler. Böylece serbest elektronlar n- tipi materyalden p- tipi materyale, serbest boşluklar da p- tipinden n- tipi materyale göç ederler. Bu yük akışı difüzyon akımını meydana getirir.

Eklemde yakın çevresinde bu serbest yük taşıyıcılar birbirleriyle karışarak rekombinasyona uğrarlar. Bu da, 'tükenim bölgesi' olarak adlandırılan ve serbest yük taşıyıcılardan nispeten arınmış ince bir bölgenin oluşmasına yol açar. Serbest taşıyıcıların bir araya gelmesine (birleşmesine) rağmen, yüklü alıcı ve verici atomları sabittir ki bu da p- tipi bölgede negatif, n- tipi bölgede pozitif olan bir uzay yük

bölgesinin oluşumuna neden olur. Bu sayede n- tipi ve p- tipi malzemeler arasında bir elektrik alan meydana gelir.

Eğer p- tipi malzemeye pozitif bir gerilim uygulanırsa, serbest boşluklar elektrik alan tarafından tükenim bölgesine ve n- tipi bölgeye doğru hareket etmeye zorlanırlar ve akım akışı gerçekleşir. Bu durumda eklem doğru yönde beslenmiş olarak ifade edilir. Ancak, p- tipi bölgeye negatif voltaj uygulanırsa taşıyıcılar tükenim bölgesinden uzakta kalırlar ve iletme katkıda bulunmazlar. Bu durumda da p-n eklem ters beslenmiş olarak adlandırılır ve çok küçük bir akım akışına sahip olur. Konsantrasyon farkının sebep olduğu difüzyon akımı ile elektrik alanının sebep olduğu sürüklenme akımı farklı doğrultulara sahiptir. Genel olarak p- tipi kontak anot (A), n- tipi kontak da katot (K) olarak gösterilir.



Şekil 2.11. Yasak bant genişliğinden daha büyük enerjiye sahip bir fotonun bir elektron-boşluk çifti üretimi (Johnson 2003)

Bu temel p-n eklem diyot modeli fotodiyot detektörlerin de nasıl çalıştığını açıklar. Şekil 2.11, Şekil 2.10'da verilmiş olan diyotun şematik halini göstermektedir. Burada çift daire içinde gösterilenler bağlı katkı atomları, tek daire içinde gösterilenler ise serbest yük taşıyıcılarıdır. Şekilde görüldüğü gibi yasak bant genişliğinden daha büyük enerjiye sahip bir foton eklemeye gelirse elektron-boşluk çifti yaratılabilir ve eğer bu durum tükenim bölgesinde gerçekleşirse yükler elektrik alan sebebiyle birbirinden ayrılarak ivmelendirilir. Boşluklar p- tipi bölgedeki negatif uzay yük bölgesine doğru hızlandırılırken, elektronlar da n- tipi bölgedeki pozitif uzay yüküne doğru

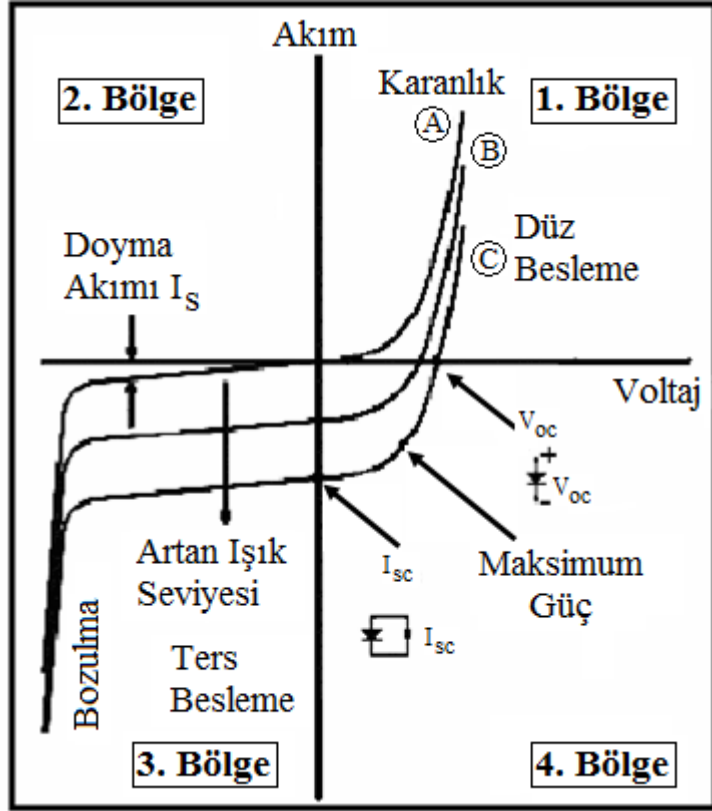
hızlandırılırlar. Eğer fotodiyot bir dış devreye bağlanmazsa anot pozitif yüklenir, bağlanırsa akım anottan katoda doğru akar (Johnson 2003).

2.6. Fotodiyotların Akım-Gerilim Karakteristiği

Bir fotodiyotun akım-gerilim (I-V) karakteristiği diyot eklemindeki akım taşıma işlemleri ile belirlenir. Fotodiyotun akım-gerilim karakteristiği şekil olarak normal bir diyotunkine benzemektedir. Şekil 2.12, fotodiyotun karanlık ve aydınlatılmış durumlardaki akım-gerilim karakteristiğini göstermektedir. Fotodiyotun duyarlı yüzeyine ışık düşmüyorsa fotodiyot üzerinden akan akım, termal yoldan azınlık taşıyıcılarıyla oluşan akımdır. Bu akıma karanlık akım denir. Şekil 2.12’de A eğrisi fotodiyotun karanlık durumdaki, B ve C eğrileri de ışıklandırılmış durumdaki akım-gerilim karakteristiklerini gösterir. Şekilden de görüldüğü gibi, karakteristikler dört bölgeden oluşmaktadır. Birinci (1) bölgede, akım ve voltaj değerleri pozitifdir. Bu bölgede fotodiyota doğru polaritede gerilim uygulanmıştır, yani bu bölge fotodiyotun doğru besleme bölgesidir. Ancak bu bölge, fotodiyot uygulamaları için uygun değildir, çünkü bu bölgede fotodiyot normal bir diyot gibi davranmaktadır. İkinci (2) bölgede, fotodiyotun cevabı yoktur. Üçüncü (3) bölgede, sadece çok küçük bir akım (I_s) akar. Fotodiyotun aktif alanı üzerine gelen ışığın şiddeti artırıldığı zaman, bu bölgedeki eğriler bütünüyle, negatif akım yönünde aşağıya doğru değişecektir.

Çok yüksek ters besleme voltajlarında, akım hızlıca artar ve diyotun bozulması söz konusu olabilir. Bu, ters bozulma bölgesidir. Dolayısıyla, üçüncü (3) bölge, ters polariteli gerilimin uygulandığı bölge olup, ışığı algılamak için uygun olan bölgedir. Dördüncü (4) bölgede ise, fotodiyotun fotovoltaj bölgesidir.

Düşük karanlık akımı ve yüksek bozulma voltajı, diyot eklem niteliğinin iki göstergesidir. Düşük karanlık akımı, daha yüksek duyarlılık anlamına gelir ve aydınlatılmaksızın ve ters besleme altında diyot içinde akan akımdır.



Şekil 2.12. Fotodiyotun karanlık ve aydınlatılmış durumlardaki akım-gerilim karakteristikleri

Fotodiyot prensipte bir akım kaynağıdır ve yeterli miktarda ışık aldığıında çalışmaya başlar. Işık, fotodiyotun içinde zayıf bir akımın oluşmasına neden olmaktadır. Fotodiyota, bir gerilimin uygulanması sonucunda ve devrede bir yük direncinin bulunması nedeniyle, fotoakım meydana gelir. Bu yük, dış devre direncinin toplamıdır. Fotoakımın etkinliği, küçük bir kısmı iç direnci üzerinde oluşurken, büyük bir kısmı da dış devre direnci üzerinde oluşmaktadır. Dolayısıyla, fotodiyot, bir gerilim kaynağı (fotovoltaik) veya bir akım kaynağı (iletkenlik bölgesi) olarak kullanılabilir (Gündüz 2007).

3. MATERYAL VE YÖNTEM

3.1 Heteroyapıları Elde Etme Yöntemleri

Optoelektronik malzemeler genellikle epitaksi kristal büyütme teknikleri ile üretilirler. Epitaksi, taban malzemenin kristal yapı ve doğrultusunu koruyarak yapılan büyütme işlemine denir.

