

**GaAs/AlGaAs TABANLI KUANTUM
KUYULARINDA KARANLIK AKIM
HESAPLARI**

**2012
YÜKSEK LİSANS TEZİ
FİZİK BÖLÜMÜ**

Yalçın KITAY

GaAs/AlGaAs
TABANLI KUANTUM KUYULARINDA
KARANLIK AKIM HESAPLARI

Yalçın KITAY

Karabük Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalında
Yüksek Lisans Tezi
Olarak Hazırlanmıştır

KARABÜK
Haziran 2012

Yalçın KITAY tarafından hazırlanan “GaAs/AlGaAs TABANLI KUANTUM KUYULARINDA KARANLIK AKIM HESAPLARI ” başlıklı bu tezin Yüksek Lisans Tezi olarak uygun olduğunu onaylarım.

Yrd. Doç. Dr. Hasan YILDIRIM
Tez Danışmanı, Fizik Anabilim Dalı

.....
I. H. Yıldırım

Bu çalışma, jürimiz tarafından oy birliği ile Fizik Anabilim Dalında Yüksek Lisans tezi olarak kabul edilmiştir. 20/ 06/ 2012

Ünvanı, Adı SOYADI (Kurumu)

İmzası

Başkan : Prof. Dr. İsmail ATILGAN (KBÜ)

.....
I. Atılgan

Üye : Doç. Dr. Gökhan GÖKOĞLU (KBÜ)

.....
G. Gököglü

Üye : Yrd. Doç. Dr. Hasan YILDIRIM (KBÜ)

.....
I. H. Yıldırım

...../...../2012

KBÜ Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu, bu tez ile, Yüksek Lisans derecesini onamıştır.

Prof. Dr. Nizamettin KAHRAMAN
Fen Bilimleri Enstitüsü Müdürü

.....
N. Kahraman

“Bu tezdeki tüm bilgilerin akademik kurallara ve etik ilkelere uygun olarak elde edildiğini ve sunulduğunu; ayrıca bu kuralların ve ilkelerin gerektirdiği şekilde, bu çalışmadan kaynaklanmayan bütün atıfları yaptığımı beyan ederim.”

Yalçın KİTAY

ÖZET

Yüksek Lisans Tezi

GaAs/AlGaAs

TABANLI KUANTUM KUYULARINDA KARANLIK AKIM HESAPLARI

Yalçın KITAY

Karabük Üniversitesi

Fen Bilimleri Enstitüsü

Fizik Anabilim Dalı

Tez Danışmanı:

Yrd. Doç. Dr. Hasan YILDIRIM

Haziran 2012, 54 sayfa

Bu çalışmada, 7-12 μm tayf bölgesini algılayabilen GaAs/AlGaAs kuantum kuyu kızılötesi foto algılayıcı olarak tasarlanan 3 yapı için karanlık akımlar hesaplandı ve deneysel sonuçlarla karşılaştırıldı.

GaAs/AlGaAs kuantum kuyusunda hapis olan elektronun enerjileri *Mathematica* programında ilgili denklemler nümerik olarak çözülerek elde edildi ve karanlık akım hesaplamalarında kullanıldı. Karanlık akım hesaplamalarında 3D taşıyıcı sürüklenme ve yayma-tutma modeli uygulandı. Bu modeller doğası gereği belli sıcaklık değerleriyle sınırlıdır. Elektrik alan-akım grafikleri çizildi ve deneysel sonuçlarla kıyaslandı. Yayma-tutma modelinin, 3D taşıyıcı sürüklenme modeline göre daha geniş bir elektrik alan ($E \leq 80 \text{ kV/cm}$) ve sıcaklık ($60 \text{ K} \leq T \leq 160 \text{ K}$) bölgesinde deneysel sonuçlarla uyduğu tespit edildi.

Anahtar Kelimeler : GaAs/AlGaAs, kuantum kuyu, foto algılayıcı, Mathematica,
akım-elektrik alan grafikleri.

Bilim Kodu : 202. 1.166

ABSTRACT

M.Sc. Thesis

DARKCURRENT CALCULATIONS IN GaAs/AlGaAs QUANTUM WELLS

Yalçın KITAY

Karabük University

Graduate School of Natural and Applied Sciences

Department of Physics

Thesis Advisor:

Assist. Prof. Dr. Hasan YILDIRIM

June 2012, 54 pages

In this thesis, several darkcurrent models are applied to understand the origins of the experimentally measured darkcurrent inside three GaAs/AlGaAs quantum well systems designed as infrared photodetector in 7-12 μm region.

The energy levels of the electrons trapped in the GaAl/AlGaAs quantum well are obtained by numerically solving relevant equations in Mathematica. The results are used in the computation of the dark current values. Two models, namely 3D carrier-drift and emission-capture models, are applied in calculations. The models are applicable at limited temperatures. Electric field-current graphics of the theoretical calculations are plotted and compared against the experimental findings. It is observed that the emission-capture model gives better results than the 3D carrier-drift model at high electric field ($E \leq 80 \text{ kV/cm}$) and temperature values ($60 \text{ K} \leq T \leq 160 \text{ K}$).

Key Word : GaAs/AlGaAs, quantum well, photodetector, Mathematica,
Electric field - current graphics.

Science Code : 202. 1.166

TEŞEKKÜR

Bu tez alıőmasının planlanmasında, araőtırılmasında, yűrűtűlmesinde ve oluőumunda ilgi ve desteęini esirgemeyen, yűnlendirme ve bilgilendirmeleriyle çalıőmamı bilimsel temeller ıőıęında őekillendirmeme yardımcı olan hocam Yrd. Doç. Dr. Hasan YILDIRIM'a sonsuz teőekkűrlerimi sunarım.

Tezin yazılmasında yardımlarını esirgemeyen, İsmail AYLI ve Taner BEKÇİ'ye ders programımı dűzenleyen okul műdűrűm Sadık TUNÇKAYA'ya teőekkűr ederim.

Sevgili aileme manevi hiçbir yardımı esirgemedен yanımda oldukları için tűm kalbimle teőekkűr ederim.

İÇİNDEKİLER

	<u>Sayfa</u>
KABUL.....	ii
ÖZET.....	iv
ABSTRACT.....	vi
TEŞEKKÜR.....	viii
İÇİNDEKİLER	ix
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	xi
ÇİZELGELER DİZİNİ	xiii
SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ	xiv
BÖLÜM 1.	1
GİRİŞ	1
BÖLÜM 2.	4
GaAs TABANLI YAPILAR, OPTİK VE ELEKTRİKSEL ÖZELLİKLERİ	4
2.1. YASAK ENERJİ ARALIĞI	4
2.2. GaAs / Al _x Ga _{1-x} As BİLEŞİĞİ.....	5
2.3. DÜŞÜK BOYUTLU YAPILAR.....	7
2.3.1. Kuantum Sınırlaması	7
2.3.2. Kuantum Kuyuları	8
BÖLÜM 3.	11
TEORİK HESAPLAMALAR.....	11
3.1. SONLU KARE KUYU	11
3.2. SONLU POTANSİYEL KUYUSUNDA ETKİN KÜTLE FARKLILIĞI	18
BÖLÜM 4.	25
KUANTUM KUYULU KIZIL ÖTESİ FOTODEDEKTÖR FİZİĞİ	25
4.1. GİRİŞ.....	25

	<u>Sayfa</u>
4.2. ALT BANTLAR ARASI GEÇİŞİN BASİT BİR TARİFİ	26
4.3. KARANLIK AKIM	30
4.4. BASİT FİZİKSEL MODELLER	31
4.4.1. 3D Taşıyıcı Sürüklenme Modeli.....	33
4.4.2. Yayma-Tutma Modeli	34
BÖLÜM 5.	39
DENEYLER ve HESAPLAMALAR	39
5.1. ÖRNEK YAPILAR.....	39
5.2. ENERJİ SEVİYELERİ.....	42
5.3. ELEKTRİK ALAN-AKIM GRAFİKLERİ.....	43
BÖLÜM 6.	50
SONUÇLAR	50
KAYNAKLAR	52
ÖZGEÇMİŞ.....	54

ŞEKİLLER DİZİNİ

Sayfa

Şekil 1.1. Anadolu Üniversitesi, Nanoboyut Araştırma Laboratuvarı'nda kurulu MBE sisteminin genel görünüşü	3
Şekil 2.1. GaAs'in bant yapısı	5
Şekil 2.2. GaAs ve AlAs'ın örgüsabitleri	7
Şekil 2.3. GaAs/AlGaAs (a) tekli kuantum kuyusunun, (b) çoklu kuantum kuyu veya süper örgü yapının şematik diyagramı.	10
Şekil 3.1. Sonlu potansiyel kuyu	11
Şekil 3.2. Denklem (3.18)'in $a = 200 \text{ \AA}$ ve $V = 100 \text{ meV}$ için grafik çözümü (çift durumlar)	15
Şekil 3.3. Denklem (3.19)'un $a = 200 \text{ \AA}$ ve $V = 100 \text{ meV}$ için grafik çözümü (tek durum)	15
Şekil 3.4. GaAs tekli kuantum kuyusunun sabit kütle $m = 0.067m_e$ ve $V = 100 \text{ meV}$ için enerji değerleri.....	17
Şekil 3.5. $\psi(z)$ dalga fonksiyonunun $a = 100 \text{ \AA}$ ve $n = 1$ için z 'ye bağlı grafiği.....	17
Şekil 3.6. $\psi(z)$ dalga fonksiyonunun $a = 100 \text{ \AA}$ ve $n = 2$ için z 'ye bağlı grafiği.....	18
Şekil 3.7. Denklem (3.35)'in grafik çözümü (çift durumlar)	20
Şekil 3.8. Denklem (3.36)'in grafik çözümü (tek durumlar)	21
Şekil 3.9. $Al_x Ga_{1-x} As$ engelleri ile çevrili GaAs potansiyel kuyusunda elektronun temel enerji değerleri.	22
Şekil 3.10. Elektronun temel enerji farkının $\Delta E_1 = E_1(m=\text{sabit}) - E_1(m(z))$ kuyu genişliğine bağlı grafiği	23
Şekil 3.11. $\psi(z)$ dalga fonksiyonunun $a = 100 \text{ \AA}$ $x = 0.2$ ve $n = 1$ için z 'ye bağlı grafiği.....	23
Şekil 3.12. $\psi(z)$ dalga fonksiyonunun $a = 100 \text{ \AA}$ $x = 0.2$ ve $n = 2$ için z 'ye bağlı grafiği.....	24
Şekil 4.1. Düzensizlik testi sonucu.....	26
Şekil 4.2. GaAs-AlGaAs kuantum kuyusunun şematik bant kenarı profili.	27
Şekil 4.3. 45° yüzeyden ışık etkileşim geometrisi.	28
Şekil 4.4. GaAs/AlGaAs QWIP'in bias (voltaj) altında iletkenlik band kenarı profili ve tabakaların şematik gösterimi	30
Şekil 4.5. Elektron dağılımı ve karanlık akımı kontrol eden işlemlerin şematik gösterimi.....	32
Şekil 4.6. İlgili çizgilerin ve etkin bariyer alçaltmasının şematik gösterimi	38

Sayfa

Şekil 5.1. Yapı 1'in iletkenlik bandı, şematik gösterimi	40
Şekil 5.2. Yapı 2'nin iletkenlik bandı, şematik gösterimi	41
Şekil 5.3. Yapı 3'ün iletkenlik bandı, şematik gösterimi.....	42
Şekil 5.4. Yapı 1 için 60 K'de akım yoğunluğu-alan grafiği (model 1).....	43
Şekil 5.5. Yapı 1 için 160 K'de akım yoğunluğu-alan grafiği (model 1).....	43
Şekil 5.6. Yapı 1 için farklı sıcaklıklarda akım yoğunluğu-alan grafiği (model 1).....	44
Şekil 5.7. Yapı 1 için 60 K'de akım yoğunluğu-alan grafiği (model 2).....	45
Şekil 5.8. Yapı 1 için 160 K'de akım yoğunluğu-alan grafiği (model 2).....	45
Şekil 5.9. Yapı 1 için farklı sıcaklıklarda akım yoğunluğu-alan grafiği (model 2).....	46
Şekil 5.10. Yapı 2 için 60 K'de akım yoğunluğu-alan grafiği (model 2).....	46
Şekil 5.11 Yapı 2 için 160 K'de akım yoğunluğu-alan grafiği (model 2).....	47
Şekil 5.12. Yapı 2 için farklı sıcaklıklarda akım yoğunluğu-alan grafiği (model 2).....	47
Şekil 5.13. Yapı 3 için 60 K'de akım yoğunluğu-alan grafiği (model 2).....	48
Şekil 5.14. Yapı 3 için 160 K'de akım yoğunluğu-alan grafiği (model 2).....	48
Şekil 5.15. Yapı 3 için farklı sıcaklıklarda akım yoğunluğu-alan grafiği (model 2).....	49

ÇİZELGELER DİZİNİ

Sayfa

Çizelge 2.1. GaAs ve AlGaAs bileşiklerinin oda sıcaklığındaki sabit verileri	6
Çizelge 3.1. GaAs ve AlGaAs tekli kuantum kuyusunda $V = 100$ meV ve etkin kütlesi $m = 0.067m_e$ olan elektron için hesaplanan Enerji, A sabiti ve $\langle z \rangle$ değerleri.	16
Çizelge 3.2. $Al_xGa_{1-x}As$ engelleri ile çevrili GaAs potansiyel kuyusunda elektronun temel enerji değerler	21
Çizelge 3.3. Elektronun temel enerji farkının $\Delta E_1 = E_1(m=sabit) - E_1(m(z))$ konsantrasyon ve kuyu genişliğine bağlı değerleri.....	22
Çizelge 5.1. Yapı 1, 2 ve 3'de bulunan kuantum kuyularında $Al_xGa_{1-x}As$ engelleri ile çevrili GaAs potansiyel kuyusunda elektronun konsantrasyona bağlı enerji değerleri ve bariyer yüksekliği	42

SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ

KISALTMALAR

CVD	: Kimyasal Buhar Birikimi
CB	: İletkenlik (Conduction) band
FPA	: Odak düzlem dizileri (Focal Plane Arrays)
IR	: Kızılötesi ışınım
ISBT	: Optik alt bantlar arası geçiş
LWIR	: Uzun dalga boylu IR
MBE	: Moleküler Demet Epitaksi
MCT	: Cıva Kadmiyum Telür (Mercury Cadmium Telluride)
MQW	: Çoklu kuantum kuyuları
MWIR	: Orta dalga boylu IR
SWIR	: Kısa dalga boylu IR
VB	: Değerlik (Valence) band
MWIR	: Orta dalga boylu IR
VPE	: Buhar Faz Epitaksi
VLWIR	: Çok uzun dalgaboylu
QWIP	: Kuantum kuyulu yapılar

BÖLÜM 1

GİRİŞ

Sıcaklığı mutlak sıfırın üzerindeki bütün cisimler elektromanyetik tayf içinde ışınım yapar. Kızılötesi bölge elektromanyetik spektrumun görünür ve mikrodalga bölgeler arasında yer alır. Kızılötesi ışınımın dalga boyu 0,75 μm ile 1000 μm arasındadır. Normal sıcaklığındaki insan vücudu 10 μm civarında ışınım yapar. IR ışınım tayfı; kısa dalga boylu IR (Short-wavelength infrared, SWIR) (1-3 μm), orta dalga boylu IR (mid-wavelength infrared, MWIR) (3-5 μm), uzun dalga boylu IR (LWIR) (8-12 μm) ve çok uzun dalgaboylu IR (Very longwavelength infrared, VLWIR) (12 μm 'den büyük) bölgeleri kapsamaktadır [1].

IR algılayıcılar, IR ışınımın 1800'de Wiliam Herschel tarafından keşfinden beri araştırılmakta ve özellikle askeri alanlarda geniş kullanım alanları olması sebebiyle yoğun olarak çalışılmaktadır [1]. Hedef tespiti, gözlemlene, gece görüşü, güdüm ve takip sistemleri gibi askeri kullanım alanlarının yanında, ısıl verimlilik analizi, uzaktan sıcaklık ölçme, kısa mesafeli kablosuz iletişim, spektroskopi ve hava tahmini gibi alanlarda da kullanılmaktadır. Medikal uygulamalarda hastalıklı organların tespitinde kullanılır. Kızılötesi gökbilim algılayıcılarla donatılmış teleskoplar kullanarak uzayın normal teleskoplarla, moleküler bulutlar gibi uzay tozları yüzünden görüntülenemeyen alanlarını görüntülemekte, gezegenler gibi soğuk cisimleri bulmakta ve Evren'in uzak geçmişinden kalan yüksek miktarda kırmızıya kaymaya sahip nesnelere görüntülemekte kullanılmaktadır.

İnsan gözü görünür ışığa (0,4 - 0,7 μm) iyi tepki verirken IR ışınımına zayıf tepki vermesinden dolayı IR ışınımında kodlanan bütün bilgiler insan gözü tarafından algılanamaz. Nesnelere, sıcaklığına bağlı olarak geniş bir kızılötesi bölgede ışınım yapması, farklı uygulamalar için bu ısıl ışınımı algılamak isteğini,

dolayısıyla bu işi yapan bir aygıta olan ihtiyacı doğurmuştur. Bu sebeple çeşitli IR algılayıcılar üretilmiştir.

Kızılötesi teknolojideki en önemli aygıtlardan birisi kuantum kuyulu kızılötesi fotodedektörler (QWIP) dir. QWIP'ler kuyulardaki bantlar ve alt bantlar arası geçişleri temel alarak çalışan aygıtlardır. QWIP dedektörlerin bir önemli avantajı bant aralığının, kuyu ve bariyer genişliğinin ve katkılama konsantrasyonunun kontrol edilebilmesi ve büyütülmesinin kolay olmasıdır. Fakat temel sorunu düşük kuantum verimliliğidir [2].