Yaygın olarak kullanılan optoelektronik malzeme üretim teknikleri:

- Moleküler Demet Epitaksi (Molecular Beam Epitaxy, MBE)
- Sıvı Fazı Epitaksi (Liquid Phase Epitaxy, LPE)
- Buhar Fazı Epitaksi (Vapor Phase Epitaxy, VPE)
- Organik Metal Kimyasal Faz Epitaksi (MOVPE)

3.1.1 Moleküler demet epitaksi (MBE) yöntemi

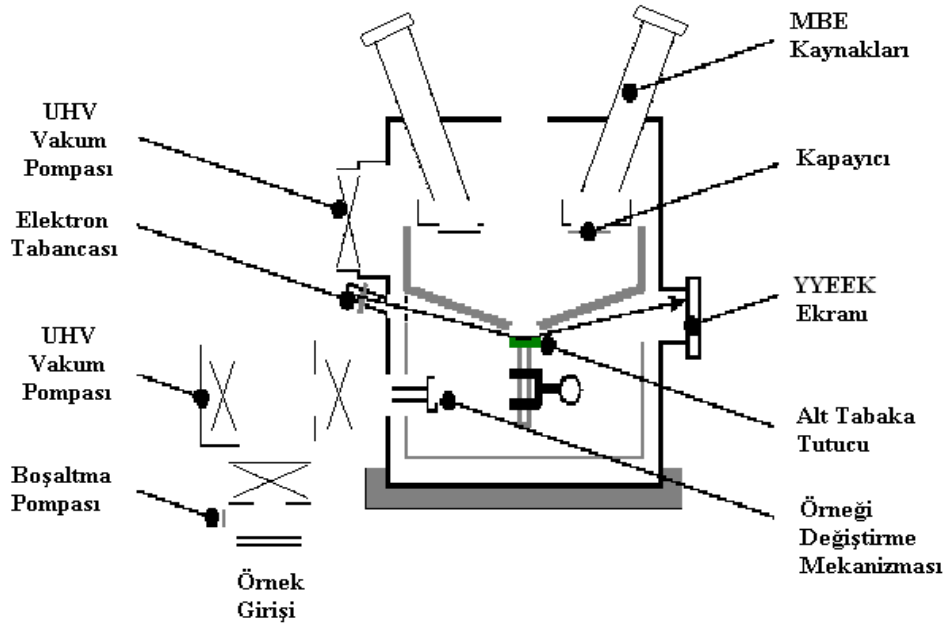
Moleküler demet epitaksi yöntemi son yıllarda en çok tercih edilen epitaksiyel büyütme tekniklerinden biridir. İlk olarak, elektronik endüstrisi için teknolojik değeri oldukça yüksek olan bileşik yarıiletkenlerin üretilmesinde kullanılmıştır. Halen de MBE'den en sık bu alanda faydalanılmaktadır (Arthur 2002).

Yeni yarıiletken malzemenin bir alt tabaka üzerine epitaksiyel büyütülmesi için MBE yönteminin gelişmesi, kimyasal bileşiminin bir atom uzunluğu ölçeğinde değiştiği yarıiletken yapıları imal etmeyi mümkün kılmaktadır. Bu yöntemde yeni malzeme, bir atomlar demeti biçiminde alt tabakaya ulaşırlar. Bireysel kaynaklar, demetteki her bir element için kullanılırlar ve böylece alt tabakaya ulaşan farklı elementlerin bağlı miktarını değiştirmek mümkün olur. Bu yolla yeni materyalin kimyasal bileşimi kontrol edilebilir ve değiştirilebilir. Büyütme hızları genellikle $1-10 \text{ \AA} / \text{s}$ aralığındadır. Alt tabakanın sıcaklığı iyi epitaksiyel büyütme için yeterince yüksek, ancak yerleştirilen atomların önemli mesafelere difüzyonunu önlemek için yeterince düşük olmalıdır (Hook ve Hall 1999).

Moleküler Demet Epitaksi (MBE), en basit anlamda vakum buharlaştırmanın sadeleştirilmiş bir şeklidir. Moleküler demetler, bir ocak (crucible) içerisindeki ısıtılmış

sıvı veya katıların buharlaştırılması ya da artırılmasıyla elde edilir. MBE düzeneğinde kullanılan basınçlarda, çeşitli kaynaklardan çıkan ve çarpışma yapan serbest demetler, bir epitaksiyel film oluşturacak şekilde alt tabakada kimyasal olarak etkileşir.

MBE, yaygın olarak faydalanılmakta olan ultra yüksek vakum (UHV) tekniklerini gerektirir. Ayrıca sistemdeki basınç, gaz fazı çarpışmalarının meydana gelmesini önleyecek şekilde yeterince düşük (genellikle 10^{-11} torr) olmak zorundadır. Böylece MOCVD’de meydana gelebilen homojen etkileşimlerden tamamıyla kaçınılır ve süreç tamamıyla alt tabaka yüzeyindeki heterojen etkileşimlerden ibaret olur.



Şekil 3.1. Bir MBE sistemine ait şematik bir diyagram (Özer 2005)

Numune, epitaksi süresince nispeten düşük sıcaklıklarda tutulur. Bir MBE sistemine ait şematik bir diyagram Şekil 3.1’de verilmektedir. Bu sistemdeki kritik bir özellik, alt tabakayı ve buhar kaynaklarının her ikisini birden çevreleyen büyük bir soğuk kaplamanın var olmasıdır.

Düşük sıcaklık (genellikle 77 K), istenmeyen parçacıkların geliş hızını azaltır ve hem buhar kaynakları hem de alt tabaka ısıtıcısı için ısı dağılımını sağlar. Yansımalı Yüksek Enerji Elektron Kırınımı (YYEEK) ve Auger Elektron Spektroskopisi (AES)

kullanılarak, MBE büyütme işlemi esnasında filmlerin fiziksel ve kimyasal özellikleri görüntülenebilir.

MBE tekniğinin çok yönlü kullanımı, onu birçok uygulamalarda cazip hale getirir. Ayrıca bu teknik, film kalınlığının, bileşiminin ve katkılamanın tam olarak kontrol edilmesine imkan sağlar. Bununla birlikte, filmler genellikle teker teker bir tabaka halinde oluşturuldukları için MBE tekniği, çok büyük maliyete sahiptir (Özer 2005).

3.1.2. Likit (Sıvı) faz epitaksi (LPE) yöntemi

$Ga_{1-x}In_xAs_ySb_{1-y}$ epitaksiyel tabakalar için başlangıç karışımları olarak InSb, GaSb ve InAs gibi iki bileşenli bileşikler kullanılmıştır. Katkılanmamış $Ga_{1-x}In_xAs_ySb_{1-y}$ katı çözeltisi genellikle p- tipi iletkenliğe sahiptir. Bundan dolayı izotip heteroyapılarının hazırlanmasında kullanılan $\sim 10^{15} - 10^{16} cm^{-3}$ konsantrasyonunda n- tipi epitaksiyel tabakalar elde etmek için, başlangıçta GaSb'a telluryum katkılanmıştır. Bu tabakalar, yatay bir reaktör içerisinde yüksek saflıktaki silindirik grafitlerde hidrojen atmosferinde büyütülmüştür. Büyütme başlangıcında, taban tabaka üzerine dökülmeden önce süper soğutma uygulanmıştır. İzoperiyodik katı çözeltilerin elde edilmesi mümkün olan epitaksi sıcaklığı ($T_e = 597^{\circ}C$), deneysel olarak tespit edilmiştir.

GaSb ile izoperiyodik olan $Ga_{1-x}In_xAs_ySb_{1-y}$ katı çözeltilerinin yasak bant aralığı E_g , 300 K'de katı fazdaki In katkı oranının fonksiyonu olarak,

$$E_g(x) = 0,725(1 - x) + 0,29x - 0,6x(1 - x) \quad (3.1)$$

interpolasyon bağıntısına göre hesaplanır.

Katı çözeltideki indiyum katkı oranındaki artış (3.1) denkleminde hesaplanan E_g 'nin azalmasına yol açar. Sonuç olarak, bir fotodetektörün $\lambda_{eşik}$ dalga boyunu daha uzun dalga boylarına kaydırmak için karışabilirlik sınırına yakın bileşimle mümkün olduğunca çok indiyum ile zenginleştirilmiş $Ga_{1-x}In_xAs_ySb_{1-y}$ aktif bölgesi katı çözeltileri kullanmak gereklidir.

X-ışını kırınımı çalışmalarında, GaSb ile izoperiyodik olan büyütülmüş tabakaların yüksek kalitede olduğu gösterilmiştir. Tabaka ve taban tabaka arasındaki örgü uyumsuzluğu küçük bir değerdedir ($\frac{\Delta a}{a} < 8 * 10^{-4}$).

GaSb/Ga_{1-x}In_xAs_ySb_{1-y}/Ga_{1-x}Al_xAs_ySb_{1-y} heteroyapıları, $(1-5) * 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ yoğunluğunda Te ile katkılanmış ve n-GaSb taban tabaka üzerinde (1 0 0) yönünde LPE yöntemiyle büyütülmüştür. GaAlAsSb'nun büyütülmesi için, %99.999 saflıkta Ga ve GaSb, %99.999 saflıkta Al ve taban tabaka için likit fazda As kullanılmıştır. Taban tabaka ile örgü uyumlu olan katı çözeltileri elde etmek için, hesaplamalardan elde edilen likit faz katkı oranı deneysel olarak araştırılmıştır.

Ga_{0.78}In_{0.22}As_{0.18}Sb_{0.82} katı çözeltilerin epitaksiyel tabakaları, $\Delta T = 3 \text{ }^{\circ}\text{C}$ 'lik soğutma ile $T = 600 \text{ }^{\circ}\text{C}$ 'deki moleküler katkı oranının likit fazından karışabilirlik aralığı sınırında büyütülüp üretilebilirler. (1 1 1) B GaSb taban tabaka kullanıldığında, katı fazdaki indiyum miktarı, aynı teknolojik şartlar ve likit faz katkı oranı altında $x = 0.24$ çıkmıştır. İzotip heteroyapıların geniş bantlı penceresi, Ga_{0.66}Al_{0.34}As_{0.025}Sb_{0.975} tabakalarının 599 $^{\circ}\text{C}$ de büyütülmesi ile oluşturulmuştur. GaInAsSb ve GaAlAsSb katı çözeltilerin ortalama büyütme hızları sırasıyla 3.0-4.0 ve 1-1.5 $\mu\text{m/dak}$ 'dır. Epitaksiyel tabakalar için elde edilen parametreler, Çizelge 3.1'de gösterilmiştir.

Çizelge 3.1. Ga_{1-x}In_xAs_ySb_{1-y} ve Ga_{1-x}Al_xAs_ySb_{1-y} epitaksiyel tabakaların parametreleri (Andreev ve ark. 2003).

Katı Çözelti	Büyütme Sıcaklığı ($^{\circ}\text{C}$)	Kalınlık (μm)	Yasak Bant Aralığı (E_g , eV) T = 300 K
Ga _{0.78} In _{0.22} As _{0.18} Sb _{0.82}	600	2.2-2.8	0.53
Ga _{0.76} In _{0.24} As _{0.21} Sb _{0.79}	600	2.2-2.8	0.51
Ga _{0.66} Al _{0.34} As _{0.025} Sb _{0.975}	599	1.5-2.0	1.1
Ga _{0.50} Al _{0.50} As _{0.04} Sb _{0.96}	599	1.5-2.0	1.3

Daha önce belirttiğimiz gibi, X-ışını kırınım verilerine göre, taban tabaka ve tabaka arasındaki örgü uyumsuzluğu tüm numunelerde pozitifdir: $\frac{\Delta a}{a} = (2 - 8) * 10^{-4}$ (oda sıcaklığında). Epitaksiyel tabakalar oldukça yüksek yapı mükemmelliğine ve tabaka - alt tabaka arayüzeyi oldukça yüksek düzlemselliğe sahiptir.

3.1.3. GaSb / GaInAsSb/ GaAlAsSb heteroyapıların fotolitografi yöntemiyle hazırlanması

Daha önce açıklamış olduğumuz LPE (Sıvı Faz Epitaksi) yöntemle elde edilmiş olan epitaksiyel levhalar, aşağıdaki süreçlerden geçerek işlenir (Şekil 3.2):

a) Levhanın yüzeyi pH = 3 ortofosforik asitli elektrolitte 100 V gerilim altında elektrolitik olarak oksitlenir. Anot oksitlenmiş tabakasının kalınlığı 2000 Å'dur. Bu işlem, levha yüzeyinin bundan sonraki işlemlerde kirlenmemesi için koruma amacıyla yapılır (Şekil 3.2 a).

b) Levhanın yüzeyi, kalın bir fotorezist tabakası FP-383 ile kaplanır. Bu tabakanın kalın olması, ohmik kontakların elde edilmesinde "patlama" teknolojisini sürecinin normal gerçekleşmesini sağlar (Şekil 3.2 b).

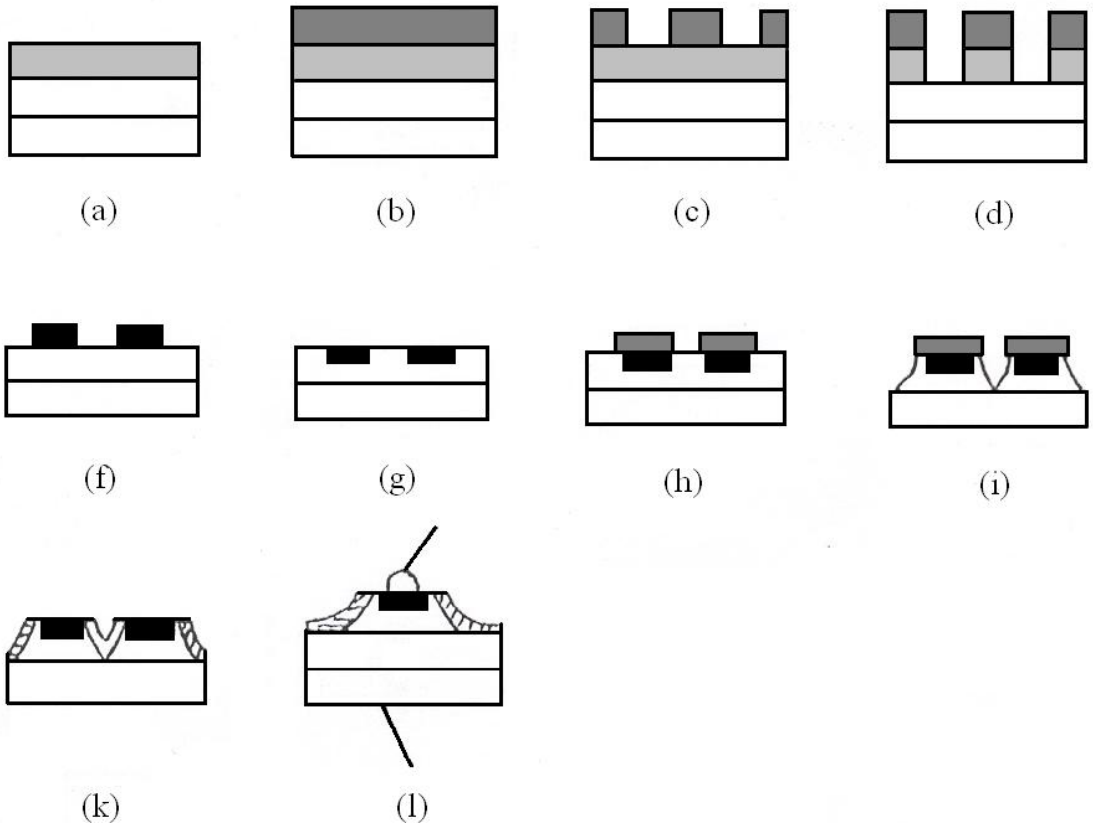
c) Fotorezist tabakasında ebatları 45-50 µm olan pencereler, fotolitografik olarak hazırlanır. Pencereler arası 500 µm'dir. (Şekil 3.2 c).

d) Ohmik kontak yapılmadan önce, fotorezist tabakası üzerindeki pencereden HCl asit kullanılarak bir delik açılır. Böylece metal, yarıiletkenin temiz yüzeyine oturtulur (Şekil 3.2 d).

e) Vakum Buharlaştırma düzeneğinde, 4000 Å kalınlıkta Au + Ge kontak tabakası oluşturulur. Bu süreçte, yarıiletken üzerine metalin iyi bir şekilde oturması için numunenin sıcaklığı 180-190 °C 'de olması gerekir.

f) Kontaklı numuneler, sıcaklığı 25 °C olan monoetalaminde 2-3 saat bekletilir. "Patlama" gerçekleşir ve numunenin yüzeyinde 50 µm çapında metal daireler oluşur (Şekil 3.2 f).