Yarıiletken malzeme olarak $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ heteroyapılı sistem elektro-optik cihaz uygulamalarında kullanılabilir. Günümüzde doğada saf olarak bulunmayan yarıiletken ince filmler yapay tekniklerle üretilmektedir. Bu tekniklerin günümüzde yaygın olarak kullanılanları; Buhar Faz Epitaksi (VPE), Kimyasal Buhar Birikimi (CVD) ve Moleküler Demet Epitaksi (MBE, Şekil1.1) şeklinde sıralanabilir. MBE sistemi ilk kez 1970'li yıllarda geliştirilmeye başlandı [3, 4]. Bu yöntemi diğer büyütme yöntemlerinden üstün kılan özellikler katkı konsantrasyonunun belirlenmesi, büyütme sırasında yüzeyin kontrol edilmesi, çevreye zararlı maddelerin yayılmaması ve kalınlık hassasiyetinin ayarlanmasının oldukça ileri düzeyde oluşturulabilmesidir. MBE sistemi ülkemizde ilk olarak, DPT-2001K120590 nolu proje kapsamında Gazi Üniversitesi Fizik Bölümünde Yarıiletken Malzeme ve Teknolojileri Araştırma Biriminde kurulmuştur [5].

Bu çalışmada, MBE tekniği kullanılarak üretilen ve foto-algılayıcı olarak tasarlanan üç değişik $GaAs/AlGaAs$ çoklu kuantum yapısı için karanlık akım çeşitli matematiksel modellerle incelendi ve elde edilen sayısal sonuçlar deneysel sonuçlarla karşılaştırıldı.



Şekil 1.1. Anadolu Üniversitesi, Nanoboyut Araştırma Laboratuvarı'nda kurulu MBE sisteminin genel görünüşü.

BÖLÜM 2

GaAs TABANLI YAPILAR, OPTİK VE ELEKTRİKSEL ÖZELLİKLERİ

2.1. YASAK ENERJİ ARALIĞI

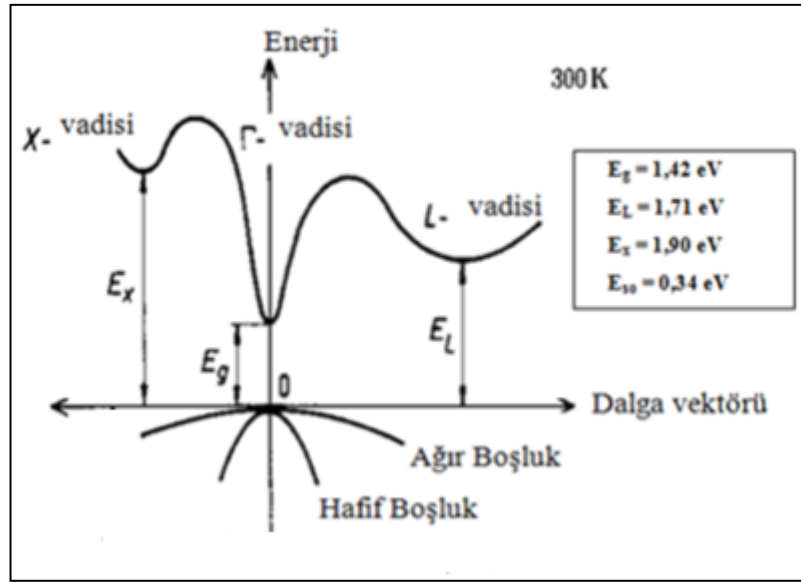
Bir atomda elektronlar Pauli ilkesi ve kuantum koşullarına uygun olarak kesikli seviyelerde dizilirler. Serbest haldeki atomlar bir araya gelerek kristal yapıyı oluştururken, karşılıklı bağlanma kuvvetleri etkin hale gelir. Serbest haldeyken aynı enerjilerde bulunan atomik enerji seviyeleri, bir araya geldiklerinde birbirleriyle aynı enerjiye sahip olamayacakları için ayrışır. Bu ayrışma arası fark çok küçük olduğundan (10^{-19} eV) alt bantlar oluşur ve tümünün toplamı için sürekli banttandır [1].

Elektronların dalga fonksiyonlarının kuvvetli etkileşimleri sonucunda dış yörüngelere ait enerji bantları, iç yörüngelerdekine göre daha geniştir çünkü iç yörüngelerdeki elektronlar komşu atomlardan daha az etkilenmektedirler. Genellikle dış bantlarda kuantum durumları ya boş ya da kısmen doludur. Bantlar oluşuktan sonra bantlar arasında elektron geçişleri, Pauli dışarlama ilkesine göre başlar ve istatistiksel denge kuruluncaya kadar devam eder. Böylece alt bantlar üst banttaki elektronlarla doldurulur. Dolu bant “*değerlik (valence) bandı*”, ve üstteki boş bant ise “*iletkenlik (conduction) bandı*” olarak adlandırılır. İletkenlik bandı ile değerlik bandı arasındaki enerji aralığı, *yasak enerji aralığı* (E_g) adını alır. Elektronlar bu iki bant arasında bulunmazlar. Yarıiletkenlerin bant aralığı birkaç eV mertebesindedir [1].

Kristalde bulunan elektronlar bu enerji bantlarında hareket edebilirler. Kristalin örgü noktalarında bulunan atomların sahip oldukları potansiyel alanları, serbest elektron veya boşlukların hareketini belirler. Eğer kristal yapıda herhangi bir düzensizlik mevcutsa, elektronların yada boşlukların hareketi bundan etkilenecektir. Kristal

içerisinde meydana gelen bu düzensizliklere kristal kusurları denir. Kristal kusurları yarıiletkenin elektriksel özelliklerini önemli ölçüde etkilemektedir [1].

Değerlik bandı maksimumu, iletkenlik bandının minimumu ile aynı momentum (k) değerine sahip yarıiletkenlere, doğrudan (direkt) bant aralıklı yarıiletkenler, farklı k değerinde bulunanlara ise dolaylı (endirekt) bant aralıklı yarıiletkenler denir. Bu doğrultuda GaAs kristalinin enerji-momentum ($E-k$) ilişkisi Şekil 2.1’de incelendiğinde doğrudan bant yapısına sahip olduğu görülmektedir [2].



Şekil 2.1. GaAs'in bant yapısı [1].

GaAs için 300 K’de $E_g = 1,42 \text{ eV}$ değerine karşılık gelmektedir. GaAs’in bant yapısı incelendiğinde, hafif boşluk (light hole) ve ağır boşluk (heavy hole) bantları $k = 0$ noktasında dejeneredir. X, Γ ve L doğrultusunda görülen iletim bantındaki enerji vadilerinin en küçük yasak enerji aralığı Γ doğrultusundadır. Değerlik bantında Γ doğrultusunda maksimum olduğu için bu doğrultudaki yasak enerji aralığı bant aralığı olarak tanımlanır.

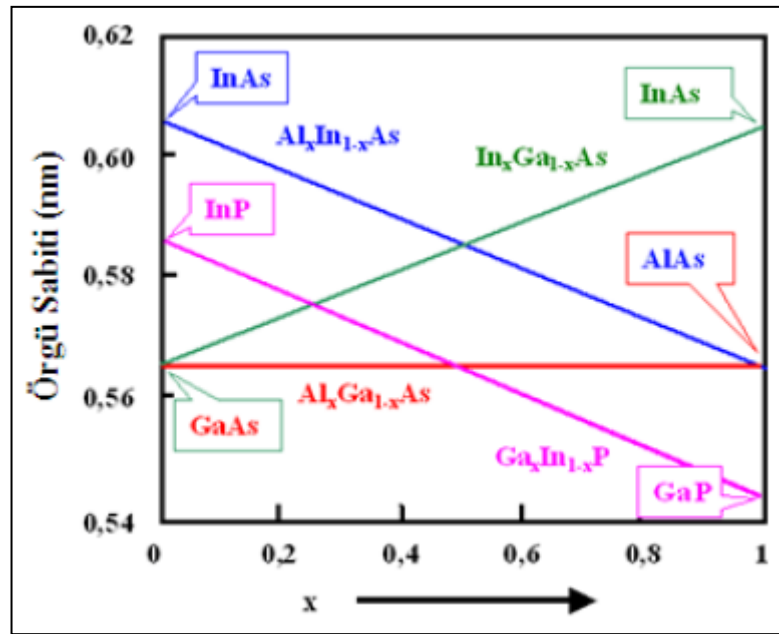
2.2. GaAs / Al_x Ga_{1-x} As BİLEŞİĞİ

Bu tez çalışmasında karanlık akım hesabı yapılan GaAs ve Al_x Ga_{1-x} As bileşiklerine ait bazı parametrelerin oda sıcaklığındaki değerleri Çizelge 2.1’de verilmektedir.

Çizelge 2.1. GaAs AlGaAs bileşiklerinin oda sıcaklığındaki sabit verileri [1].

	GaAs	Al_x Ga_{1-x} As
Kristal Yapısı	Çinko sülfür	Çinko sülfür
Örgü Sabiti (Å)	5,65325	5,6533+0,0078x
Yasak Bant Aralığı (eV) (300 K)	1,424	x<0,45 1,424+1,247x x>0,45 1,9+0,125x+0,143x ²
Elektron etkin kütlesi (m_e/m₀)	0,067	0,067+0,083x (x<0,45)
Erime Noktası (°C)	1240	1240-58x+558x ² (katı yüzey)
		1240+1082x-582x ² (sıvı yüzey)
Kırılma indisi	3,255(1+4,5×10 ⁻⁵ T)	
De Broglie Elektron Dalgaboyu (Å)	370	370+54x+22x ²
1 cm³ deki atom sayısı	4,22×10 ²²	(4,22-0,17x)×10 ²²
Dielektrik Sabiti	12,90	12,90-2,84x
Yüksek Frekanslı Dielektrik Sabiti	10,89	10,89-2,73x
Termal genişleme katsayısı (10⁻⁶ K⁻¹)	6,03	5,97-1,76x

GaAs/AlGaAs'in QWIP'lerde yaygın olarak kullanılmasının sebebi, Şekil 2.2'den de görülebileceği gibi GaAs ve AlAs arasındaki örgü uyumu ve bu malzemelerin büyütülebilmesinin nispeten kolay olmasıdır. AlGaAs yerine InGaAs yapılsaydı örgü sabiti değişimin fazla olması sebebiyle kristal kusurları oluşacaktı. Bu kusurlarda serbest elektronların tuzaklanmasını ve sistemin çalışmamasını sağlar. GaAs ve AlAs, 300 K'de sırasıyla, 1,42 ve 2,16 eV bant aralığına sahiptir [1]. Bu durumda $Al_xGa_{1-x}As$ bileşiğinin bant aralığı, bileşikteki Al yüzde miktarı (x değeri) değiştirilerek 1,42 ile 2,16 eV arasında bir değere ayarlanabilir.



Şekil 2.2. GaAs ve AlAs'ın örgü sabitleri [1].

2.3. DÜŞÜK BOYUTLU YAPILAR

2.3.1. Kuantum Sınırlaması

Makro boyutlarda, katı maddelerin optik özellikleri maddenin boyutlarına bağlı değildir. Eğer kristalin boyutlarını küçültürsek, kristalin optik özellikleri boyutlarına bağlı olacaktır çünkü yapı kuantum sınırlamasının etkisini hissetmeye başlayacaktır. Heisenberg belirsizlik ilkesine göre bir parçacık x ekseninde Δx uzunluğunda sınırlanırsa, momentumda bir belirsizlikle karşılaşılır;

$$\Delta p_x \approx \frac{\hbar}{\Delta x} \quad (2.1)$$

Eğer parçacık diğer yönlerde serbestse ve m kütlesine sahipse, x doğrultusundaki sınırlandırma dolayısıyla ek bir kinetik enerjiye ihtiyaç duyacaktır. Gerekli bu kinetik enerjiye sınırlandırılmış kinetik enerji denir.

$$E_{\text{sınırlama}} = \frac{(\Delta p_x)^2}{2m} \approx \frac{\hbar^2}{2m(\Delta x)^2} \quad (2.2)$$

Bu sınırlandırılmış enerji, parçacığın x doğrultusundaki ısı hareketinden kaynaklı kinetik enerjisiyle kıyaslanabilir veya daha büyük değere sahipse, önemlidir. Bu durum;

$$E_{\text{sınırlama}} \approx \frac{(\Delta p_x)^2}{2m} > \frac{1}{2} k_B T \quad (2.3)$$

şeklinde yazılabilir. Öyleyse, parçacığın sınırlandığı mesafe;

$$\Delta x \approx \sqrt{\frac{\hbar^2}{mk_B T}} \quad (2.4)$$

olduğu durumunda, kuantum sınırlama etkileri önemli olmaya başlar.

Son yıllarda sıklıkla duyulan ve yarıiletken malzemeler kullanılarak yapılabilen kuantum sınırlamasının olduğu yapılar, sınırlama boyutuna göre Kuantum kuyular (1 boyutta kısıtlama), Kuantum teller (2 boyutta kısıtlama), Kuantum noktalar (3 boyutta kısıtlama) olarak adlandırılırlar. Yani, bu yapılar içindeki elektron ve boşluklar sırasıyla, 2, 1 ve 0 serbestlik derecesine sahiptirler.

2.3.2. Kuantum Kuyuları

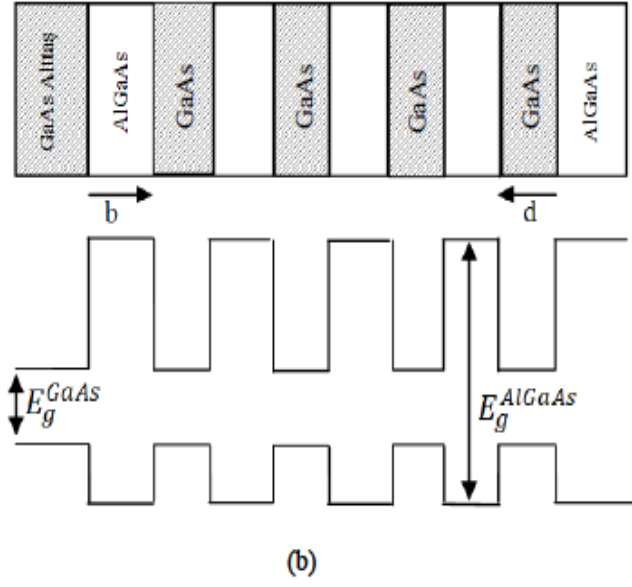
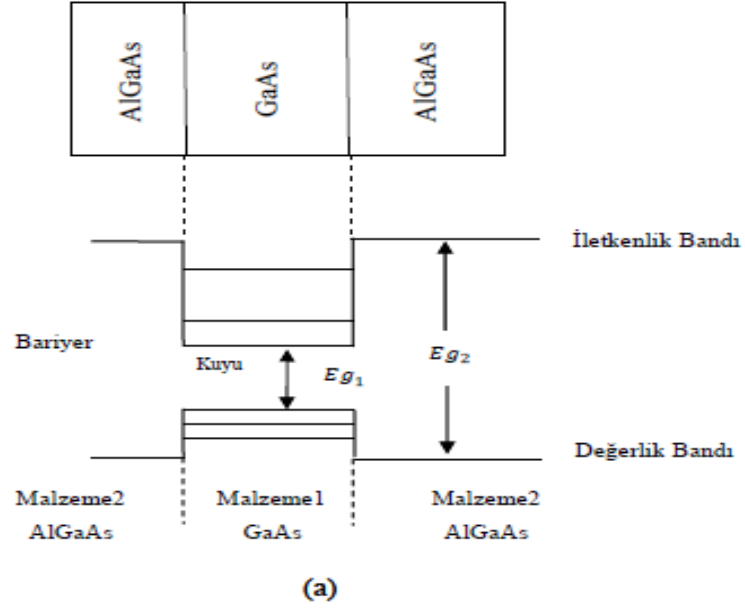
Kuantum kuyu kavramı ilk olarak Esaki ve Tsu tarafından 1970 yılında kullanılmıştır. Kuantum kuyuları ilginç optik özelliklere sahip olmasından dolayı opto-elektronik uygulamalarında sıkça kullanılmıştır [1].

Şekil 2.2a, GaAs/AlGaAs kuantum kuyusunun şematik çizimini göstermektedir. AlGaAs'ın bant aralığı, GaAs'dan daha büyüktür; GaAs'ın iletkenlik bandı minimumu ve değerlik bandının maksimumu, AlGaAs'ın bant aralığının içinde kalır. Dolayısıyla, GaAs tabakasındaki elektronlar, iletkenlik bantlarındaki süreksizliklerden dolayı oluşan her iki taraftaki potansiyel engeller tarafından tuzaklanır. Şekil 2.2a'da GaAs'ın AlGaAs tarafından kuşatılmasıyla oluşan kuantum kuyu şematik olarak gösterilmiştir. Şekil 2.2b'de ise bu yapının tekrar edilmesiyle (d genişliğinde birbirini tekrar eden GaAs kuantum kuyularının, b kalınlığındaki AlGaAs tabakalarıyla birbirinden ayrılmasıyla) oluşturulan yapı görülmektedir. Bu çeşit yapılar, b bariyer genişliğine bağlı olarak ya *çoklu kuantum kuyuları* (*multiple quantum well, MQW*) yada *süperörgü* (superlattice, SL) olarak adlandırılır.

Kuantum kuyulu yapılarda ışık soğurulması ve/veya ışık yayılımı, kuantum sınırlamadan kaynaklı oluşan elektron ve boşlukların bulunabilecekleri alt bantlar arasındaki geçişlerle olmaktadır. Fotodedektörler bu geçişlerdeki fizik kurallarına dayanarak çalışan sistemlerdir [6].