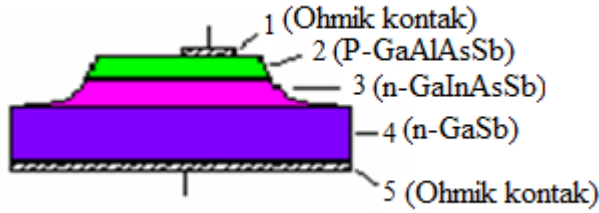
- g) Daha sonra numune, yarıiletken metal ile iyi bir biçimde birleşmesi için, 400 - 425 °C sıcaklıkta bulunan hidrojenli fırına yerleştirilir (Şekil 3.2 g).
- h) Yarıiletken yüzeyinde fotolitografik olarak, 280 µm çaplı yuvarlak pencereler oluşturulur. Daha sonra kimyasal olarak kararlı hale gelmesi için 140 °C sıcaklıkta durulanır (Şekil 3.2 h).
- i) Fotorezist üzerindeki pencereden taban tabakaya kadar aşınma işleminin gerçekleşmesi için, % 27.3 - 32.7 CrO₃ (kromik asit) çözeltisi, % 16.2 - 18.2 HF ve %51.1 - 54.5 H₂O aşındırıcı çözeltileri kullanılır (Şekil 3.2 i).
- j) Daha sonra p-n eklemi koruma ve kaçak akımları önleme amacıyla, numune 80 - 100 V gerilimde oksitlenir.
- k) Numunenin yüzeyinden fotorezist tabakasını kaldırmak için, numune T = 25 °C sıcaklıktaki monoetalamin içine yerleştirilir (Şekil 3.2 k).
- l) Numunelerin bulunduğu levha parçaya bölünür ve tek tek standart diyot kalıplarına In (indiyum) lehim kullanılarak lehimlenir. Daha sonra üst kontak 50 µm çaplı bir altın tel lehimlenerek oluşturulur (Şekil 3.2 l) (Özer 2005).



Şekil 3.2. GaSb / GaInAsSb/ GaAlAsSb heteroyapıların fotolitografi yöntemi ile aşama aşama hazırlanması

3.2. Ölçüm Sistemi

GaSb/GaInAsSb/GaAlAsSb çift heteroyapı numunesinin elektriksel ölçümleri için Şekil 3.4'te verilen deney düzeneği kurulmuştur. Şekil 3.3'de gösterilmiş olan numunenin düşük sıcaklık ölçümlerinin alınabilmesi için yalıtılmış kap içerisinde muhafaza edilen sıvı azotun buharlaşmasından faydalanılmıştır.



(a)

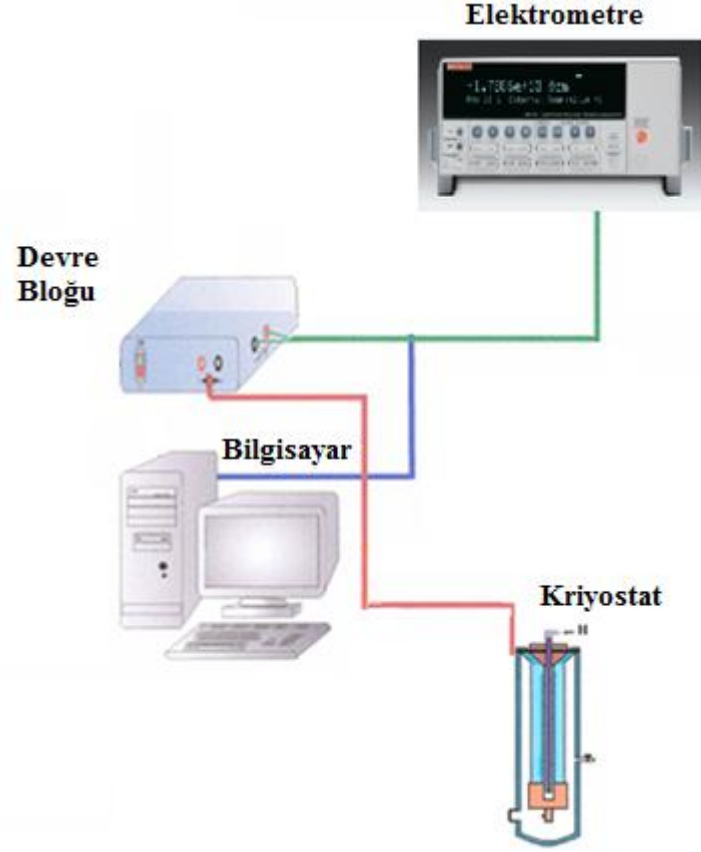


(b)

Şekil 3.3. (a) n-GaSb/n-GaInAsSb/P-GaAlAsSb diyotun şematik gösterimi (b) örnek fotodiyotlar

3.2.1 Akım – gerilim (I – V) ölçümleri

Genel olarak yarıiletken numunelerin I-V ölçümleri için kullanılan deney düzeneği, Şekil 3.4'te gösterilmiştir. Kurulan deney düzeneğinde GaSb/GaInAsSb/GaAlAsSb çift heteroyapı numunesinin 354 K, 319 K, 291 K, 235 K, 184 K, 141 K, 77 K sıcaklıklarında I-V ölçümlerinin alınabilmesi için KEITHLEY 6517A Electrometer/High Resistance Meter kullanılmıştır. Yukarıda belirtilen sıcaklık değerleri için akım-gerilim (I-V) grafikleri MICROSOFT EXCEL programı ile çizdirilmiştir.



Şekil 3.4. I-V ölçümleri için kurulan sistemin şeması

3.2.2. I-V ölçümlerinden ideal faktörün bulunması

I-V karakteristiği;

$$I = I_s \left[\exp\left(\frac{qV}{\beta kT}\right) - 1 \right] \quad (3.2)$$

ile verilen ısısal yayılım eşitliği kullanılarak incelenmektedir (Sze 1981). Eşitlik (3.2)'de üstel kısım 1'den çok büyük olduğu için 1'i ihmal etmek genel sonucu değiştirmez. Böylece akım;

$$I = I_s \left[\exp\left(\frac{qV}{\beta kT}\right) \right] \quad (3.3)$$

Eşitlik (3.3)'deki gibi olur. Bu eşitlikten β ideal faktör;

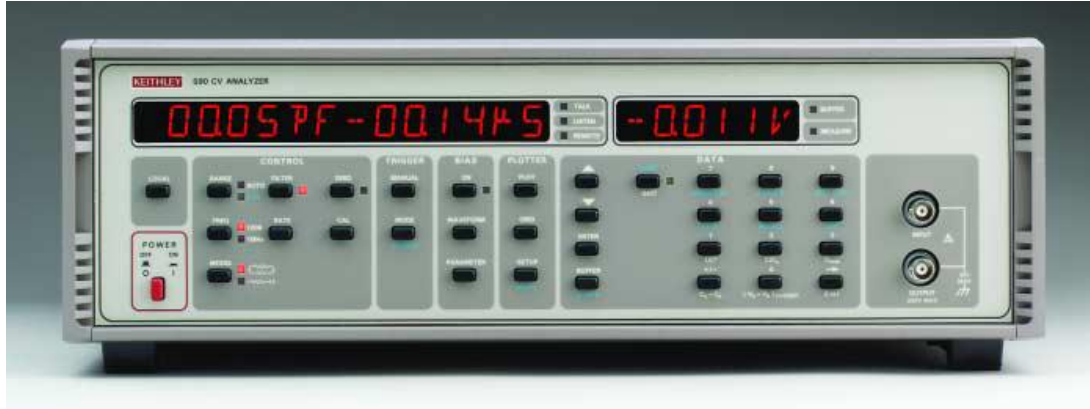
$$\beta = \frac{q}{kT} \times \frac{V}{\ln(I/I_s)} \quad (3.4)$$

şeklinde yazılabilir. β ideal faktörün hesaplanabilmesi için $\ln(I)$ 'nın V 'ye göre grafiğinden elde edilen eğrinin doğrusal bölgesinin eğimi gerekmektedir. $\ln(I_s)$ sabit olduğundan $\ln(I)$ - V eğrisinin eğimi $\ln(I/I_s) - V$ eğrisinin eğimine eşittir. Böylece;

$$\beta = \frac{q}{kT} \times \frac{1}{\text{egim}} \quad (3.5)$$

eşitliğinden ideal faktör hesaplanabilir.