Bir GaAs kuantum kuyusuna konan elektronun durumunu anlamak için matematiksel bir model seçilerek, elektronun alabileceği enerji değerleri, dalga fonksiyonu ve konumunun beklenen değerleri hesaplanabilir.

Seçtiğimiz matematiksel modelde, elektronun etkin kütlelerinin kuyu ve bariyerlerde aynı ve farklı olduğu durumlar incelendi.



Şekil 2.3. GaAs/AlGaAs a) tekli kuantum kuyusunun, b) çoklu kuantum kuyu veya süper örgü yapının şematik diyagramı [1].

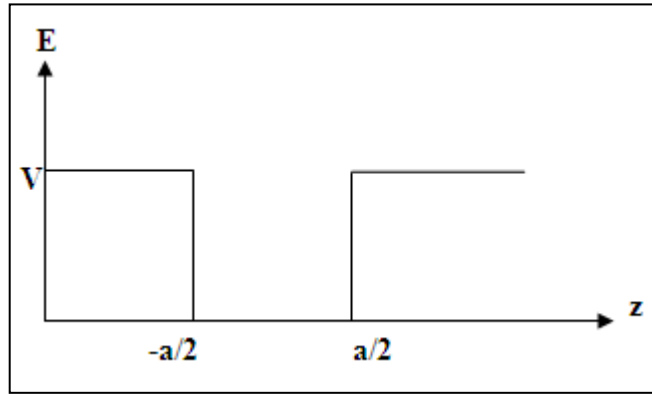
BÖLÜM 3

TEORİK HESAPLAMALAR

3.1. SONLU KARE KUYU

Kuantum kuyusu içinde hapis olan elektron hidrojen atomunda olduğu gibi kesikli enerji değerlerine sahip olur. Detektörlerin çalışma ilkesi kuantum kuyularında elektronların foto emisyonuna dayanmaktadır. Bu sebeple potansiyel kuyusu içerisinde elektronun alabileceği enerji değerlerinin bilinmesi gerekir.

Bu bölümde elektronun etkin kütlelerini kuyu ve bariyer içerisinde aynı ve farklı olduğu durumlar incelenerek alabileceği enerji değerleri, dalga fonksiyonu, konumunun beklenen değerleri hesaplanmıştır.



Şekil 3.1. Sonlu potansiyel kuyu.

Şekil 3.1.'de kuantum kuyusu basit olarak modellenmiştir. Burada a kuyu genişliği, V bariyer yüksekliğidir. V pozitif ve sabittir. Potansiyelin bağlı ($E < V$) ve saçılma ($E > V$) durumları vardır. Elektronun kuyu içerisinde tuzaklanması için enerjisinin kuyu potansiyelinden küçük olması gerekir. Bu sebeple bağlı ($E < V$) durum incelenmiştir.

Schrödinger dalga denklemlerini yazalım [6].

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial z^2} \psi(z) + V \psi(z) = E \psi(z) \quad z \leq -\frac{a}{2} \quad (3.1)$$

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial z^2} \psi(z) = E \psi(z) \quad -\frac{a}{2} \leq z \leq \frac{a}{2} \quad (3.2)$$

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial z^2} \psi(z) + V \psi(z) = E \psi(z) \quad z \geq \frac{a}{2} \quad (3.3)$$

$z \leq -\frac{a}{2}$ için çözüm;

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} \psi(z) = \frac{2m(V-E)}{\hbar^2} \psi(z) \quad \text{veya} \quad \frac{\partial^2}{\partial z^2} \psi(z) = \kappa^2 \psi(z)$$

olarak yazılır. Burada κ reel ve pozitif bir sayı olmak üzere

$$\kappa = \frac{\sqrt{2m(V-E)}}{\hbar} \quad (3.4)$$

dir. Genel çözüm $\psi(z) = A \exp(-\kappa z) + B \exp(\kappa z)$ olur. $z \rightarrow -\infty$ için ilk terim iraksar ve genel çözüm:

$$\psi(z) = B \exp(\kappa z) \quad (3.5)$$

şeklindedir. $-\frac{a}{2} \leq z \leq \frac{a}{2}$ için çözüm;

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} \psi(z) = -\frac{2mE}{\hbar^2} \psi(z) \quad \text{veya} \quad \frac{\partial^2}{\partial z^2} \psi(z) = -k^2 \psi(z)$$

olarak yazılır. Burada κ reel ve pozitif bir sayı olmak üzere;

$$k = \frac{\sqrt{2mE}}{\hbar} \quad (3.6)$$

Genel çözüm:

$$\psi(z) = A \cos(kz) + B \sin(kz) \quad (3.7)$$

şeklindedir. Çözümler tek veya çift olabilir. Temel enerji düzeylerini belirlemek istediğimizden çift fonksiyon ile çalışacağız. Çünkü ψ_1 çift fonksiyondur. $\psi(-z) = \psi(z)$ olduğu için sınır koşullarını sadece bir tarafta örneğin $z = \frac{a}{2}$ de uyguladığımızda diğer tarafta da uygulamış oluruz.

$z \geq \frac{a}{2}$ için $\psi(z) = A \exp(-\kappa z) + B \exp(\kappa z)$ olur. $z \rightarrow +\infty$ için ikinci terim ıraksar. Genel çözüm:

$$\psi(z) = B \exp(-\kappa z) \quad (3.8)$$

şeklini alır. Sonuçta dalga fonksiyonunun çözümleri:

$$\psi(z) = \begin{cases} B \exp(\kappa z) & z \leq -\frac{a}{2} \\ A \cos(kz) & -\frac{a}{2} \leq z \leq \frac{a}{2} \\ B \exp(-\kappa z) & z \geq \frac{a}{2} \end{cases} \quad (3.9)$$

şeklinde verilir. Sınır koşulları $-\frac{a}{2}$ ve $\frac{a}{2}$ de ψ ve $d\psi/dz$ süreklidir. $z = \frac{a}{2}$ de bu koşulları uygulayalım:

$$B \exp\left(-\kappa \frac{a}{2}\right) = A \cos\left(k \frac{a}{2}\right) \quad (3.10)$$

$$-\kappa B \exp\left(-\kappa \frac{a}{2}\right) = -kA \sin\left(k \frac{a}{2}\right) \quad (3.11)$$

Bu iki sınır koşulundan;

$$k \tan\left(k \frac{a}{2}\right) - \kappa = 0 \quad (3.12)$$

elde edilir. *Mathematica* programında bu denklemi kolaylıkla çözebilmek için birimsizleştirmemiz gerekir. Tüm E enerjilerini V potansiyeline bölerek denklemi birimsizleştirebiliriz.

$$\frac{\sqrt{2mE}}{\hbar} \tan\left(\frac{\sqrt{2mE}}{\hbar} \frac{a}{2}\right) - \frac{\sqrt{2m(V-E)}}{\hbar} = 0 \quad (3.13)$$

$$\frac{\sqrt{2mE/V}}{\hbar} \sqrt{V} \tan\left(\frac{\sqrt{2mE/V}}{\hbar} \frac{a}{2} \sqrt{V}\right) - \frac{\sqrt{2mV(1-E/V)}}{\hbar} = 0 \quad (3.14)$$

$$\sqrt{\frac{E}{V}} \tan\left(\frac{\sqrt{2mV}}{\hbar} \frac{a}{2} \sqrt{\frac{E}{V}}\right) - \sqrt{1 - \frac{E}{V}} = 0 \quad (3.15)$$

$$x = \frac{E}{V} \quad (3.16)$$

$$A_0 = \frac{\sqrt{2mV}}{\hbar} \frac{a}{2} \quad (3.17)$$

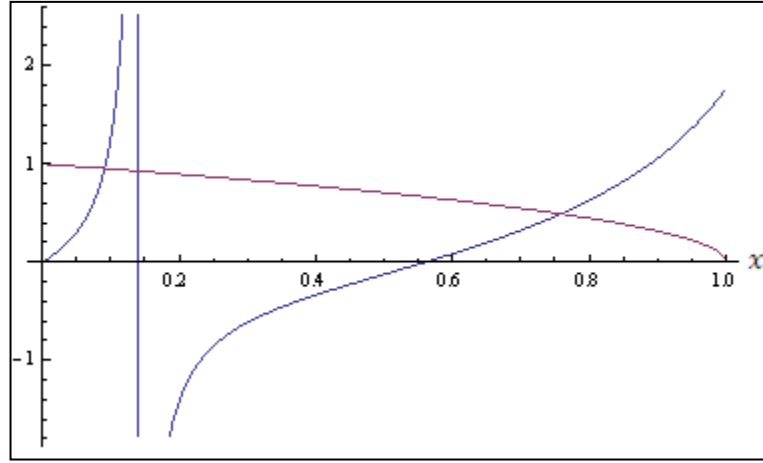
olarak alabiliriz. Burada elektron enerjisi en fazla kuyu potansiyeline eşit olabilir ($E_{\text{maksimum}} = V$). Dolayısıyla $x \leq 1$ olmalıdır. Genel çözüm:

$$\sqrt{x} \tan(A_0 \sqrt{x}) - \sqrt{1-x} = 0 \quad (3.18)$$

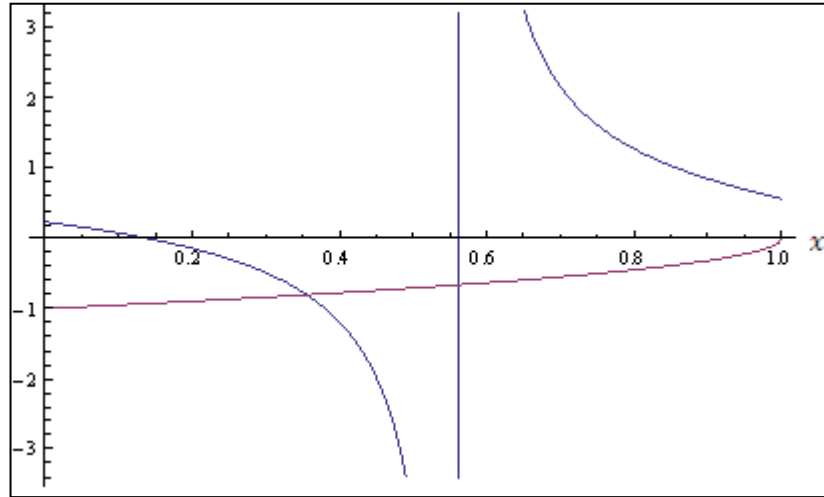
şeklini alır. Benzer işlemler tek (sinüs) bağlı durum için yapılırsa

$$\sqrt{x} \cot(A_0 \sqrt{x}) + \sqrt{1-x} = 0 \quad (3.19)$$

elde edilir. Yeni oluşturduğumuz (3.18) ve (3.19) nolu denklemler birimsizdirler. Dolayısıyla bu denklemleri hem çözmek hem de grafiklerini çizmek kolay olacaktır. Bu iki denklem *Mathematica* programında nümerik olarak çözülebilir. Grafik çözümler nümerik çözümlere rehberlik yapar, kesin sonuçları vermez ancak nümerik çözümleri bulmada yardımcı olur. Şekil 3.2-3.3, denklem (3.18) ve denklem (3.19)' un grafik çözümlerini göstermektedir.



Şekil 3.2. Denklem (3.18)'in $a = 200 \text{ \AA}$ ve $V = 100 \text{ meV}$ için grafik çözümü (çift durumlar).



Şekil 3.3. Denklem (3.19)'un $a = 200 \text{ \AA}$ ve $V = 100 \text{ meV}$ için grafik çözümü (tek durum).

Dalga fonksiyonunu normalize ederek fonksiyondaki bilinmeyen sabitler bulunabilir. Bunun için dalga fonksiyonunun sürekliliğini kullanabiliriz. $z = -\frac{a}{2}$ de iki dalga fonksiyonu eşit olmalıdır. Çift çözümler için:

$$B = A \exp\left(\kappa \frac{a}{2}\right) = \cos\left(k \frac{a}{2}\right) \quad (3.20)$$

Tek çözümler için :

$$B = A \exp\left(\kappa \frac{a}{2}\right) = \sin\left(k \frac{a}{2}\right) \quad (3.21)$$

elde edilir. B sabiti dalga fonksiyonlarında yerine yazılarak dalga fonksiyonu normlanır. Normalizasyon:

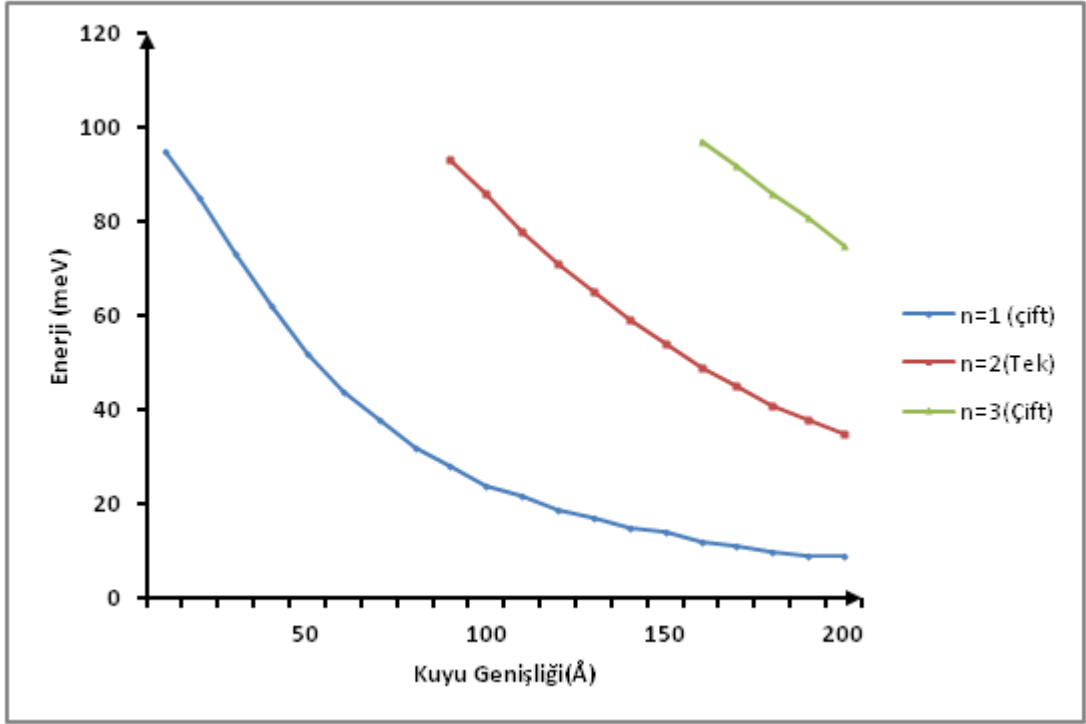
$$\int_{-\infty}^{\infty} |\psi(z)|^2 dz = 1 \quad (3.22)$$

işlemi ile yapılır.

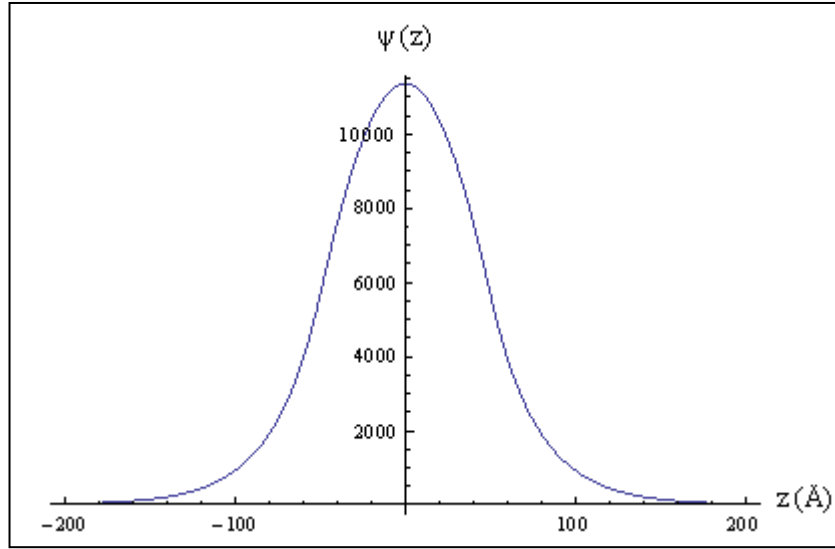
GaAs ve GaAlAs tekli kuantum kuyusunda $V=100$ meV ve etkin kütlesi $m=0.067m_e$ olan elektron için hesaplanan enerji, A sabiti ve $\langle z \rangle$ değerleri aşağıda tablo halinde verilmiştir. Çizelge 3.1, GaAs tekli kuantum kuyusunun sabit kütle $m = 0.067m_e$ ve $V = 100$ meV için enerji değerlerini, şekil 3.4 ise grafiğini göstermektedir. Şekil 3.5-3.6 $\psi(z)$ dalga fonksiyonunun $a = 100$ Å ve z (büyütme yönü) ye bağlı grafiklerini göstermektedir.

Çizelge 3.1. GaAs ve AlGaAs tekli kuantum kuyusunda $V=100$ meV ve etkin kütlesi $m = 0.067m_e$ olan elektron için hesaplanan Enerji, A sabiti ve $\langle z \rangle$ değerleri.