3.2.3 Kapasitans - gerilim (C-V) ölçümleri



Şekil 3.5. KEITHLEY 590 CV Analizör

GaSb/GaInAsSb/GaAlAsSb çift heteroyapı numunesinin C-V ölçümünün alınabilmesi için Şekil 3.5'te gösterilen KEITHLEY 590 CV Analizör kullanılmıştır. Oda sıcaklığındaki C-V grafiği, MICROSOFT EXCEL programı ile çizdirilmiştir.

3.2.4. Tükenim bölgesindeki yük taşıyıcıların konsantrasyonunun bulunması

C^2 - V grafiğinin çizilmesi için alınan C-V ölçümleri, aşağıdaki Eşitlik (3.6)'da kullanılabilir:

$$\frac{1}{C^2} = \frac{2}{qN_D \epsilon_0 \epsilon_r A^2} (V_0 - V) \quad (3.6)$$

Bu grafiğin x eksenini kestiği nokta, temas potansiyeli V_0 'ı verir. Katkı konsantrasyonları N_d^+ ve N_d olmak üzere N^+ -n heteroeklemi için temas potansiyeli ifadesi aşağıdaki gibidir:

$$V_0 = \frac{kT}{q} \ln \left[\frac{N_d^+ N_{cn}}{N_d N_{cn}^+} \right] + \frac{\Delta E_c}{q} \quad (3.7)$$

Burada N_{cn}^+ ve N_{cn} , sırasıyla yüksek ve düşük katkılı bölgenin etkin durum yoğunluklarıdır. Homoeklemlerden farklı olarak heteroeklemler, termal gerilimden daha büyük olan temas potansiyeline sahip olabilirler. Bu durum tamamıyla fakirleşmiş bölge için tam fakirleşme yaklaşımı ile doğrulanır. Yük taşıyıcıları, elektrik alan ve heteroarayüzey tarafından tutulduklarından dolayı birikme bölgesi için enerji seviyelerinin kuantizasyon etkisi göz önüne alınmalıdır.

Yarıiletkenin katkılama profili, yani eklemenden uzaklaştıkça katkılama yoğunluğunun değişim grafiği, iki olası denklemi kullanarak elde edilebilir. İlk olarak fakirleşmiş bölge genişliği, denklem (2.44) ile hesaplanabilir. Bununla birlikte, denklem (2.44)'ün kullanımında V_0 'ın hesaplanması gerekir. İkinci olarak N_d katkı yoğunluğu, aşağıdaki denklem (3.8) veya denklem (3.9) kullanılarak elde edilebilir.

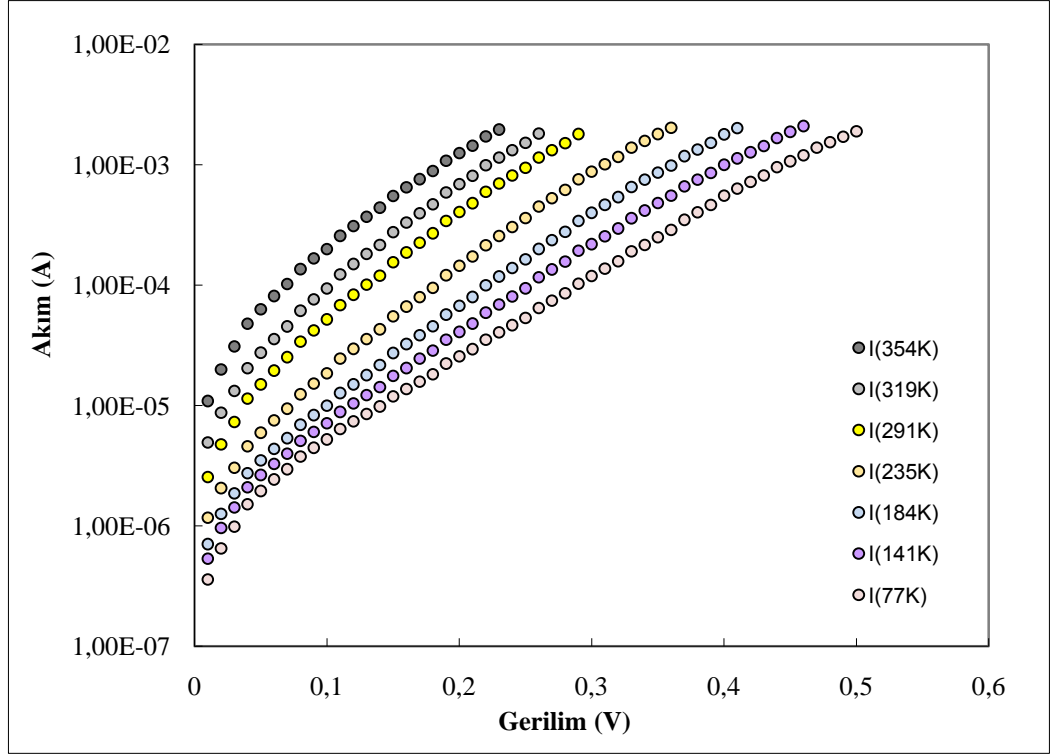
$$N_d = \left(\frac{2}{q \epsilon_0 \epsilon_r A^2} \right) \left(\frac{dV}{d \left(\frac{1}{C^2} \right)} \right) \quad (3.8)$$

$$N_d = \left(\frac{C^3}{q \epsilon_0 \epsilon_r A^2} \right) \left(\frac{dC}{dV} \right)^{-1} \quad (3.9)$$

Denklem (3.8), Denklem (3.6)'nın türevi alınarak elde edilirken, Denklem (3.9), Denklem (2.49)'un uygulanan gerilime göre türevi alınarak elde edilir (Özer 2005).

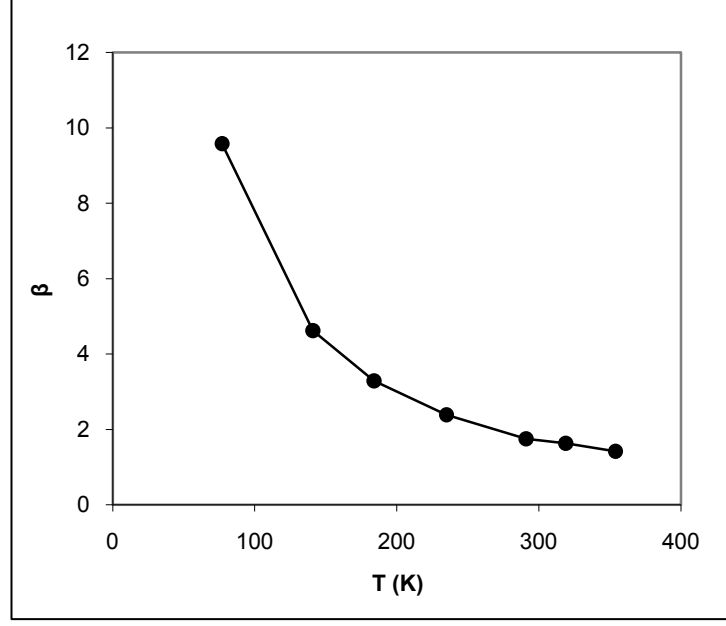
4. BULGULAR

GaSb/GaInAsSb/GaAlAsSb çift heteroyapı numunesinin ileri yönde uygulanan gerilimlerle, farklı sıcaklık değerlerinde elde edilen akım – gerilim karakteristiği Şekil 4.1’de verilmiştir. Sıcaklık yükseldikçe karanlık akım değerlerindeki artış açıkça gözlenmektedir.



Şekil 4.1. GaSb/GaInAsSb/GaAlAsSb çift heteroyapı numunesinin farklı sıcaklıklardaki ileri yön akım-gerilim karakteristiği

Grafiklerde hangi akım bileşeninin diğerlerine göre daha baskın olduğunu ayırt edebilmek için Denklem (3.5) kullanılarak elde edilen ideal faktör (β) değerleri Şekil 4.2’de verilmiştir.