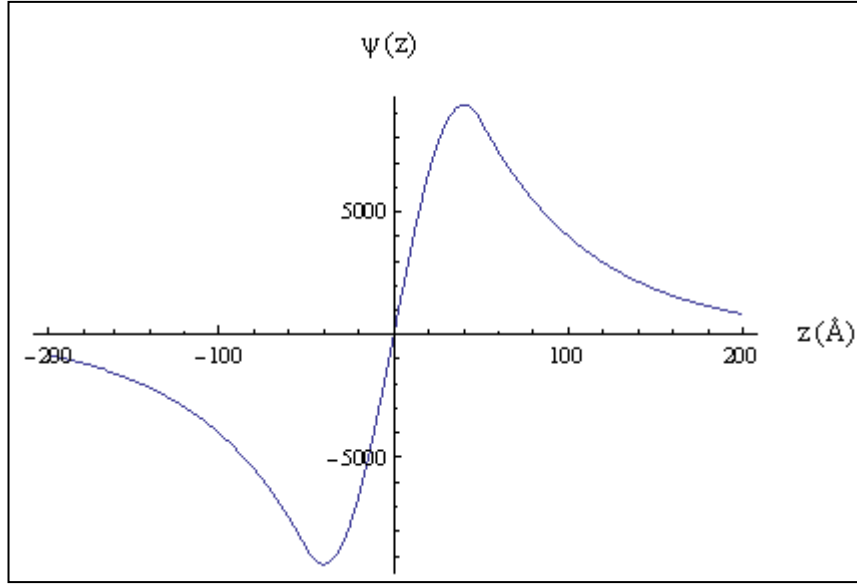
Kuyu genişliği(Å)	n = 1 çift çözümler		n = 2 tek çözümler		$\langle z \rangle$ değerleri (Å)
	A(m ⁻¹)	Enerji(meV)	A(m ⁻¹)	Enerji(meV)	
90	11689,3	28,4895	8476,02	93,5973	12,6203
100	11358,4	24,9471	9345,65	86,3427	16,5327
110	11044	22,0060	9676,24	78,8324	19,8288
120	10747,6	19,5431	9768,05	71,7036	22,7687
130	10469,4	17,4634	9740,70	65,1868	25,4728
140	10208,5	15,6934	9650,47	59,3338	28,0090
150	9963,84	14,1757	9526,52	54,1198	30,6200
160	9734,32	12,8654	9384,99	49,4899	32,7347



Şekil 3.4. GaAs tekli kuantum kuyusunda sabit kütle $m = 0.067m_e$ ve $V = 100$ meV için enerji değerleri.



Şekil 3.5. $\psi(z)$ dalga fonksiyonunun $a = 100$ Å ve $n = 1$ için z 'ye bağlı grafiği.



Şekil 3.6. $\psi(z)$ dalga fonksiyonunun $a = 100 \text{ \AA}$ ve $n=2$ için z 'ye bağlı grafiği.

3.2. SONLU POTANSİYEL KUYUSUNDA ETKİN KÜTLE FARKLILIĞI

Buraya kadar yapılan işlemlerde elektronun kuyu içindeki etkin kütlesi (m_w) ile bariyer içerisindeki etkin kütlesini (m_b) aynı olduğunu kabul ettik. Gerçekte bu kütleler farklıdır. Deneysel sonuçlara göre x konsantrasyon yoğunluğuna bağlı olarak $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ engelleri ile çevrili GaAs potansiyel kuyusunda :

$$m_w = 0,067m_e$$

$$m_b = (0,067+0,083x)m_e$$

$$V_0 = (0,67) (1247) x \text{ meV}$$

olarak alınmalıdır [6].

Elektronun bağlı durumu için Schrödinger dalga denklemini yazalım.[14]

$$-\frac{\hbar^2}{2m_b} \frac{\partial^2}{\partial z^2} \psi(z) + V \psi(z) = E \psi(z) \quad z \leq -\frac{a}{2} \quad (3.23)$$

$$-\frac{\hbar^2}{2m_w} \frac{\partial^2}{\partial z^2} \psi(z) = E \psi(z) \quad -\frac{a}{2} \leq z \leq \frac{a}{2} \quad (3.24)$$

$$-\frac{\hbar^2}{2m_b} \frac{\partial^2}{\partial z^2} \psi(z) + V \psi(z) = E \psi(z) \quad z \geq \frac{a}{2} \quad (3.25)$$

Bu üç denklem için bulunacak çözümler sabit kütle için hesapladığımız çözümlerle aynı olacaktır. Sadece k ve κ sabitlerinin içerdiği kütleler farklıdır.

$$k = \frac{\sqrt{2m_w E}}{\hbar} \quad (3.26)$$

$$\kappa = \frac{\sqrt{2m_b(V-E)}}{\hbar} \quad (3.27)$$

$$\psi(z) = \begin{cases} B \exp(\kappa z) & z \leq -\frac{a}{2} \\ A \cos(kz) & -\frac{a}{2} \leq z \leq \frac{a}{2} \\ B \exp(-\kappa z) & z \geq \frac{a}{2} \end{cases} \quad (3.28)$$

Sınır koşulları $-\frac{a}{2}$ ve $+\frac{a}{2}$ de $\psi(z)$ ve $\frac{1}{m} \frac{\partial \psi(z)}{\partial z}$ süreklidir. $z = \frac{a}{2}$ de bu koşulları uygularsak;

$$B \exp\left(-\kappa \frac{a}{2}\right) = A \cos\left(k \frac{a}{2}\right) \quad (3.29)$$

$$-\frac{\kappa B}{m_b} \exp\left(-\frac{\kappa a}{2}\right) = -\frac{kA}{m_w} \sin\left(\frac{ka}{2}\right) \quad (3.30)$$

elde edilir. (3.29) ve (3.30) denklemlerinden genel çözüm:

$$\frac{k}{m_w} \tan\left(\frac{ka}{2}\right) - \frac{\kappa}{m_b} = 0 \quad (3.31)$$

elde edilir. Benzer işlemler tek çözümler için yapılırsa;

$$\frac{k}{m_w} \cot\left(\frac{ka}{2}\right) + \frac{\kappa}{m_b} = 0 \quad (3.32)$$

elde edilir. Denklem (3.31) ve (3.32)'ye, Bölüm 3.1'deki gibi birimsizleştirme işlemi uygulayabiliriz. Bu durumda x ile A sabitleri;

$$x = \frac{E}{V} \quad (3.33)$$

$$A = \frac{\sqrt{2m_w V}}{h} \frac{a}{2} \quad (3.34)$$

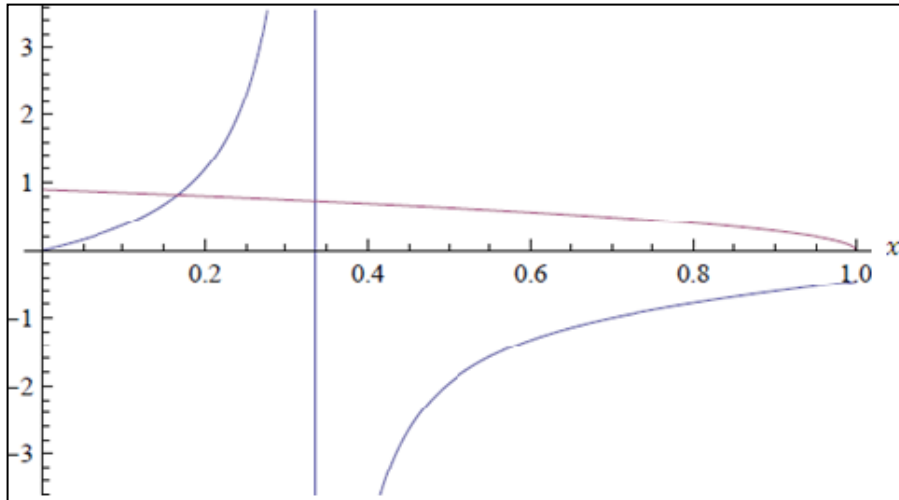
olacaktır. Gerekli işlemler yapılarak çift çözümler için:

$$\sqrt{x} \tan(A\sqrt{x}) - \sqrt{\frac{m_w}{m_b}} \sqrt{1-x} = 0 \quad (3.35)$$

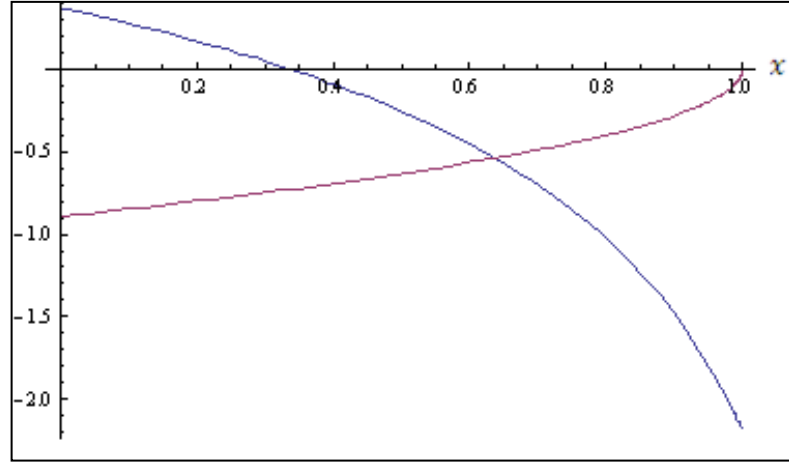
tek çözümler için:

$$\sqrt{x} \cot(A\sqrt{x}) + \sqrt{\frac{m_w}{m_b}} \sqrt{1-x} = 0 \quad (3.36)$$

denklemleri elde edilir. Bu iki denklem *Mathematica* programında nümerik olarak çözülebilir. Şekil 3.7-3.8, denklem (3.35) ve denklem (3.36)'un grafik çözümlerini göstermektedir.



Şekil 3.7. Denklem (3.35)'in grafik çözümü (çift durumlar).

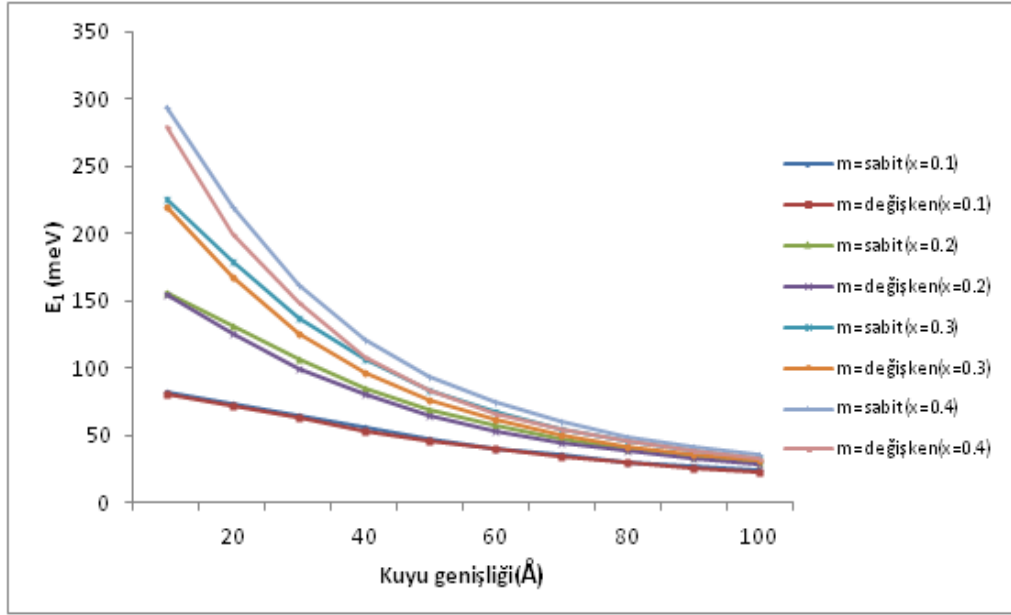


Şekil 3.8. Denklem (3.36)'nın grafik çözümü (tek durumlar).

Çizelge 3.2. $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ engelleri ile çevrili GaAs potansiyel kuyusunda elektronun temel enerji değerlerini, Şekil 3.9 ise grafiğini göstermektedir.

Çizelge 3.2. $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ engelleri ile çevrili GaAs potansiyel kuyusunda elektronun temel enerji değerleri.

Kuyu genişliği (Å)	$E_1(\text{meV})$ $m = 0.067m_e$				$E_1(\text{meV})$ $m = (0.067+0.083x)m_e$			
	x = 0,1	x = 0,2	x = 0,3	x = 0,4	x = 0,1	x = 0,2	x = 0,3	x = 0,4
10	80,6196	155,8940	226,4830	292,9320	80,2843	153,545	219,5630	278,6170
20	73,2330	131,3490	179,4590	220,4400	72,2712	126,198	167,2450	199,2720
30	64,0783	106,1520	137,3150	161,9310	62,6905	100,372	125,6460	143,3480
40	55,1100	85,2914	105,8590	121,3030	53,5883	80,0743	96,3973	107,6150
50	47,1620	69,1304	83,2032	93,4075	45,7144	64,7771	75,8649	83,2602
60	40,4827	56,7806	66,7656	73,8254	39,1539	53,2448	61,1081	66,2451
70	34,9215	47,2905	54,6078	59,6839	33,7553	44,4354	50,2131	53,9303
80	30,3258	39,9072	45,4207	49,1889	29,3172	37,5944	41,9652	44,7443
90	26,5200	34,0807	38,3348	41,2076	25,6528	32,1938	35,5815	37,7150
100	23,3519	29,4170	32,7668	35,0065	22,6071	27,8644	30,5440	32,2186

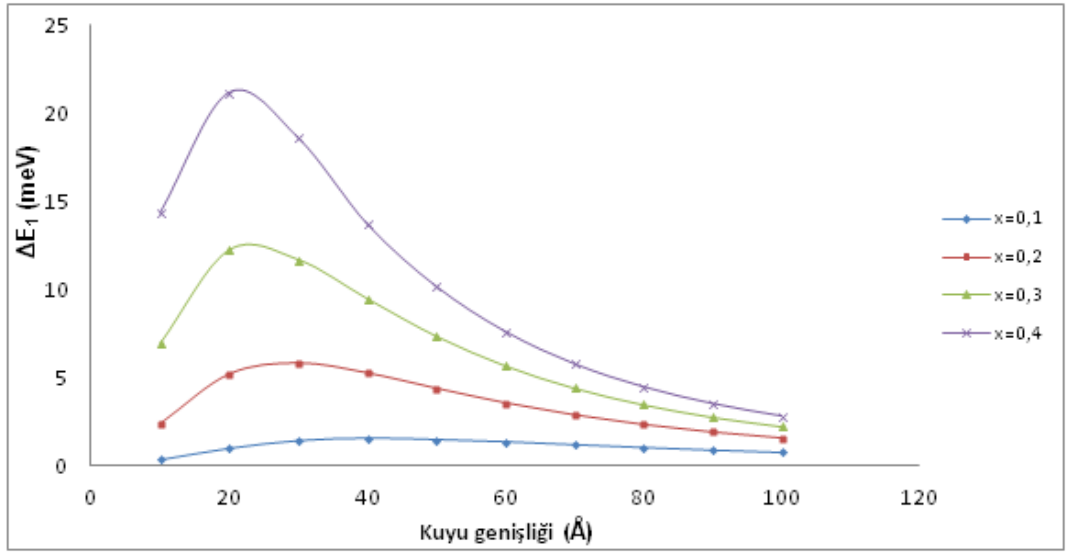


Şekil 3.9. $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ engelleri ile çevrili GaAs potansiyel kuyusunda elektronun temel enerji değerleri.

Çizelge 3.3, elektronun temel enerji farkının konsantrasyon ve kuyu genişliğine bağlı değerleri, Şekil 3.10 ise grafiğini göstermektedir.

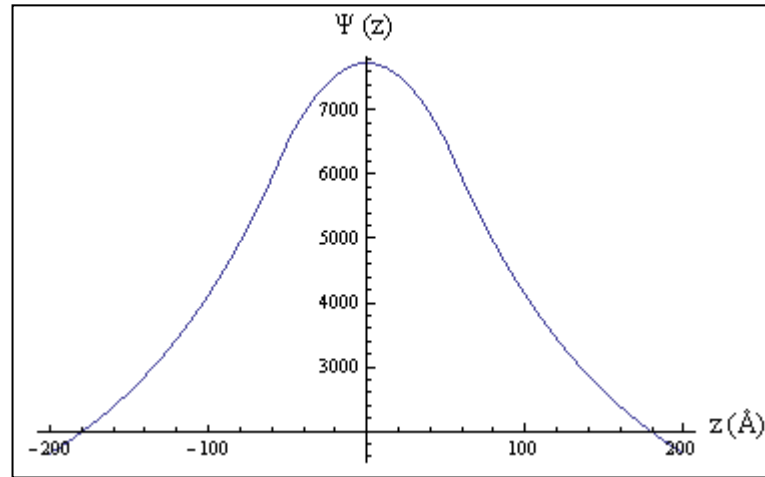
Çizelge 3.3. Elektronun temel enerji farkının $\Delta E_1 = E_1(m=\text{sabit}) - E_1(m(z))$ konsantrasyon ve kuyu genişliğine bağlı değerleri.

$\Delta E_1 = E_1(m=\text{sabit}) - E_2(m(z))$ (meV)				
	x = 0,1	x = 0,2	x = 0,3	x = 0,4
10	0,3353	2,3490	6,9200	14,3150
20	0,9618	5,1510	12,2140	21,1680
30	1,3878	5,7800	11,6690	18,5830
40	1,5217	5,2171	9,4617	13,6880
50	1,4476	4,3533	7,3383	10,1473
60	1,3288	3,5358	5,6575	7,5803
70	1,1662	2,8551	4,3947	5,7536
80	1,0086	2,3128	3,4555	4,4446
90	0,8672	1,8869	2,7533	3,4926
100	0,7448	1,5526	2,2228	2,7879

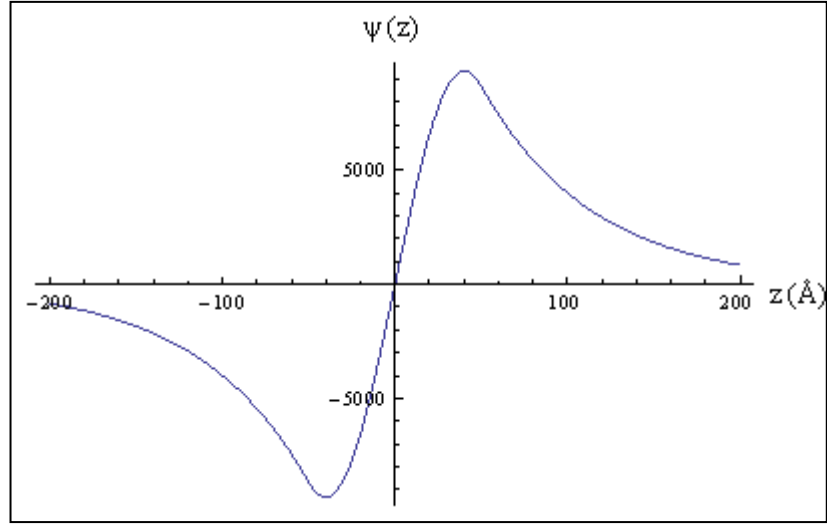


Şekil 3.10. Elektronun temel enerji farkının $\Delta E_1 = E_1(m=\text{sabit}) - E_1(m(z))$ kuyu genişliğine bağlı grafiği.

Şekil 3.11-3.12 $\psi(z)$ dalga fonksiyonunun $a = 100 \text{ \AA}$ $x = 0.2$ için z (büyütme yönü) ye bağlı grafiklerini göstermektedir.



Şekil 3.11. $\psi(z)$ dalga fonksiyonunun $a = 100 \text{ \AA}$ $x = 0.2$ ve $n = 1$ için z 'ye bağlı grafiği.



Şekil 3.12. $\psi(z)$ dalga fonksiyonunun $a = 100 \text{ \AA}$ $x = 0.2$ ve $n = 2$ için z 'ye bağlı grafiği.

Yapılan bu hesaplamalardan şu sonuçları çıkarabiliriz:

- Düşük konsantrasyon da etkin kütleler kuyu ve bariyerde aynı alınabilir. Yüksek konsantrasyonlarda kütleler farklı alınmalı.
- Kuyu içerisinde elektronun temel enerji farkı $\Delta E_1 = E_1(m=\text{sabit}) - E_1(m(z))$ konsantrasyon arttıkça artıyor, kuyu genişliği arttıkça azalıyor.

Dolayısıyla yüksek konsantrasyon ve dar kuyularda enerji farkı fazla olduğu için kuyu ve bariyerde kütle farklı alınmalı. Bu hesaplamalar karanlık akım hesaplamalarını daha kolay yapabilmemiz için bir araç olarak düşünülebilir.

BÖLÜM 4

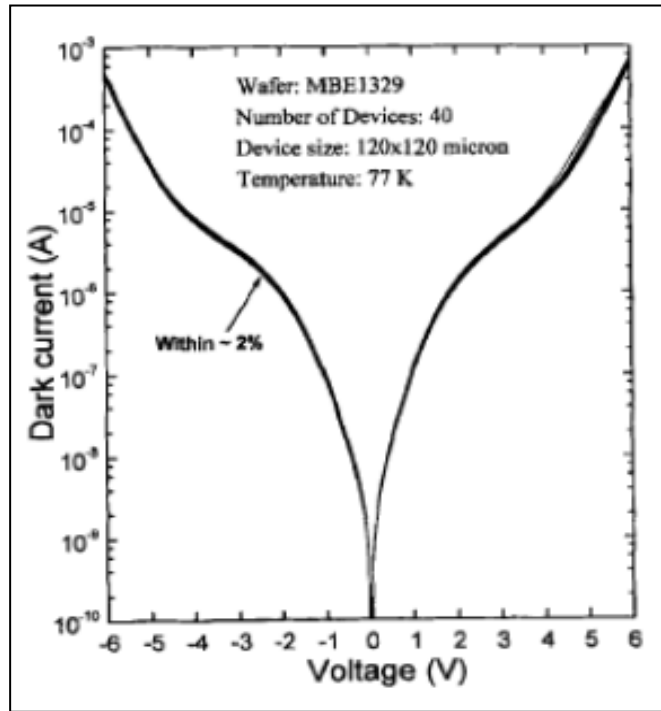
KUANTUM KUYULU KIZIL ÖTESİ FOTODEDEKTÖR FİZİĞİ

4.1. GİRİŞ

Fotodedektörler elektronların alt bantlar arasındaki geçişlerdeki fizik kurallarına dayanarak çalışan sistemlerdir. Yarı iletkenlerde optik alt bantlar arası geçişin (ISBT) ilk çalışmaları metal oksit inversion tabakalarındaki 2 boyutlu elektron sistemleri üzerinde olmuştur. İlk kez IR cihazlarında kuantum kuyularını kullanma fikri Chang, Esaki ve Sakaki tarafından ortaya atılmıştır [7]. Kuantum kuyularını IR cihazlarında kullanılarak yapılan ilk deneme Chui ve Smith tarafından rapor edilmiştir [8]. IR ile ilgili teorik düşüncelerin somutlaştırılması önerisi Coon ve Karunasiri [9], Goossen ve Lyon tarafından gerçekleştirilmiştir [10]. Kuantum kuyularında ISBT ile ilgili ilk deneyler West ve Eglash tarafından yürütülmüştür [11]. Daha sonra güçlü alt bantlar arası soğurma ve Stark kayması Harwit ve Harris tarafından gözlenmiştir [12]. Kuantum kuyulu fotodedektörlerle ilgili ilk net anlaşılır açık gösterim Levine ve arkadaşları tarafından yapıldı [13]. O tarihten itibaren Bell laboratuvar grubu tarafından büyük ilerlemeler kaydedildi. Günümüzde geniş FPA (focal plane arrays) sistemleri mükemmel bir düzgünlükle üretilebilmektedir. Bu konu ile ilgili çeşitli makaleler yayınlandı. Kuantum kuyularında ISBT ile ilgili araştırma faaliyetlerinin 1990 lı yılların ortalarında zirveye ulaşmıştır [14].

IR detektörler için HgCdTe ve InSb tabanlı teknolojiler yaklaşık 2-20 μm kızıl ötesi algılama ve görüntüleme için geliştirilmişken neden QWIP'lerle çalışıldığı hakkında doğal bir soru akla gelmektedir. Peki QWIP'lerin avantajı nedir? İlk ve en önemli avantajı gerekli malzemenin elde edilebilmesi ve işleme teknolojisinin kolay olmasıdır. Şekil 4.1 de 40 farklı cihaz için karanlık akım-voltaj karakteristiğinin iyi bir homojenlik gösterdiği görülmektedir. QWIP'de Si ve InP temelli dedektörler de

araştırılmaktadır fakat bu araştırmalar olgunlaşmamıştır. Teknoloji olgunlařtıķca QWIP dedektörlere dayanan görüntüleme sistemlerinin maliyeti, HgCdTe ve InSb temelli sistemlerin maliyetlerinden çok daha düşük olacaktır ve büyük oranda üretme kapasitesi sağlanabilir. Gelişmiş cihaz fonksiyonelliği ve diğer cihazlarla entegrasyonunun kolaylığı aķısından kuyu detektörlerinin esnekliği (üretim esnekliği) ikinci bir avantajıdır. Isıl görüntüleme için 3-12 μm arası çok ilginçtir. GaAs temelli detektörler bu bölgeyi kapsar [14].



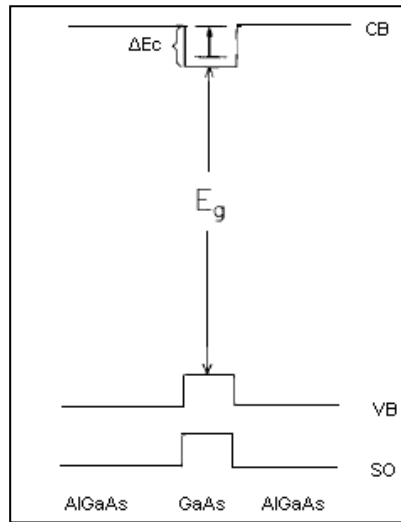
şekil 4.1. Düzgünlük testi sonucu: $5 \times 5 \text{ mm}^2$ alanda yerleşen pratikte özdeş 40 adet cihaz için karanlık akım-voltaj karakteristikleri 8-12 μm arası bölgede duyarlı 32 kuyulu QWIP yapıların standart alanıdır [14].

4.2. ALTBANTLAR ARASI GEÇİŞİN BASİT BİR TARİFİ

Bu bölümde iletim bantındaki ISBT (alt bantlar arası geçiş) ler ele alınacaktır. Burada sunulan örnekler GaAs tabanlı Moleküler Demet Epitaksi tarafından yapılır. Bu sistemler için bir polarizasyon seçim kuralı, bu çalışmaların ilk yıllarında Coon ve Karunasiri tarafından gerçekleştirildi [9]. Sadece büyütme yönündeki polarize ışık ISBT neden olabilir. Seçim kuralı etkin kütlelerin tek izotropik olduğu yaklaşımın yapıldığı kuantum kuyularında geçerlidir. Seçim kuralı doğal olarak kesin değildir,

düzeltilmeler yapılabilir. Seçim kuralının bozulmasının sebebi bant karışmasıdır. Fiziksel akıl yürütme seçme kuralının kesinliği, bahsi geçen bantların enerji aralıkları ile ilgilidir. İletkenlik bandına en yakın bant değerlik bantıdır (GaAs için). O zaman ilgili enerji oranı E_n/E_g dir. Burada E_n iletkenlik bandındaki kısıtlanmış durumların enerji özdeğerleridir. E_g ise band aralığıdır (Referans noktasının yani sıfır enerjinin, E_n için kuyunun iletkenlik bandı kenarıdır). Detektörlerde kullanılan genel kuantum kuyuları için bu oran küçüktür. Dolayısıyla seçme kuralının doğru olduğu düşünülür. Deneysel olarak Liu tarafından gösterildiği gibi en fazla %10 sapma vardır [14].

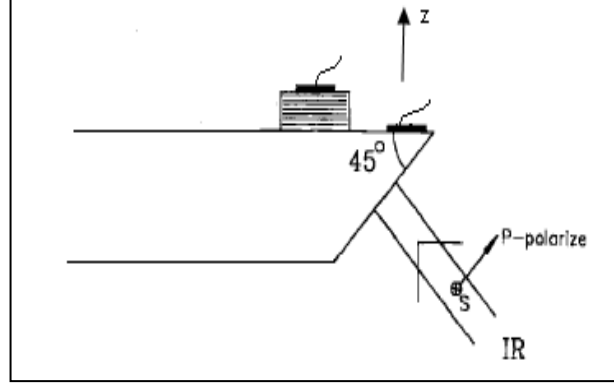
GaAs-AlGaAs Kuantum kuyusu için şematik bant kenarı profili Şekil 4.2’de çizilmiştir. İletkenlik bandında alt bantlar arası optik geçiş okla gösterilmiştir. Dik enerji ölçeği doğru olanla kaba bir şekilde orantılı bir şekilde çizilmiştir. Görüldüğü gibi en yakın bantlar olan değerlik ve spin-orbit split-off (SO) bantları alt bantların enerjisine göre çok uzaktadır. Bundan dolayı VB ve SO bantlarının iletkenlik bandına etkisi çok küçük olacaktır. Bant aralığına karşı gelen enerji (E_g) iletkenlik bantının ofset değerinin (ΔE_c) yaklaşık 10 katıdır. Dolayısıyla Seçme kuralı yüksek bir kesinliğe sahiptir [14].



Şekil 4.2. GaAs-AlGaAs kuantum kuyusunun şematik bant kenarı profili [14].

Seçme kuralından dolayı dik ışık gönderme geometrisi (büyütme yönünde gönderilen ışık) uygun değildir. Genel olarak Levine tarafından önerildiği gibi 45° açı geometrisi Şekil 4.3’de gösterildiği gibi uygulanır [13]. Bu geometri ışığın yarısını

çöpe atar, fakat basit ve uygun bir geometridir. Bir dedektörün performansını ölçmede kullanılan genel yöntemdir. Dedektör uygulamalarının büyük bir kısmı büyük iki boyutlu FPA'lerden gerektirir. Bunlar ise 45° lik geometriye uygun değildir. Bu aygıtlar için ise çeşitli yöntemler vardır.



Şekil 4.3. 45° yüzeyden ışık etkileşim geometrisi.

Alt bantlar arası geçişin basit bir resmini elde etmek için basit bir sonsuz kare potansiyel kuyusunun fiziğini kullanabiliriz [11]. Bu durumda dalga fonksiyonu ve enerji özdeğeri şöyledir:

$$\psi(\vec{k}_{xy}) = \sqrt{\frac{2}{L_w A}} \sin\left(\frac{\pi n z}{L_w}\right) \exp(i\vec{k}_{xy} \cdot \vec{x}) \quad (4.1)$$

$$E_n(\vec{k}_{xy}) = \frac{\hbar^2}{2m} \frac{\pi^2 n^2}{L_w^2} + k_{xy}^2 \quad (4.2)$$

Burada L_w kuyu genişliği, A x-y düzlemindeki normalizasyon sabiti, n pozitif tam sayı, k_{xy} ise düzlem içi dalga vektörü ve m ise kuyudaki etkin kütedir. Burada kuyu $z = 0$ ile $z = L_w$ arasında duruyor gibi düşünülmektedir. Denklem (4.2) tek durum yerine niçin alt bant teriminin kullanıldığını açıklar. Verilen belli bir kuantum durumu için farklı düzlem içi momentuma sahip bir çok elektronu bu duruma konabilir. Dengedeki temel durum alt bant için elektronların yer kaplaması $n_{2D} = (m/\pi\hbar^2)E_f$ ile belirlenen Fermi enerjisine götürür. Burada n_{2D} iki boyutlu kuantum kuyusu elektron yoğunluğu (taşıyıcı yoğunluğu), $m/\pi\hbar^2$ ise iki boyutlu durum yoğunluğudur.

Herhangi iki durum arasındaki dipol matrisi momenti şu şekilde verilir:

$$e \langle z \rangle = eL_w \frac{8}{\pi^2} \frac{nn'}{(n^2-n'^2)^2} \quad (4.3)$$

Osilatör büyüklüğü:

$$f \equiv \frac{2m\omega}{\hbar} \langle z \rangle^2 = \frac{64}{\pi^2} \frac{n^2 n'^2}{(n^2-n'^2)^3} \quad (4.4)$$

Işığın gönderildiği düzlemde polarize olmuş ve büyütme eksenine göre θ açısıyla giden IR ışınının soğrulma ihtimali:

$$\eta = \frac{e^2 \hbar}{4\varepsilon_0 n_r m c} \frac{\sin^2 \theta}{\cos \theta} n_{2D} f \frac{1}{\pi} \frac{\Delta E}{(E_{nn'} - \hbar\omega)^2 + (\Delta E)^2} \quad (4.5)$$

Burada ε_0 boşluğun dielektrik katsayısı, n_r kırılma indisi, c ışık hızı $E_{nn'} = E_n - E_{n'}$ ve ΔE yarı genişlik yayılmasıdır. Genişleme ile ilgili çizgi şekil Lorenzian olarak modellenmiştir. Tepe noktasında ($E=\hbar\omega$) soğurma ΔE ile ters orantılıdır. Verilen herhangi bir n_{2D} değeri için soğurma m ile ters orantılıdır; yani daha küçük bir Etkin kütle daha büyük soğurma demektir. Verilen bir E_f için soğurma m den bağımsızdır. Çünkü $n_{2D} = (m/\pi\hbar^2)E_f$ (enerji sabit ise kütleden bağımsız). Denklem (4.5)'in çıkarılması dipol etkileşim hamiltonu ve Ferminin altın kuralı kullanılarak çok kolay yapılır.

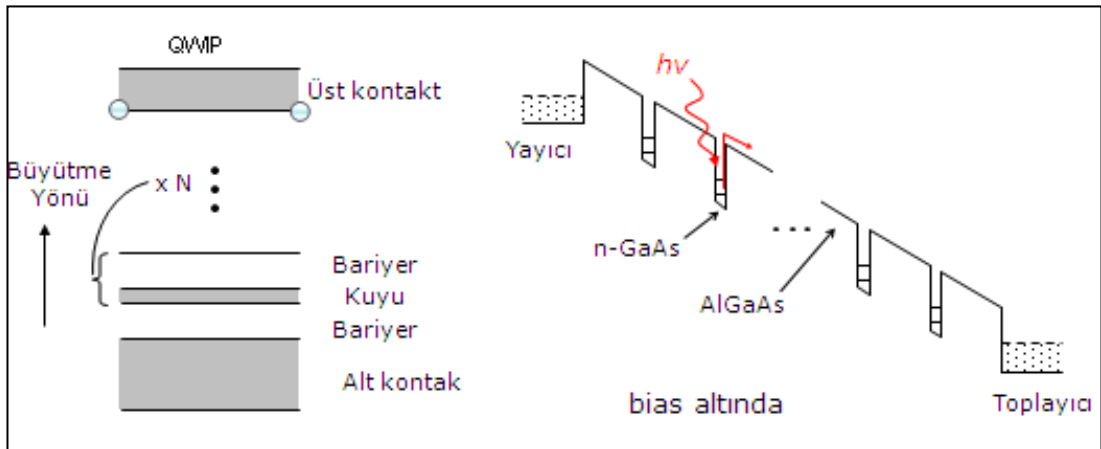
Denklem (4.5)'deki $\sin^2\theta$ terimi daha önce bahsedilen polarizasyon seçim kuralından gelir. $\theta \rightarrow 90^\circ$ $\cos \theta$ terimi fiziksel değilmiş gibi durur. Fakat η nin anlamı kuyudan geçen ışığın soğrulma ihtimali olduğu için bu uç durumda ($\theta=90^\circ$) geçme uzunluğu sonsuz olur. Bu da sonsuz büyüklükte soğurma demektir. Eğer birisi (uzunluk) = $L_w/\cos \theta$ olmak üzere $\eta=\alpha \times$ (uzunluk) ile tanımlanan α soğurma sabiti miktarını düşünseydi bu miktar her zaman sonlu olacaktı. Sonlu bariyerleri olan gerçek bir kuantum kuyusu için kuyu uzunluğu yerine (L_w) kuantum kuyusunun yapısının tüm uzunluğunu (bariyer dahil) seçmek daha fiziksel olacaktı.