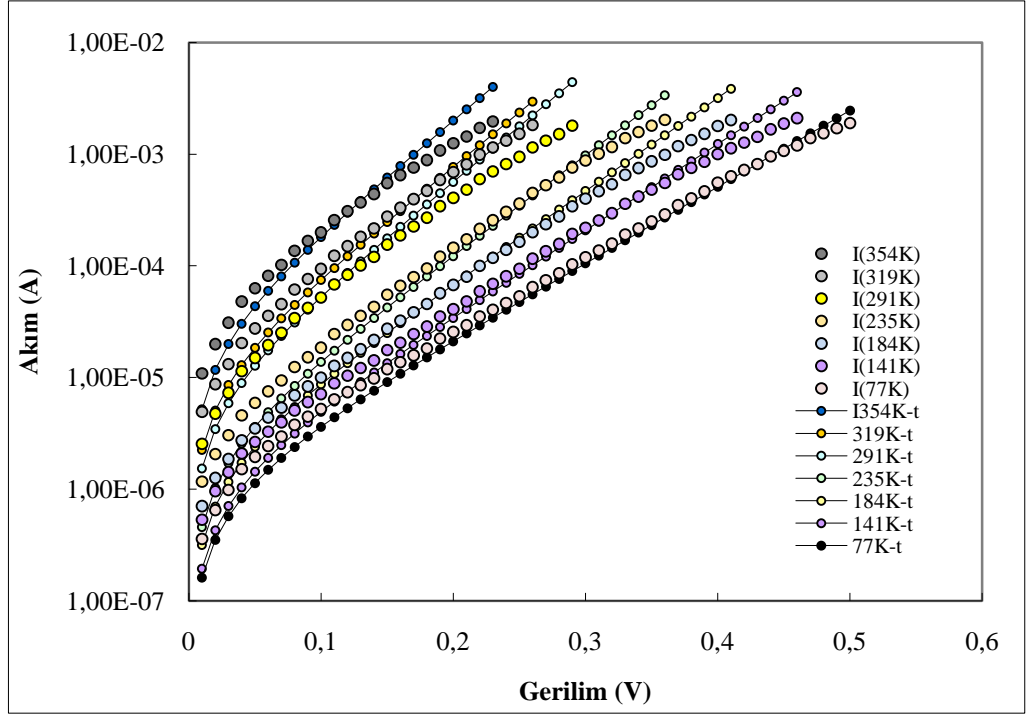
Şekil 4.2. GaSb/GaInAsSb/GaAlAsSb çift heteroyapı numunesinin farklı sıcaklıklardaki ideal faktör değerleri

Grafiğe göre, 360 K – 160 K aralığında, ileri yöndeki karanlık akımda iki farklı akım mekanizmasının baskın olduğu gözlenmiştir. 360 K – 250 K sıcaklık aralığında elde edilen ideal faktör değerlerinin yaklaşık 1 olması, bu aralıkta difüzyon akımının baskın olduğunu, 230 K – 160 K sıcaklık aralığında elde edilen ideal faktör değerlerinin yaklaşık 2 olması ise, bu sıcaklıklarda yeniden birleşme akımının baskın olduğunu göstermiştir. 160 K'den düşük sıcaklıklarda ise akıma en büyük katkı tünel akımından gelmektedir. Bunu, akımın sıcaklığa bağımlılığının azalmasından ve ideal faktör değerlerinin 2'nin oldukça üzerine çıkmasından anlamaktayız.

Şekil 4.3'te 354 K – 77 K sıcaklık aralığında elde edilen deneysel karanlık akım değerleri ile teorik olarak hesaplanmış değerlerin birbiri ile uyum sağladığı gözlenmektedir. Teorik değerler

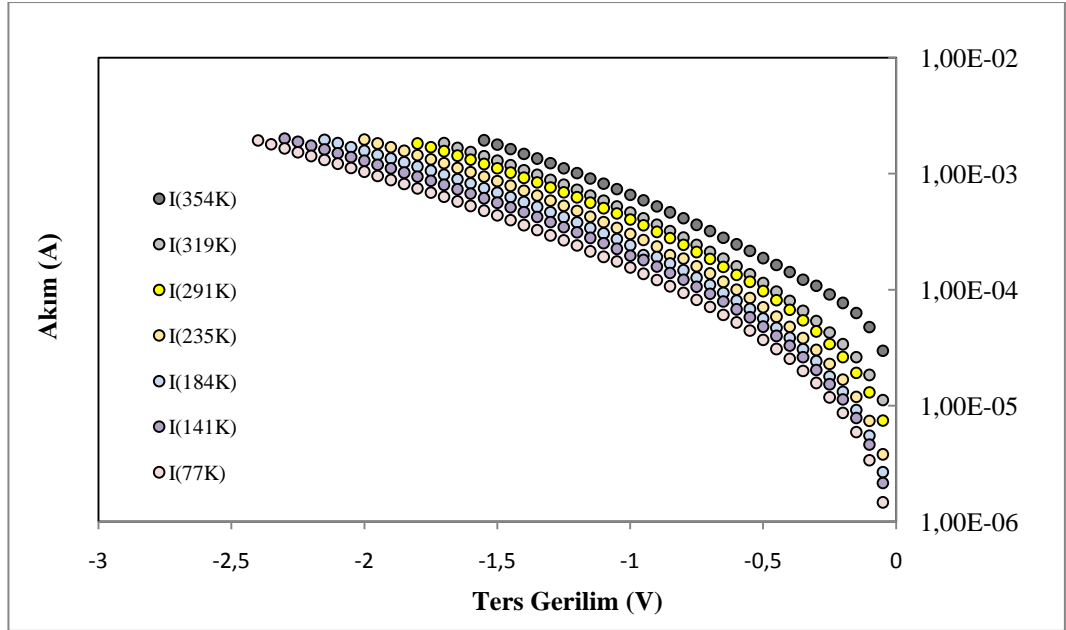
$$I = I_s \left[\exp\left(\frac{qV}{\beta kT}\right) - 1 \right] \quad (4.1)$$

formülünden elde edilmiştir.



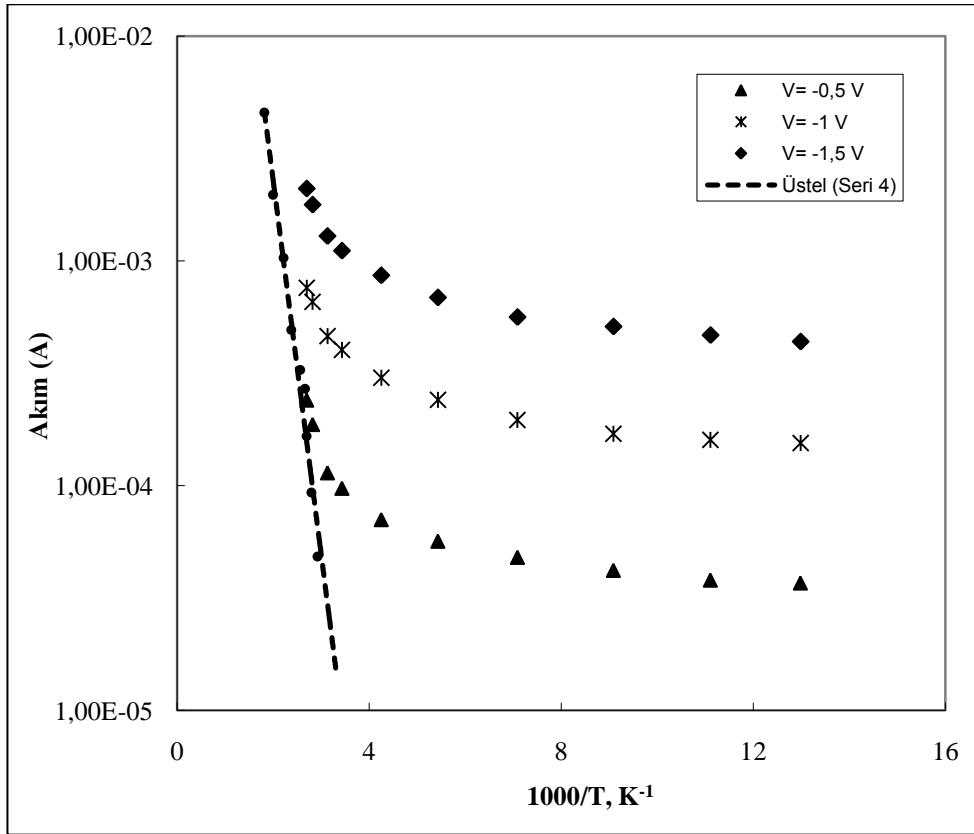
Şekil 4.3. GaSb/GaInAsSb/GaAlAsSb çift heteroyapı numunesinin farklı sıcaklıklardaki akım-gerilim karakteristiklerinin teorik değerlerle karşılaştırılması

Şekil 4.4 GaSb/GaInAsSb/GaAlAsSb çift heteroyapı numunesinin farklı sıcaklıklarda uygulanan ters gerilime bağlı elde edilen akım değerlerini göstermektedir.