Alt bantlar arası geçişin soğrulmasının ne kadar güçlü olduğunu görmek için denklem (4.5)'e değer verelim. Tipik bir 8-12 μm arasında çalışan dedektörler için yarı genişlik $\Delta E = 0.01 \text{ eV}$ dur. Temel durumdan ilk uyarılmış duruma geçiş için osilatör büyüklüğü $f = 0.961$ (Denklem (4.4)'de $n' = 1$ ve $n = 2$ yazılarak bulunabilir, bu sayı ne kadar büyükse geçiş o kadar kuvvetlidir.) [14].

4.3. KARANLIK AKIM

Detektörün çalışma ilkesi kuantum kuyularından elektronların foto emisyonuna dayanmaktadır. Ancak elektronlar bir elektromanyetik uyarımın yokluğunda bile termal uyarılmalar sebebiyle kuyu dışına çıkabilir ve istenmeyen bir akım oluşturur. Bu akıma karanlık akım denir.

Detektörlerinin fiziğine detaylı bir şekilde girmeden önce, Şekil 4.4' de n tipi GaAs/AlGaAs'dan yapılmış bir detektörün en basit halini göstereyim.



Şekil 4.4. GaAs/AlGaAs QWIP'in bias(voltaj) altında iletkenlik band kenarı profili(sağ) ve tabakaların şematik gösterimi (sol).

Her iki taraftaki kontaklar aynı n-tipi malzemeden yapılmıştır. Cihaz temelde tek yönlü bir foto detektördür. Genellikle gerekli soğurma için bir çok kuyu gerekmektedir (10-100 gibi).

Kuyu detektörlerin dizaynı ve optimizasyonu için karanlık akımın iyice anlaşılması gerekmektedir çünkü karanlık akım, detektördeki gürültüye katkıda bulunmakta ve çalışma sıcaklığını belirlemektedir. Bu tez çalışmasında iki tane basit, fiziksel model sunulmasına rağmen fiziksel resim açıkça gözükecektir.

4.4. BASİT FİZİKSEL MODELLER

Bu bölümde fiziki durumu tanımlamak üzere bazı genel kabullenmeler veya yaklaşımlar yapılmıştır. Bunlar;

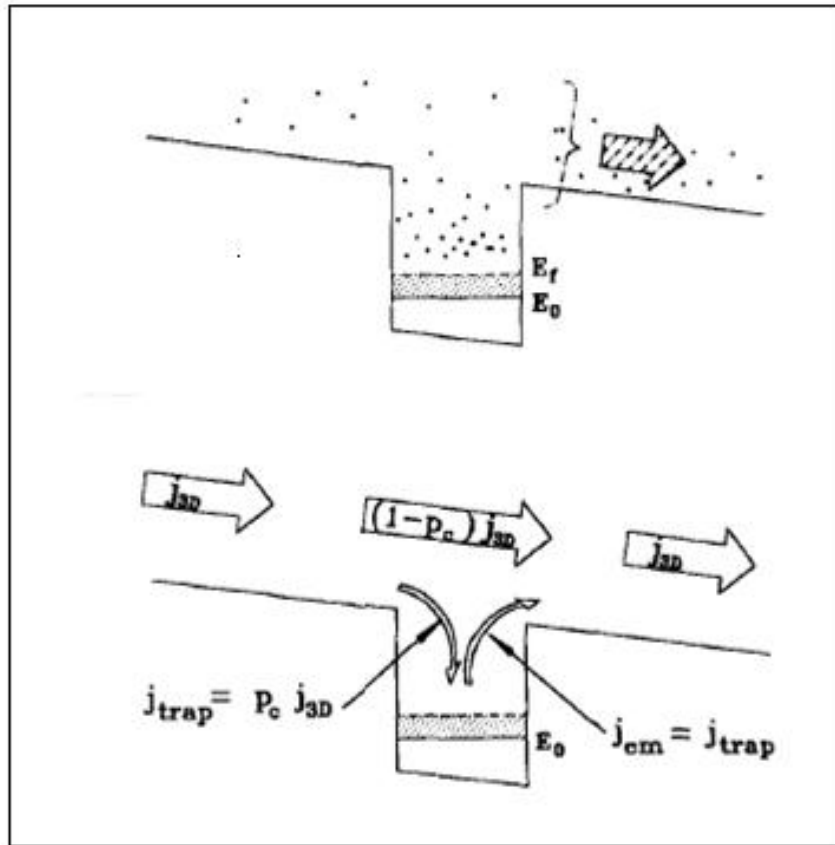
- Kuyular arası tünellemeler karanlık akıma önemli bir katkı yapmaz,
- Her kuyudaki elektron yoğunluğu sabit kalır,
- Yoğun bir şekilde ekilmiş yayıcılar mükemmel enjeksiyon kontak vazifesi görür,
- Kuyular genelde bir tane alt band içerir. Bu duruma bir sonraki alt bandın bariyere yakın veya bariyerle aynı olma durumu da dahildir.

İlk kabullenme bariyerlerin yeteri kadar kalın olması ile sağlanır. İkinci kabullenme iyi bir yaklaşımdır fakat özellikle Liu tarafından deneylerle gösterildiği gibi büyük bias voltajlarında kesin bir şekilde doğru değildir Üçüncü kabullenme, Liu tarafından da deneylerle gösterildiği gibi, birçok kuyuyu içeren kuyu detektörleri için doğrudur. Kontakların etkisi az sayıdaki kuyular için çok önemlidir. İyi bir detektör için ise son kabullenme sağlanmalıdır [14].

Tipik bir kuyu detektöründe, karanlık akım, elektronların bariyerin üstünde akması, ve elektronların kuyu tarafından tutulup yayılması ile kontrol edilir. Şekil 4.5 görsel olarak, elektron dağılımını (üst) ve karanlık akımı kontrol eden işlemleri (alt) göstermektedir. Şeklin üst kısmı; sonlu sıcaklıklarda, elektronların sadece kuyuya bağlı olmadıklarını fakat aynı zamanda kuyunun dışına ve bariyerin üstüne de dağıtıldıklarını gösterir. Karanlık akımı kontrol eden elektronların enerji bölgesi büyük bir parantezle gösterilmiştir.

Şeklin alt kısmı ise karanlık akım yollarını göstermektedir. Bariyer bölgelerinde

(bariyerlerin üstü) akım 3 boyutlu (3D) akmaktadır. Bu akım karanlık akım J_{dark} 'a, eşit olup j_{3D} olarak etiketlenmiştir. Her kuyunun yakınlarda, kuyudan elektronların yayılması karanlık akıma katkıda bulunmaktadır (j_{em}). Kuyudaki elektron yoğunluğunu azaltıcı yöndeki bu akım, durağan şartlarda kuyu tarafından elektronların tuzaklanması veya yakalanması ile dengelenmek zorundadır ($j_{trap} = j_{em}$). Karanlık akım tüm yapı boyunca aynı olduğundan, j_{3D} ve j_{em} (veya j_{trap}) birbirleri ile ilişkilidir. Eğer bariyer yüksekliğinden daha fazla bir enerjiye sahip ve kuyu üzerinde gezen bir elektron için bir yakalanma veya tuzaklanma ihtimali; p_c tanımlarsak, bu durumda $j_{trap} = p_c j_{em}$ ve yakalanan ve yakalanmayanların toplamı bariyer bölgesindeki akıma eşit olmalıdır: $j_{3D} = j_{trap} + (1 - p_c)j_{3D} = j_{em} + (1 - p_c)j_{3D}$. Bu fiziksel resimle beraber, birisi karanlık akım J_{dark} 'i, j_{3D} 'yi direk hesaplayarak bulabilir veya j_{em} 'i hesapladıktan sonra, $J_{dark} = j_{em}/p_c$ 'yi kullanarak J_{dark} 'i bulabilir [14].



Şekil 4.5. Elektron dağılımı (üstte) ve karanlık akımı kontrol eden işlemlerin (altta) şematik gösterimi [14].

4.4.1. 3D Taşıyıcı Sürüklenme Modeli

İlk fiziksel model J_{dark} 'ı, j_{3D} 'yi direkt bularak hesaplar. Bariyerlerin üstünde 3D bir elektron yoğunluğu hesaplanır ve sadece sürüklenme katkısı hesaba katılır (difüzyon göz ardı edilir). Bu model ilk olarak Kane tarafından açık ve öz bir şekilde sunulmuştur [15]. Karanlık akım yoğunluğu şöyle verilir.

$$J_{dark} = en_{3D}\vartheta(E) \quad (4.6)$$

burada $\vartheta(E)$ elektrik alanın fonksiyonu olarak sürüklenme hızıdır. 3D yoğunluk bariyerleri, bulk yarıiletken gibi düşünerek hesap edilir. Süper örgü band yapısı etkileri göz ardı edilir. Bu haklı görülebilir çünkü bariyerler kalındır ve ortaya çıkan süper örgü mini band boşlukları, cihazın çalışma sıcaklığındaki ısı enerjiden $k_B T$ 'den daha küçüktür. 2D kuantum kuyusu etkisi sadece Fermi enerjisini hesaplariken ortaya çıkar. Kuyu detektörler normal olarak dejenere bir şekilde ekilirler. Tamamen bir iyonizasyon olduğunu kabul edersek, 2D ekme yoğunluğu n_{2D} ile verilen kuyudaki elektron yoğunluğuna eşittir. Fermi enerjisi, $n_{2D} = (m/\pi\hbar^2)E_f$ formülü kullanılarak kolayca hesaplanabilir. Önceden belirtilen tüm kabullenmeler ışığında, basit bir hesaplama:

$$n_{3D} = 2(m_b k_B T / 2\pi\hbar^2)^{3/2} \exp(-E_{act}/k_B T) \quad (4.7)$$

bulunur. Burada m_b bariyerdeki etkin kütle, E_{act} ise ısı aktivasyon enerjisidir, bu enerji ise bariyerin üstü ile kuyudaki Fermi enerjisinin üstü arasındaki fark olarak verilir. Burada $E_{act}/k_B T \gg 1$ olduğu kabul edildi. Bu durum bir çok pratik durum için geçerlidir.

Sürüklenme hızı genel hali ile:

$$\vartheta(E) = \frac{\mu E}{[1 + (\mu E / \vartheta_{sat})^2]^{1/2}} \quad (4.8)$$

olarak verilir, Burada μ düşük alan hareketliliği ve ϑ_{sat} ise doymuş sürüklenme hızıdır.

Modelin geçerliliği konusunda bir uyarıda bulunmak lazım. Buradaki anahtar nokta, denge değerini sıfır voltaj (bias) da alarak ve Fermi seviyesini kuyu ekilmesi ile belirleyerek n_{3D} 'nin hesaplanmasıdır. Bundan dolayı sonucun sadece düşük elektrik alanlarda geçerli olacağı beklenmektedir. Bir genişletme veya geliştirme olarak, Man ve Pan ve Chu 3D bariyer elektronları ve 2D kuyu elektronları için farklı taşıyıcı sıcaklıkları veya Fermi seviyeleri içeren bir model önerdi [16]. Man ve Pan bariyer sıcak elektron sıcaklığını, 2D kuyu elektron sıcaklığına ve uygulanan elektrik alanına ilişkilendiren ampirik bir model uyguladılar; Chu ise 3D elektron Fermi seviyesini, tünelleme kaçış hızı ve elektron-fonon saçılmalarından kaynaklanan yakalanma hızına eşitleyerek hesap ettiler [16]. İki durumda da, deneylere daha çok uyan sonuçlar elde edildi. Bu basit model beklendiği gibi düşük elektrik alanlarda deneylerle uyum içerisindedir.

Aktivasyon enerjisi $E_{act} = V_b - E_0 - E_f$ (burada V_b bariyer yüksekliği, E_0 temel durum enerjisidir) olarak verilir [14].

4.4.2. Yayma-Tutma Modeli

İkinci model j_{em} 'i hesap eder sonra buradan da $J_{dark} = j_{em}/p_c$ 'yi kullanarak J_{dark} 'ı bulur. Bu model geniş bir elektrik alan bölgesinde yeterli sonuçlar verir [14].

Modeli sunmadan önce, diğer modelleri bir gözden geçirip üzerinde yorumlar yapalım. Levine tarafından verilen formül burada çıkarılacak olan modelle birebir aynıdır. Fakat formüle götüren fiziksel argümanlar farklıdır [17]. Yayma veya kaçmayı dengeleyen bir tuzaklama veya yakalama işleminden söz etmez. Bizce burada verilecek olan formül daha çok fiziksel bir temele sahiptir. Görüntü yük etkilerini, görüntü potansiyelinin genel formülü kullanarak içeren Andrews ve Miller'den de bahsedelim [18]. Bu formülasyon genelde dolu bir temel duruma sahip kuyular için doğru değildir. Görüntü yük etkilerinin, kuyu detektörü için ufak olması beklenmektedir. Çok bilinen bir makalede, Kinch ve Yariv bariyerler üzerinde

dağılmış 2D elektron yoğunluğu hesap eden bir model formüle ettiler [19]. Onlar da yine tuzaklama veya yakalama işlemlerini tartışmadılar. Yakın bir makalede, Xu ve Levine ile aynı formülü kullandı [17,20]

Petrov ve Shik'in modeli [21]; j_{em} 'i hesap eder ve bunu toplam karanlık akım diye düşünür. Sonuç; hız (v_z) ile geçirme katsayısının çarpımının entegrasyonu ile elde edildi (z koordinatı akım yönündedir). Bu yaklaşım elektronların kaçmasını sadece direkt tünelleme ile modeller ve saçılma-yardımlı kaçma işlemi göz ardı eder. En son bahsedilen işlem ki; baskın olan olduğunu düşünüyoruz, biraz sonra anlatılacak olan şeyleri içerir. Kuyudaki temel duruma ait ve 2D düzlem içi dağılım eğrisi üzerinde dağıtılmış elektronlar kendilerini kuyu dışına taşıyan ve bariyerde 3D hareketli taşıyıcı konumuna getiren bir saçılım durumuna uğrarlar.

Şimdi karanlık akım ifadesini çıkaralım. Meshkov'un [22], şu şekilde ifade edilebilecek önemli teorik sonucunu kullanacağız: saçılma durumları da dahil, bir elektronun bir boyutlu potansiyelde tünelleme hızı, tünelleme yönündeki enerjisinden ziyade toplam enerjisi ile kontrol edilir. Kalın bariyerler için, saçılma-yardımlı işlemler tünelleme geçirme ihtimalini belirler. Temel alt durumdan kaçan elektronlarla ilişkilendirilen j_{em} 'i hesap edelim. Aşağıdaki ifadeyi kullanacağız:

$$j_{em} = e \int_{E_0}^{\infty} dn_{2D} D(E, \xi) / \tau_{scatt} \quad (4.9)$$

$$dn_{2D} \equiv \frac{m}{\pi \hbar^2} \left[1 + \exp\left(\frac{E - E_f}{k_B T}\right) \right]^{-1} dE \quad (4.10)$$

Burada E_0 temel durum enerjisi; E elektronunun toplam enerjisi, ξ elektrik alan, $D(E, \xi)$ bariyerden büyük E'ler için birim değere sahip geçirme katsayısı; τ_{scatt} , elektronları 2D temel durumdan, bariyerin üstünde yer alan serbest 3D taşıyıcı durumlara transfer için saçılma zamanı ve E_f ise Fermi enerjisidir. Kesin konuşmak gerekirse, saçılma zamanı τ_{scatt} enerji bağımlıdır, fakat burada bir yaklaşım yaparak bu zamanı Denklem (4.9)'daki integralin dışına alacağız. Birisi bunu 'ortalama' bir τ_{scatt} almak olarak düşünebilir. Kuyu dışına taşıyıcının saçılması ve kuyu içine tuzaklanması işlemleri birbirinin tersi işlemler olduğu için başka bir yaklaşım

yaparak, $\tau_{scatt} = \tau_{life}$ olarak düşünüleceğiz (τ_{life} burada taşıyıcı tuzaklama işlemi ile ilgili yaşam süresidir). Sade olan son sonucu elde etmek için bu yaklaşımlar gereklidir. O zaman :

$$j_{em} = en_{2D}/\tau_{life} \quad (4.11)$$

$$n_{2D} = \int_{E_0}^{\infty} D(E, \xi) dn_{2D} \quad (4.12)$$

elde edilir. Yayma akımı j_{em} toplam karanlık akımın sadece bir kısmını oluşturur. Tuzaklama ve akım enjekte etmeyi de hesaba katarsak, toplam karanlık akım:

$$J_{dark} = j_{em}/p_c \quad (4.13)$$

olur. Burada tuzaklama veya yakalama ihtimali $p_c = \tau_{trans}/(\tau_{life} + \tau_{trans})$ ve τ_{trans} ise bir elektronun kısmi olarak çevreleyen bariyerleri de içeren, bir kuantum bölgesinden geçiş süresidir. (Aynı sembolün bütün yapıdan geçme süresi olarak tanımlandığı Liu'ye ters olarak [23] burada τ_{trans} ; yapıdaki çoklu kuantum kuyularının sadece bir periyodu ile ilişkilidir.) $p_c \ll 1$ limitinde (yani $\tau_{life} \gg \tau_{trans}$), uygulanan elektrik alanda çalışan cihazlarda doğru olduğu gibi, karanlık akım:

$$\begin{aligned} J_{dark} &= \frac{en_{2D}}{\tau_{life}} \times \frac{\tau_{life} + \tau_{trans}}{\tau_{trans}} \\ &\approx \frac{en_{2D}}{\tau_{trans}} \\ &\equiv \frac{e\vartheta n_{2D}}{\mathcal{L}} \end{aligned} \quad (4.14)$$

olur. Burada bariyerler üstündeki elektronların sürüklenme hızı $\vartheta \equiv \mathcal{L}/\tau_{trans}$ olup, \mathcal{L} ise ilgili uzunluk ölçeğidir.

Ortalıkta, τ_{life} ve τ_{life} 'in her ikisinde de gözüken ilgili uzunluk ölçeği \mathcal{L} hakkında bir kararsızlık vardır. Bu belirsizlik, elektronun kuantum mekaniksel tabiatı ve uyumlu yaşam süresi üzerine elektronun tam olarak nasıl bir uzunluk ölçeği ile dağıtıldığı sorusu ile ilgilidir. p_c 'nin tanımı ve fiziksel anlamı, kesin ve açıktır. Çünkü

aynı belirsizlik τ_{life} ve τ_{trans} 'in ikisinde de vardır. Bir yaklaşım olarak, uzunluk \mathcal{L} , çoklu kuantum kuyusu yapısının periyodu olarak alınabilir $L_p = L_w + L_b$; yani kuyu uzunluğu ve bariyer uzunluğunun toplamı. Fiziksel olarak, $\mathcal{L} = L_p$ almak, bariyer yeterince kalın olduğu sürece iyi bir yaklaşımdır. Fakat bariyer elektronun uyum uzunluğundan uzun olmamalıdır. Bundan dolayı birisi, L_p uzun olduğunda karanlık akımda bir azalma görebilir, fakat L_b yi arttırmak, belli bir noktadan sonra karanlık akımı fazla azaltmayacaktır. Denklem (4.10) ve (4.14) kullanarak ve $\mathcal{L} = L_p$ diyerek, karanlık akım için en son ifade:

$$J_{dark} = e\vartheta n_{2D}/L_p$$

$$= e\vartheta \int_{E_0}^{\infty} \frac{m_w}{\pi\hbar^2 L_p} D(E, \xi) \left[1 + \exp\left(\frac{E-E_f}{k_B T}\right) \right]^{-1} dE \quad (4.15)$$

olur. Fiziksel olarak, yukarıdaki ifadeye, sadece tuzaklama işlemini göz önüne alarak da varabilirdik. Önceki çıkarımlar, 2D elektron yoğunluğu n_{2D} 'yi $1/L_p$ ile çarparak, ortalama 3D yoğunluğa çevirerek elde edilmişti [17,18].

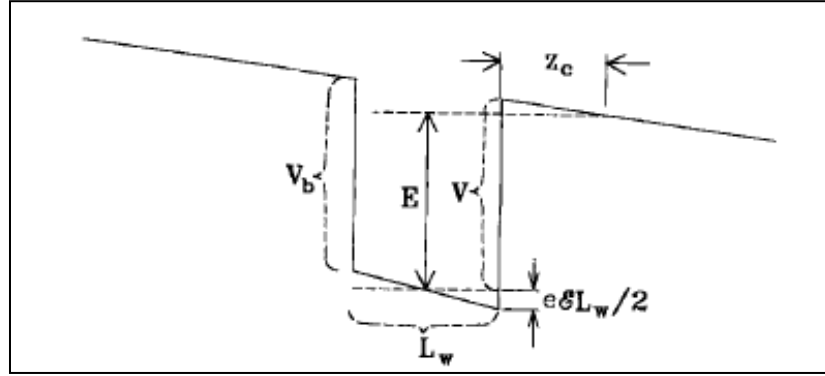
Bizim çıkarımızda, üst durumların etkisi doğrudan hesaba katılmadı. Çünkü üst durum (eğer varsa) bariyerin üst noktasına çok yakındır ve genişleme oldukça fazladır (yani dalga fonksiyonu serbest cisim dalga fonksiyonu gibi), bundan dolayı üst durumun karanlık akıma katkısı j_{3D} 'nin bir kısmıdır ve dolayısı ile zaten hesaba dahil edilmiştir.

Öncesinde olduğu gibi, ϑ ile ξ ilişkisi Denklem (4.8)'de verildiği gibidir. Denklem (4.15)'in elektrik alan bağımlılığı, Denklem (4.8) ile açıkça ve $D(E, \xi)$ ile dolaylı olarak verilmiştir. Wentzel-Kramers-Brillouin (WKB) yaklaşımını kullanarak, $D(E, \xi)$ şu şekilde verilir:

$$D(E, \xi) = \exp\left[-2 \int_0^{z_c} dz \sqrt{2m_b(V - E - e\xi z)}/\hbar\right] \quad (4.16)$$

burada $E < V$, m_b ise bariyer kütesidir. $V = V_b - e\xi L_w/2$ olup, bu formülle bias alanının bariyeri düşürmesi dahil edilmiştir. Bu ifade bariyerin düşürülmesini (yani azalmasını) hesaba alır, çünkü E_0 (kuyu merkezi referans alınmıştır) aşağı yukarı

ξ 'den bağımsızdır ve $z_c = (V - E)/e\xi$ klasik dönme noktasını tanımlar. Şekil 4.6 ilgili değerleri şematik olarak gösterir. WKB yaklaşımının transfer matris yaklaşımı kullanılarak elde edilmiş daha kesin sonuçlarla karşılaştırıldığında iyi sonuçlar verdiği görülür. Ayrıca, parabolik olmayan etkileri göz ardı ettik, bu etkiler hesaplanan geçirme katsayılarında ufak düzeltmelere neden olacaktır.



Şekil 4.6. İlgili çizgilerin ve etkin bariyer alçaltmasının şematik gösterimi. Elektron enerjisi E için referans noktası olarak kuyunun merkez dip noktası seçilmiştir [14].

Denklem (4.15) sadece termoyonik yayma bölgesinde, yani tünelleme etkisinin göz ardı edildiği bölgede daha da sadeleştirilebilir. Bu bariyerin altındaki E değerleri için $D(E, \xi) = 0$ demeye denktir. Ayrıca, $E > V$ için $(E - E_f)/k_B T \gg 1$ şartı genellikle sağlanır. Denklem (4.15) bu durumda:

$$J_{dark} = e\vartheta \frac{m_w}{\pi \hbar^2 L_p} k_B T \exp\left(-\frac{E_{act}}{k_B T}\right) \quad (4.17)$$

haline gelir. Burada aktivasyon enerjisi $E_{act} = V - E_0 - E_f$ olur. Bu ifade, Denklem (4.7) ile beraber Denklem (4.6)'ya benzer. Burada temel fark, aktivasyon enerjisinin, bariyer azalmasını içermesidir (öncesine aksine, V yerine V_b kullanmak). Bu ise deneylere uyum açısından bir gelişme demektir.

BÖLÜM 5

DENEYLER ve HESAPLAR

Bu tez çalışmasında karanlık akım hesabı Anadolu Üniversitesi, Nanoboyut Araştırma Laboratuvarı'nda kurulu MBE sistemi ile büyütülmüş 3 örnek yapı için incelenmiştir.

5.1. ÖRNEK YAPILAR

Tasarlanan geniş bantlı Yapı 1, 2 ve 3 örnekleri için, yapıyı oluşturan tabakalar, kuyulardaki katkı miktarları ve bariyerdeki Al konsantrasyonları aşağıda verilmiştir. Şekil 5.1-5.3, Yapı 1, 2 ve 3'ün şematik iletkenlik bantlarını göstermektedir [1].

Tasarlanan Yapı 1:

4000 Å n+ GaAs Si: $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$

500 Å AlGaAs x=0,20

60 Å GaAs merkezde 15 Å Si katkılı $2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$

400 Å AlGaAs x=0,20

10 tekrar:

60 Å GaAs merkezde 15 Å Si katkılı $2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$

200 Å AlGaAs x=0,20

100 Å değişken AlGaAs x=0,25'den 0,20'e

100 Å AlGaAs x=0,25

50 Å GaAs merkezde 40 Å Si katkılı $2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$

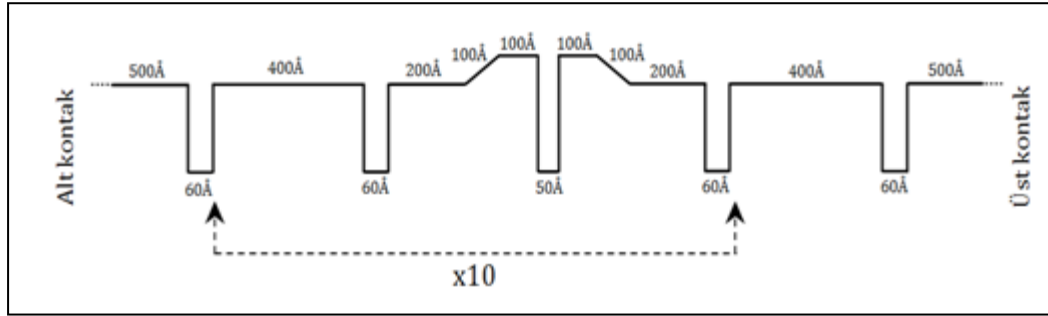
100 Å AlGaAs x=0,25

100 Å değişken AlGaAs x=0,20'den 0,25'e

200 Å AlGaAs x=0,20

60 Å GaAs merkezde 15 Å Si katkılı $2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$

400 Å AlGaAs $x=0,20$
 60 Å GaAs merkezde 15 Å Si katkılı $2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$
 500 Å AlGaAs $x=0,20$
 7000 Å n+ GaAs Si: $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$
 1000 Å GaAs tampon
 GaAs SI taban

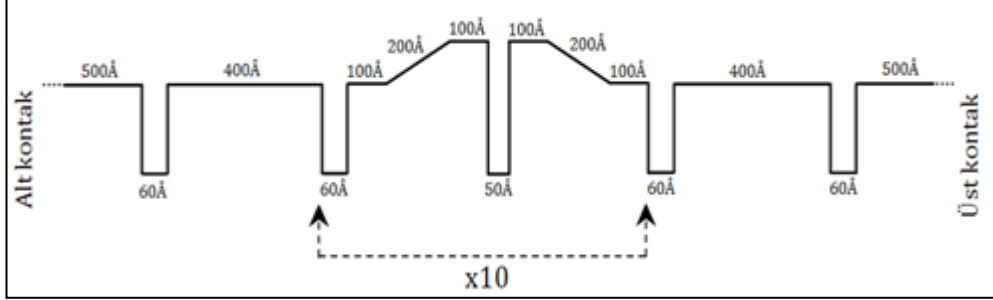


Şekil 5.1. Yapı 1'in iletkenlik bandı, şematik gösterimi [1].

Tasarlanan Yapı 2:

4000 Å n+ GaAs Si: $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$
 500 Å AlGaAs $x=0,20$
 60 Å GaAs merkezde 15 Å Si katkılı: $2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$
 400 Å AlGaAs $x=0,20$
 60 Å GaAs merkezde 15 Å Si katkılı: $2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$
 10 tekrar:
 100 Å AlGaAs $x=0,20$
 200 Å değişken AlGaAs: $x=0,25$ 'den $0,20$ 'ye
 100 Å AlGaAs $x=0,25$
 50 Å GaAs merkezde 25 Å Si katkılı: $2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$
 100 Å AlGaAs $x=0,25$
 200 Å değişken AlGaAs: $x=0,20$ 'den $0,25$ 'ye
 100 Å AlGaAs $x=0,20$
 60 Å GaAs merkezde 15 Å Si katkılı: $2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$
 400 Å AlGaAs $x=0,20$
 60 Å GaAs merkezde 15 Å Si katkılı: $2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$

500 Å AlGaAs $x=0,20$
 7000 Å n+ GaAs Si: $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$
 1000 Å GaAs tampon
 GaAs SI taban

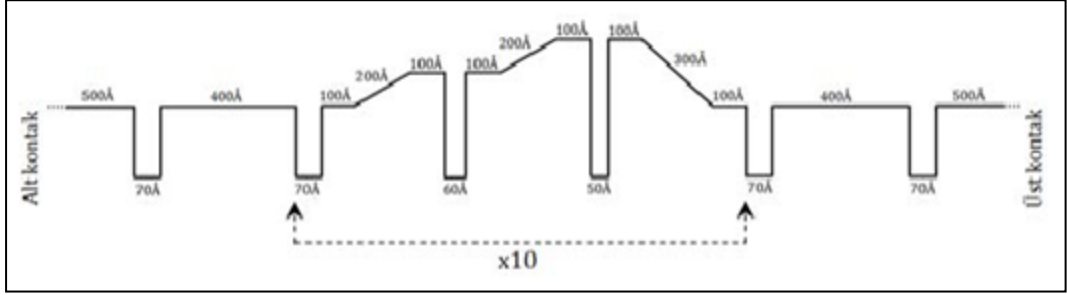


Şekil 5.2. Yapı 2'nin iletkenlik bandı, şematik gösterimi [1].

Tasarlanan Yapı 3:

4000 Å n+ GaAs Si: $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$
 500 Å AlGaAs $x=0,16$
 70 Å GaAs merkezde 15 Å Si katkılı $2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$
 400 Å AlGaAs $x=0,16$
 70 Å GaAs merkezde 15 Å Si katkılı $2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$
 10 tekrar:
 100 Å AlGaAs $x=0,16$
 300 Å değişken AlGaAs $x=0,25$ 'den $0,16$ 'e
 100 Å AlGaAs $x=0,25$
 50 Å GaAs merkezde 40 Å Si katkılı $2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$
 100 Å AlGaAs $x=0,25$
 200 Å değişken AlGaAs $x=0,20$ 'den $0,25$ 'e
 100 Å AlGaAs $x=0,20$
 60 Å GaAs merkezde 25 Å Si katkılı $2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$
 100 Å AlGaAs $x=0,20$
 200 Å değişken AlGaAs $x=0,16$ 'den $0,20$ 'e
 100 Å AlGaAs $x=0,16$
 70 Å GaAs merkezde 15 Å Si katkılı $2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$

400 Å AlGaAs $x=0,16$
70 Å GaAs merkezde 15 Å Si katkılı $2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$
500 Å AlGaAs $x=0,16$
7000 Å n+ GaAs Si: $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$
1000 Å GaAs tampon
GaAs SI alttaş



Şekil 5.3. Yapı 3'ün iletkenlik bandı, şematik gösterimi [1].

5.2. ENERJİ SEVİYELERİ

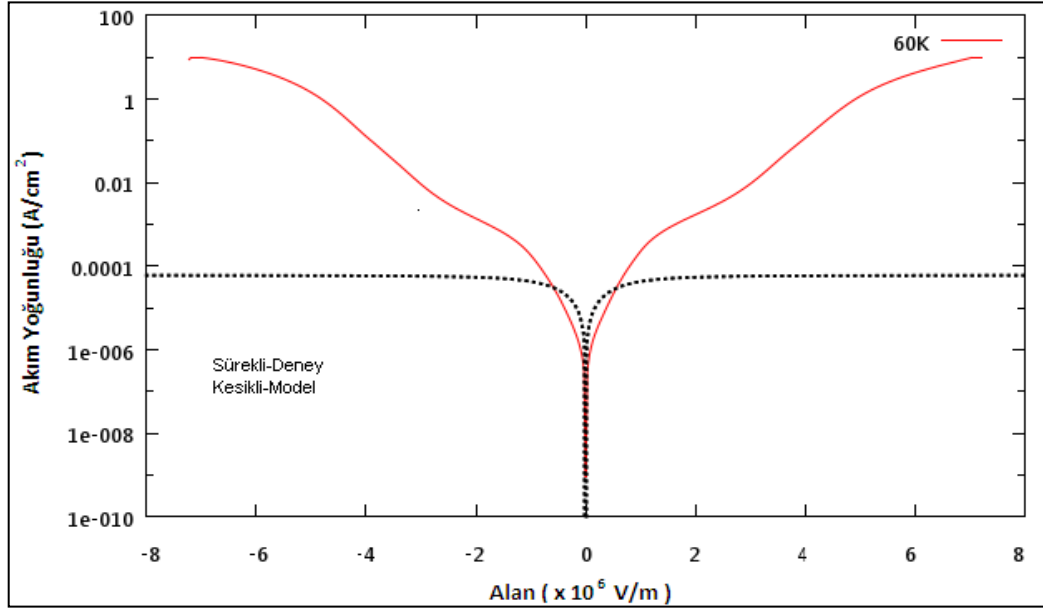
Çizelge 5.1, Yapı 1, 2 ve 3 için $\text{Al}_x \text{Ga}_{1-x} \text{As}$ engelleri ile çevrili GaAs potansiyel kuyusunda elektronun konsantrasyona bağlı enerji değerlerini ve bariyer yüksekliklerini göstermektedir.

Çizelge 5.1. Yapı 1, 2 ve 3'de bulunan kuantum kuyularında $\text{Al}_x \text{Ga}_{1-x} \text{As}$ engelleri ile çevrili GaAs potansiyel kuyusunda elektronun konsantrasyona bağlı enerji değerleri ve bariyer yüksekliği.