Şekil 4.4. GaSb/GaInAsSb/GaAlAsSb çift heteroyapı numunesinin farklı sıcaklıklardaki ters akım-gerilim karakteristiği

Şekil 4.5'te üç farklı ters gerilim değeri için çizilmiş $1000/T$ – Ters akım grafiği verilmiştir. Kesikli çizgiler n_i^α 'nın sıcaklığa bağımlılığını göstermektedir. α değerinin 2 olması, baskın akım mekanizmasının difüzyon; 1 olması ise üretim akımı olduğu anlamına gelir. Bu çalışmada kullanılan numune için, grafiğin yüksek sıcaklık bölgesinde eğrilerin n_i^1 ile uyumlu olması, burada üretim akımının geçerli olduğunu göstermektedir.

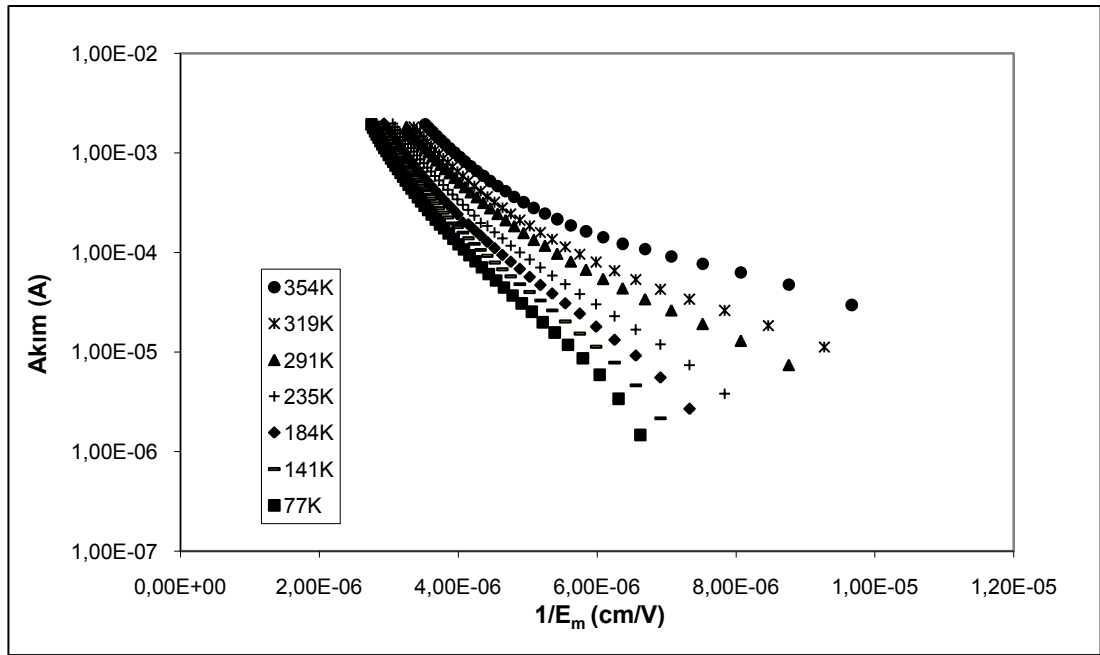


Şekil 4.5. Farklı ters gerilim değerleri için akımın sıcaklığın tersine bağlı değişimi
Grafikten 300 K – 360 K aralığında

$$E = \frac{k \ln \frac{I_1}{I_2}}{\frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1}} \quad (4.2)$$

formülü ile elde edilen aktivasyon enerjisi 0,27 eV olarak bulunmuştur ki bu değer dar bantlı yapının yasak bant genişliğinin yarısına yakındır. Bu da söz konusu sıcaklık aralığında üretim akımının ekin olduğunun bir diğer göstergesidir.

Düşük sıcaklık bölgesinde ise karanlık akım değişen sıcaklığa rağmen yaklaşık olarak sabit kalmaktadır. Tünel akım sıcaklıktan bağımsız olduğu için, düşük sıcaklık değerlerinde akımın çok büyük bir değişim göstermemesi bu bölgede tünel akımın baskın olduğunu göstermektedir.



Şekil 4.6. Farklı sıcaklıklarda ters akımın maksimum elektrik alana bağlı değişimi

Tünel akımı daha net anlayabilmek için Şekil 4.6 ile verilen $I - 1/E_m$ grafiğinin incelenmesi gerekmektedir. Burada, E_m maksimum elektrik alanı ifade etmektedir ve

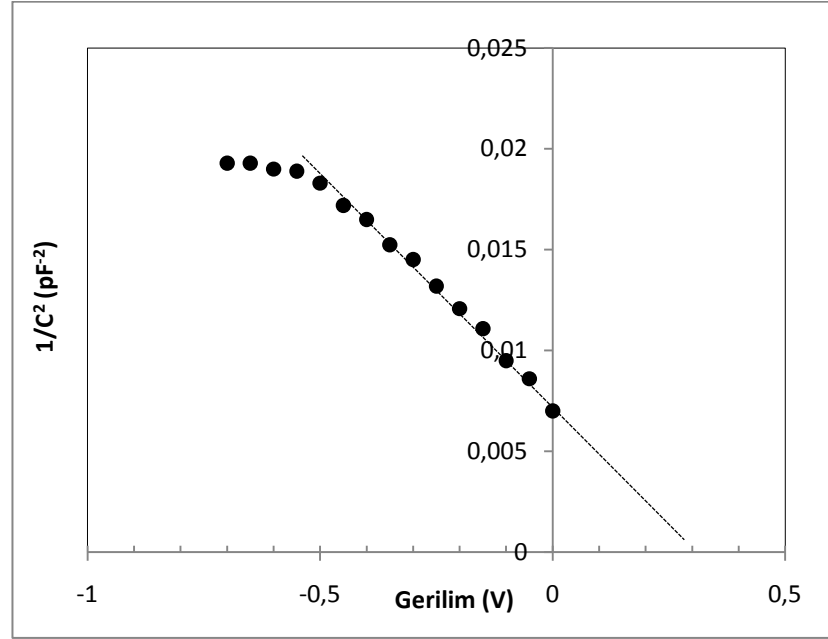
$$E_m = \left[\frac{2qN_B(V_{bi} - V)}{\epsilon_s} \right]^{1/2} \quad (4.3)$$

denklemleri ile elde edilmiştir.

Şekil 4.6'dan da görülebileceği gibi akım değerleri düşük elektrik alanda çok fazla değişim göstermezken, yükselen elektrik alan ve düşen sıcaklık ile akımda büyük

değişimler meydana gelmektedir. Bu da, bu bölgede tünel akım varlığının bir göstergesidir.

Denklem (4.3)'te N_B ile gösterilen tükenim bölgesindeki yük taşıyıcı konsantrasyonu Bölüm 3.2.4'te anlatıldığı gibi Şekil 4.7'deki grafikten faydalanılarak Denklem (3.8) ile $2,01 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ olarak hesaplanmıştır.



Şekil 4.7. GaSb/GaInAsSb/GaAlAsSb çift heteroyapı numunesinin farklı sıcaklıklardaki $1/C^2$ -V değişimleri

5. TARTIŞMA VE SONUÇ

Bu çalışmada, sıvı faz epitaksi yöntemi ile oluşturulmuş GaSb/GaInAsSb/GaAlAsSb çift heteroyapı numunesinin elektrik özellikleri incelenmiştir.

C – V karakteristiğinin incelenmesi sonucunda yük taşıyıcı yoğunluğu $2,01 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, V_0 temas potansiyeli ise 0,30 V olarak elde edilmiştir.

354 K – 77 K sıcaklık aralığında elde edilmiş olan akım – gerilim karakteristikleri incelenerek farklı sıcaklık ve gerilim değerlerinde baskın olan akım mekanizmaları, akımın sıcaklığa bağlı gösterdiği değişimden ve ideal faktör değerlerinden faydalanılarak tespit edilmiştir. Buna göre, 360 K – 160 K sıcaklık aralığında iletim yönünde iki farklı akım mekanizmasının baskın olduğu gözlenerek, 360 K – 250 K sıcaklık aralığında difüzyon akımının, 230 K – 160 K aralığında ise yeniden birleşme akımının baskın olduğuna karar verilmiş ve bu sonuçların teorik olarak hesaplanmış değerler ile uyum sağladığı gözlenmiştir.

Ters besleme durumunda ise, akımın sıcaklığa ve gerilime bağlı değişiminden elde edilen verilere göre yüksek sıcaklık bölgesinde üretim akımının, düşük sıcaklık bölgesinde ise tünel akımın geçerli olduğu gözlenmiştir. 300 K – 360 K sıcaklık aralığında akımın $1000/T$ 'ye göre değişimi grafiğinden elde edilen aktivasyon enerjisi değerinin 0,27 eV olarak bulunması da söz konusu sıcaklık aralığında üretim akımının etkin olduğunu ispatlamıştır.

KAYNAKLAR

- Ahmetoglu (Afrailov), M.A., Andreev, I.A., Kunitsyna, E.V., Mikhailova, M.P., Yakovlev, Yu.P. 2007.** Electrical Properties of Isotype N^+ -GaSb/ n^0 -GaInAsSb/ N^+ -GaAlAsSb Type-II Heterojunctions. *Fizika i Tekhnika Poluprovodnikov*, 41(2): 154-159.
- Alferov, Z.I. 2001.** Nobel Lecture: The double heterostructure concept and its applications in physics, electronics, and technology. *Reviews of modern physics*, 73(3): 767-782.
- Andreev, I.A., Il'inskaya, N.D., Kunitsyna, E.V., Mikhailova, M.P., Yakovlev, Yu.P. 2003.** High-Efficiency GaInAsSb/GaAlAsSb Photodiodes for 0.9- to 2.55- μm Spectral Range with a Large-Diameter Active Area. *Physics of semiconductor devices*, 37(8): 949-954.
- Arthur, J.R. 2002.** Molecular beam epitaxy. *Surface Science*, 500(1-3): 189-217.
- Dutta, P.S., Bhat, H.L., Kumar, V. 1997.** The physics and technology of gallium antimonide: An emerging optoelectronic material. *J. Appl. Phys.*, 81(9): 5821-5870.
- Grove, A.S. 1967.** Physics and technology of semiconductor devices. Wiley, 366 pp.
- Gündüz, B. 2007.** Organik yarıiletken fotodiyotların hazırlanması ve optoelektronik özelliklerinin araştırılması. *Yüksek Lisans Tezi*, FÜ Fen Bilimleri Enstitüsü, Fizik Anabilim Dalı, Elazığ.
- Hook, J.R., Hall, H.E. 1999.** Katıhal Fiziği. Literatür Yayıncılık, İstanbul, 463 s.
- Johnson, M. 2003.** Photodetection and Measurement - Maximizing Performance in Optical Systems. The McGraw-Hill Companies, Inc., USA, 298 pp.
- Kunitsyna, E.V., Andreev, I.A., Sherstnev, V.V., L'vova, T.V., Mikhailova, M.P., Yakovlev, Yu.P., Ahmetoglu (Afrailov), M., Kaynak, G., Gurler, O. 2010.** Narrow gap III-V materials for infrared photodiodes and thermophotovoltaic cells. *Optical Materials*, 32(12): 1573-1577.
- Mikhailova, M.P., Titkov, A.N. 1994.** Type II heterojunctions in the GaInAsSb/GaSb system. *Semicond. Sci. Technol.*, 9: 1279-1295.
- Milnes, A.G., Feucht, D.L. 1972.** Heterojunctions and Metal-Semiconductor Junctions. Academic Press, New York, 408 pp.
- Nguyen, J., Ting, D.Z., Hill, C.J., Soibel, A., Keo, S.A., Gunapala, S.D. 2009.** Dark current analysis of InAs/GaSb superlattices at low temperatures. *Infrared Physics & Technology*, 52(6): 317-321.

Özer, M. 2005. N-GaSb/n-GaInAsSb/N-GaAlAsSb izotip heteroyapıların elektrik ve fotoelektrik özelliklerinin incelenmesi. *Doktora Tezi*, UÜ. Fen Bilimleri Enstitüsü, Fizik Anabilim Dalı, Bursa.

Piskorski, M., Piotrowska, A., Piotrowski, T.T., Golaszewska, K., Papis, E., Katcki, J., Ratajczak, J., Barcz, A., Wawro, A. 2004. LPE growth and characterisation of GaInAsSb and GaAlAsSb quaternary layers on (100) GaSb substrates. *Thin Solid Films*, 459: 2-6.

Sze, S.M. 1981. Physics of Semiconductor Devices, (2nd Edition). John Wiley and Sons, New York, Toronto, Singapore, 852 pp.

Sze, S.M. 2002. Semiconductor Devices, Physics and Technology 2nd Edition. John Wiley & Sons, Inc., USA, 564 pp.

Wilson, J., Hawkes, J.F.B. 2000. Optoelektronik. Değişim Yayınları, Adapazarı, 518 s.

Yacobi, B.G. 2002. Semiconductor Materials: An Introduction to Basic Principles. Kluwer Academic Publishers, New York, 228 pp.

ÖZGEÇMİŞ

Adı Soyadı : Banu KUCUR
Doğum Yeri ve Tarihi : Bursa – 04/04/1986
Yabancı Dili : İngilizce

Eğitim Durumu

Lise : Bursa Erkek Lisesi – 2004
Lisans : Uludağ Üniversitesi Fen – Edebiyat Fakültesi
Fizik Bölümü – 2008

Çalıştığı Kurum/Kurumlar ve Yıl : Uludağ Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü
2009 –
İletişim (e-posta) : banukucur@uludag.edu.tr
Yayınları :

Kucur, B., Akay, S.K., Pat, S., Ahmetoğlu, M., Eken, N. 2009. Sırt Sırta Bağlı Schottky Barrier Yapıların Karakteristik Özelliklerinin İncelenmesi. I. Ulusal Metal, Yarıiletken ve Oksit Materyallerin Üretiminde Kullanılan Sistemler ve Analiz Teknikleri Kongresi, 15-16 Haziran 2009, Eskişehir. (Poster)

Akay, S.K., Kucur, B., Peksöz, A., Pat, S., Ahmetoğlu, M., Eken, N. 2009. Ag/n-GaAs/Ag Schottky Barrier Yapıların Karakteristik Özelliklerinin İncelenmesi. I. Ulusal Metal, Yarıiletken ve Oksit Materyallerin Üretiminde Kullanılan Sistemler ve Analiz Teknikleri Kongresi, 15-16 Haziran 2009, Eskişehir. (Poster)

Ahmetoglu, M., Kucur, B., Andreev, I.A., Kunitsyna, E.V., Mikhailova, M.P., Yakovlev, Y.P. 2010. Electrical and optical properties of the GaInAsSb-based heterojunctions for infrared photodiode and thermophotovoltaic cell application. *Infrared Physics & Technology*, 53: 399-403.

Ahmetoğlu, M., Kucur, B. 2010. Determination of Carrier Concentration in P-GaSb / n-InGaAsSb Type II Misaligned Heterojunctions by The Conductivity-Magnetic Field Dependence. 8th European Conference on Magnetic Sensors & Actuators, 4-7 July 2010, Bodrum, Turkey. (Poster)

ULUDAĞ ÜNİVERSİTESİ

TEZ ÇOĞALTMA VE ELEKTRONİK YAYIMLAMA İZİN FORMU

Yazar Adı Soyadı	Banu KUCUR
Tez Adı	GaSb Yarıiletken Temelindeki İnfrared Fotodiyotların Karanlık Akımlarının İncelenmesi
Enstitü	Fen Bilimleri Enstitüsü
Anabilim Dalı	Fizik
Tez Türü	Yüksek Lisans
Tez Danışman(lar)ı	Doç. Dr. Muhitdin AHMETOĞLU
Çoğaltma (Fotokopi Çekim) izni	<input type="checkbox"/> Tezimden fotokopi çekilmesine izin veriyorum <input checked="" type="checkbox"/> Tezimin sadece içindekiler, özet, kaynakça ve içeriğinin % 10 bölümünün fotokopi çekilmesine izin veriyorum <input type="checkbox"/> Tezimden fotokopi çekilmesine izin vermiyorum
Yayımlama izni	<input checked="" type="checkbox"/> Tezimin elektronik ortamda yayımlanmasına izin Veriyorum <input type="checkbox"/> Tezimin elektronik ortamda yayımlanmasının ertelenmesini istiyorum 1 yıl <input type="checkbox"/> 2 yıl <input type="checkbox"/> 3 yıl <input type="checkbox"/> <input type="checkbox"/> Tezimin elektronik ortamda yayımlanmasına izin vermiyorum

Hazırlamış olduğum tezimin belirttiğim hususlar dikkate alınarak, fikri mülkiyet haklarım saklı kalmak üzere Uludağ Üniversitesi Kütüphane ve Dokümantasyon Daire Başkanlığı tarafından hizmete sunulmasına izin verdiğimi beyan ederim.

Tarih : 25.07.2011

İmza :