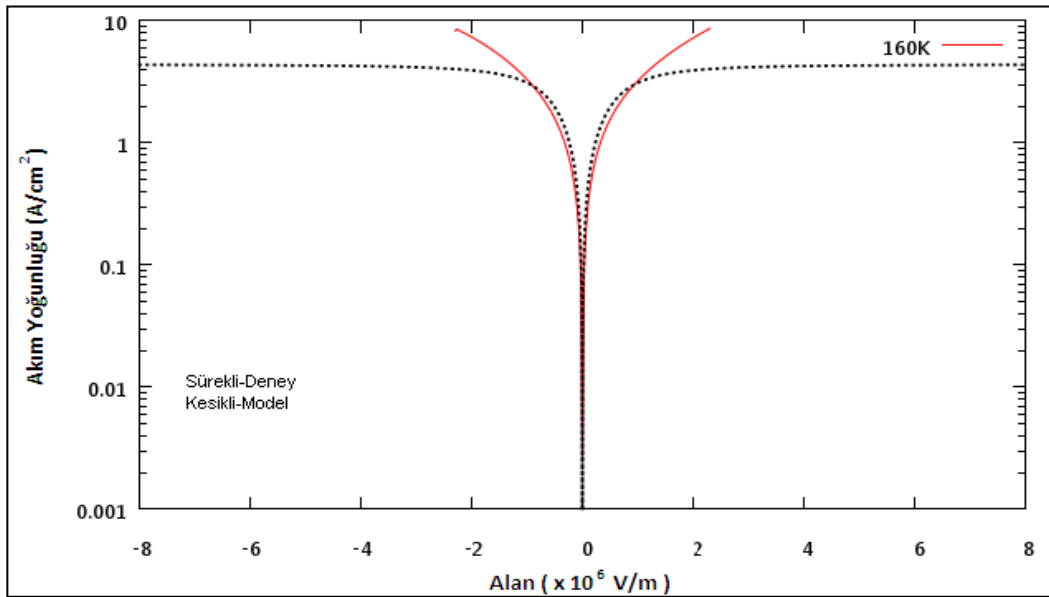
Kuyu Genişlikleri (Å)	x = 0.2		x = 0.25	
	$V_0 = 167,098 \text{ meV}$		$V_0 = 208,873 \text{ meV}$	
	$E_1(\text{meV})$	$E_2(\text{meV})$	$E_1(\text{meV})$	$E_2(\text{meV})$
50	64,7771	170,044	70,9472	209,082
60	53,2448	166,505	57,6462	198,115
70	44,4354	154,238	47,479	174,579

5.3. AKIM-ELEKTRİK ALAN GRAFİKLERİ

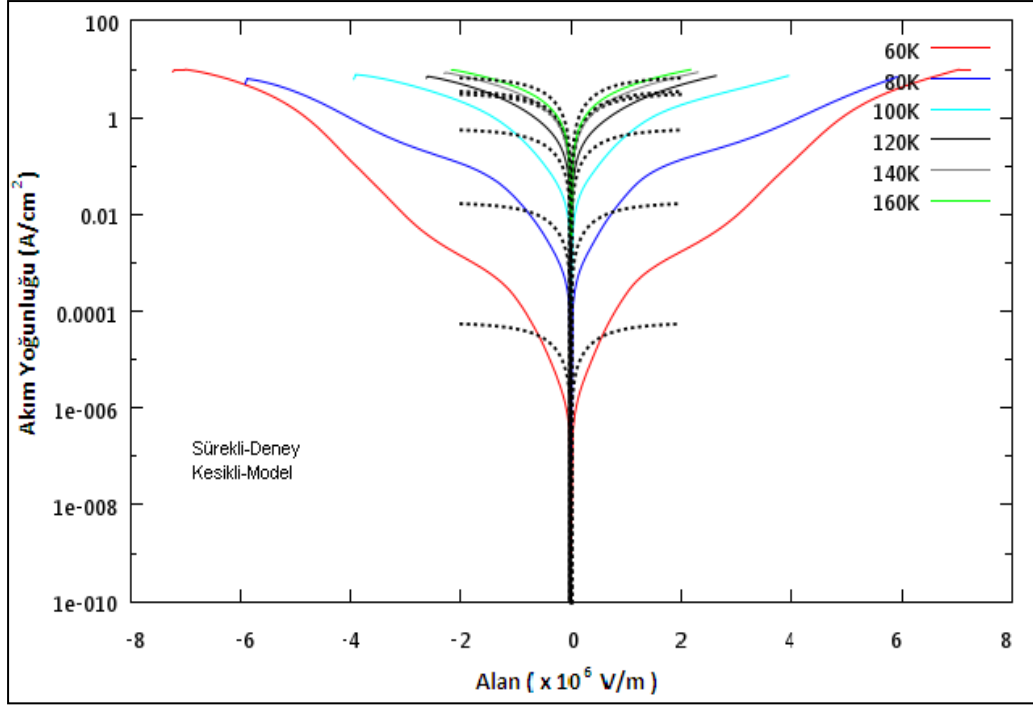
İlk olarak 3D taşıyıcı sürüklenme modeli (model 1), daha basit bir model olması sebebiyle Yapı 1 için uygulandı ve karanlık akım-elektrik alan grafikleri çizildi. Şekil 5.4-5.6, 1000 μm^2 büyüklüğüne sahip kare masatepe için Yapı 1'in akım yoğunluğu-elektrik alan grafiklerini göstermektedir.



Şekil 5.4. Yapı 1 için 60 K'de akım yoğunluğu-alan grafiği (model 1).



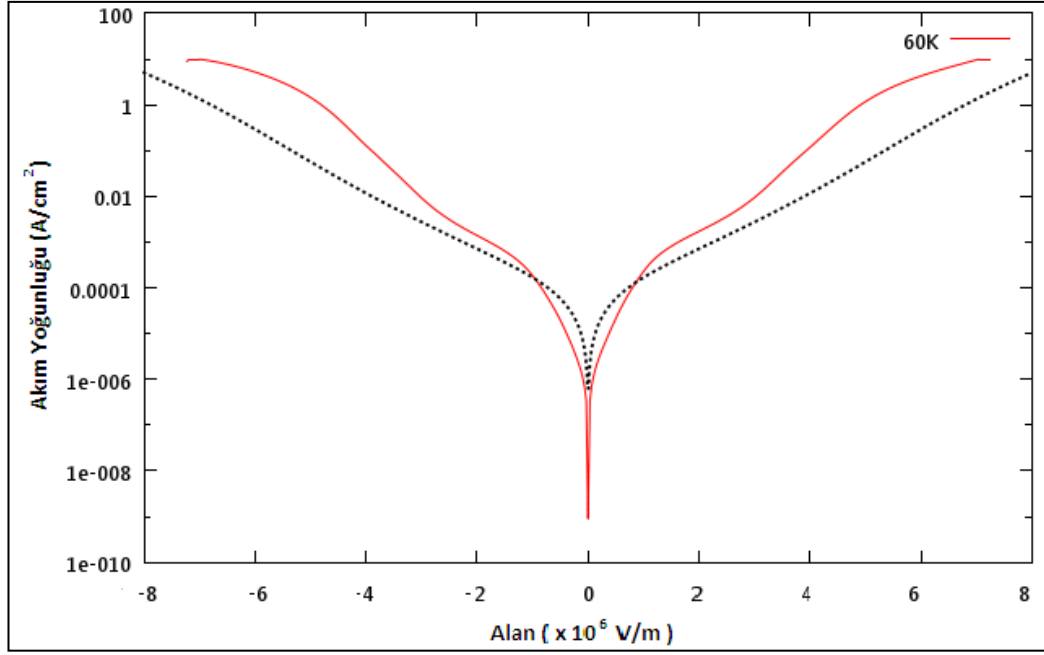
Şekil 5.5. Yapı 1 için 160 K'de akım yoğunluğu-alan grafiği (model 1).



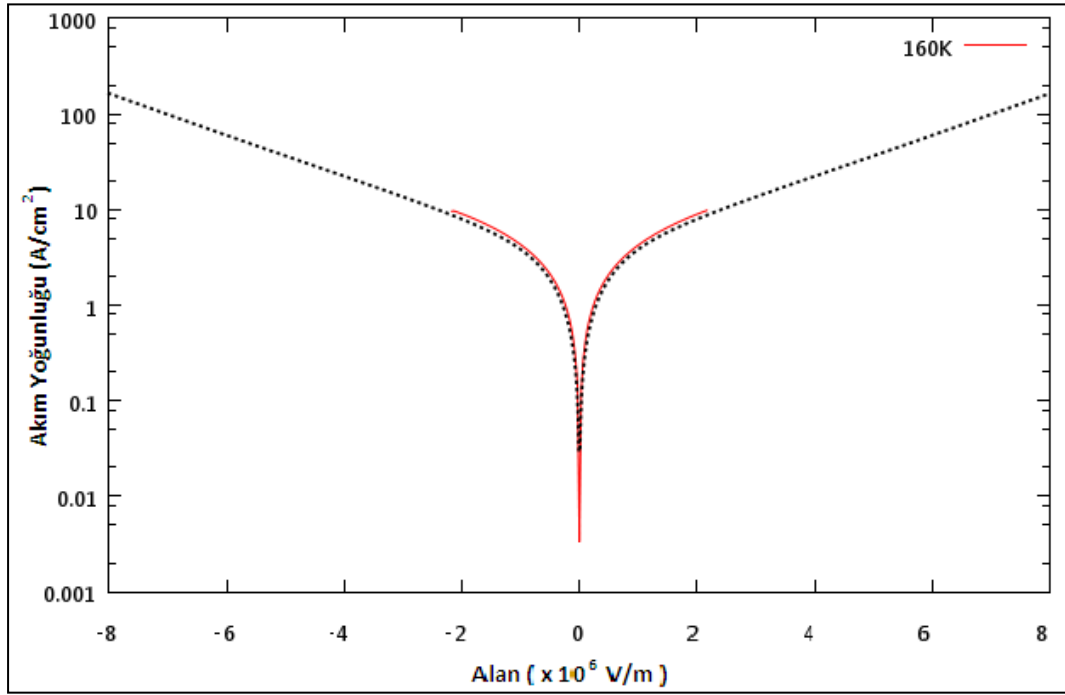
Şekil 5.6. Yapı 1 için farklı sıcaklıklarda akım yoğunluğu-alan grafiği (model 1).

Akım yoğunluğu-alan grafiklerinden anlaşıldığı üzere elektrik alan $0 \leq E \leq 2 \times 10^6$ V/m (birinci bölge) ve belli sıcaklıklarda ($T > 120$ K) model 1 deneysel sonuçlarla uyum içerisindedir. Model 1 birinci bölge dışında doğru sonuç vermez. İlk ortaya konan basit bir model olması sebebiyle tercih edilmemektedir.

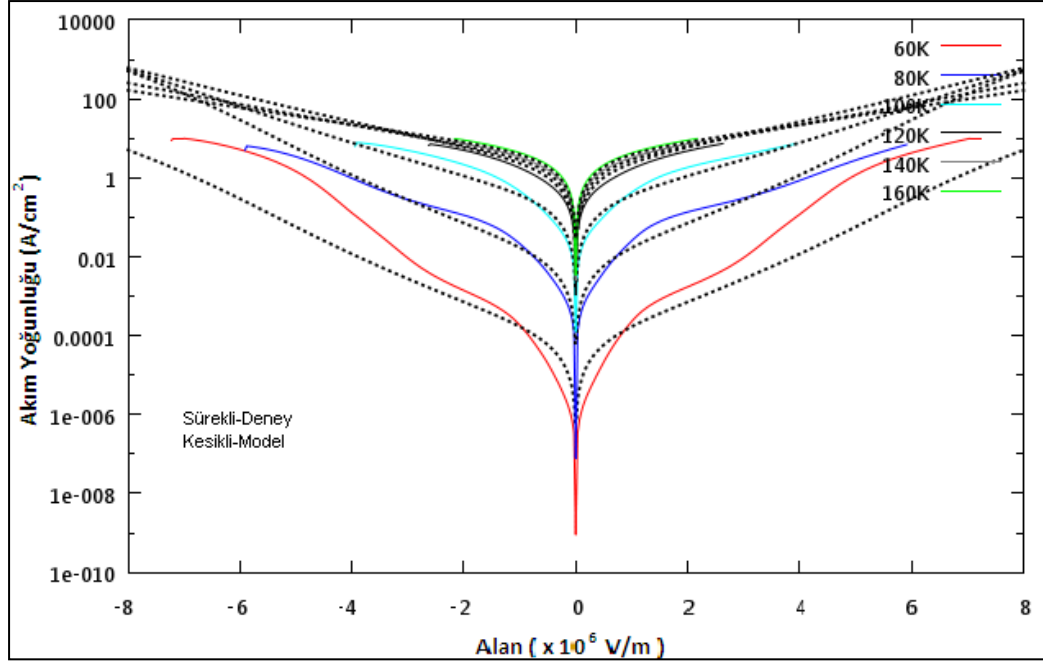
Yayma-tutma modeli (model 2) Yapı 1 için uygulandı ve karanlık akım-elektrik alan grafikleri çizildi. Şekil 5.7-5.9, $1000 \mu\text{m}^2$ büyüklüğüne sahip kare masatepe için Yapı 1'in akım yoğunluğu-elektrik alan grafiklerini göstermektedir.



Şekil 5.7. Yapı 1 için 60 K’de akım yoğunluğu-alan grafiği (model 2).

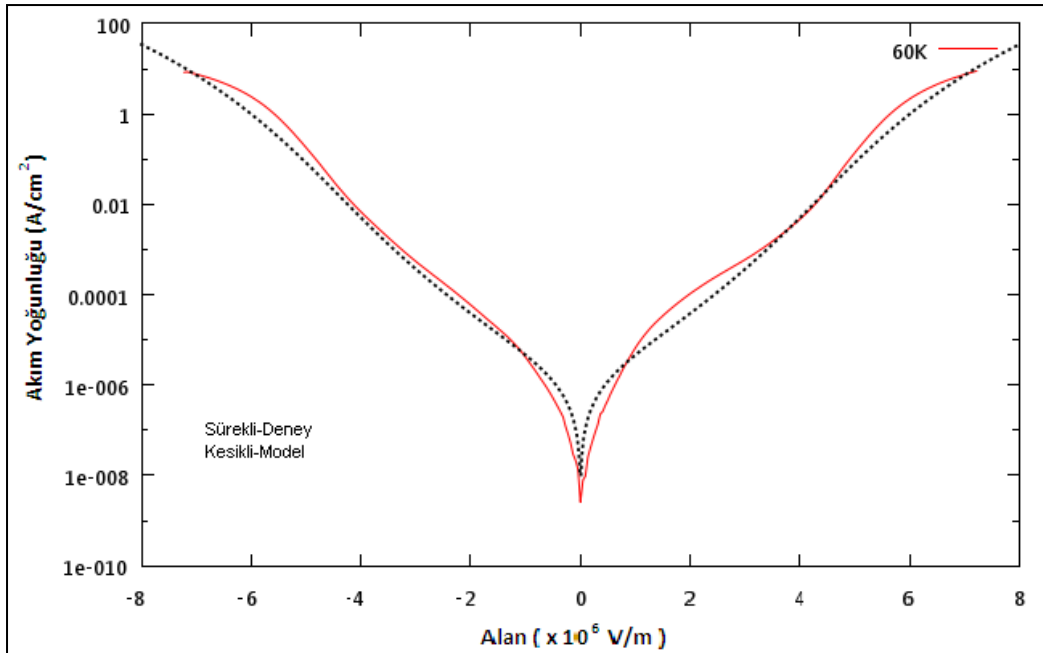


Şekil 5.8. Yapı 1 için 160 K’de akım yoğunluğu-alan grafiği (model 2).

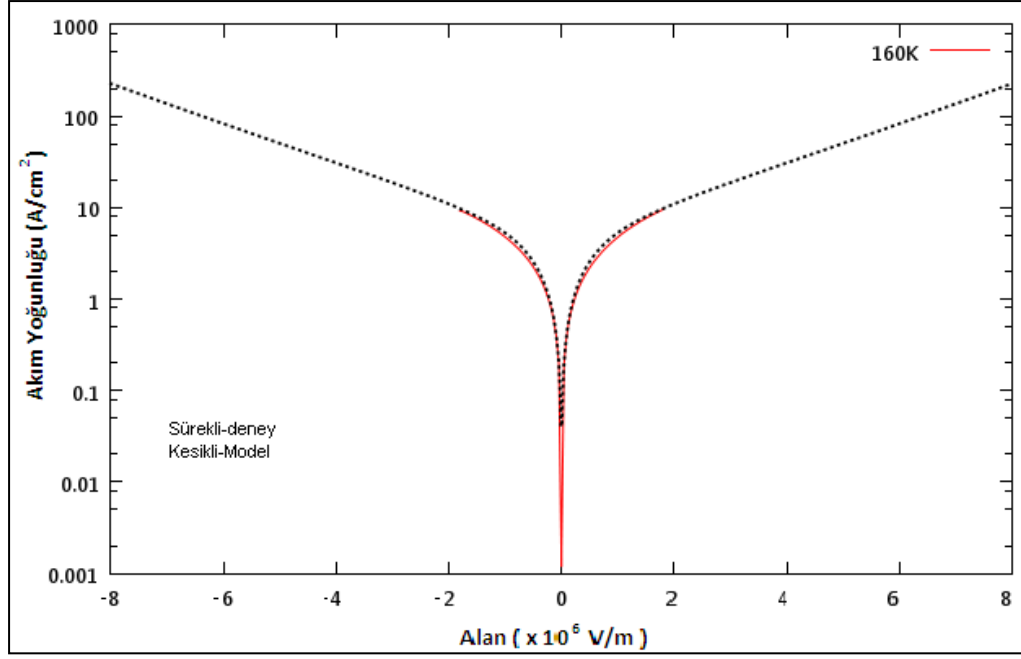


Şekil 5.9. Yapı 1 için farklı sıcaklıklarda akım yoğunluğu-alan grafiği (model 2).

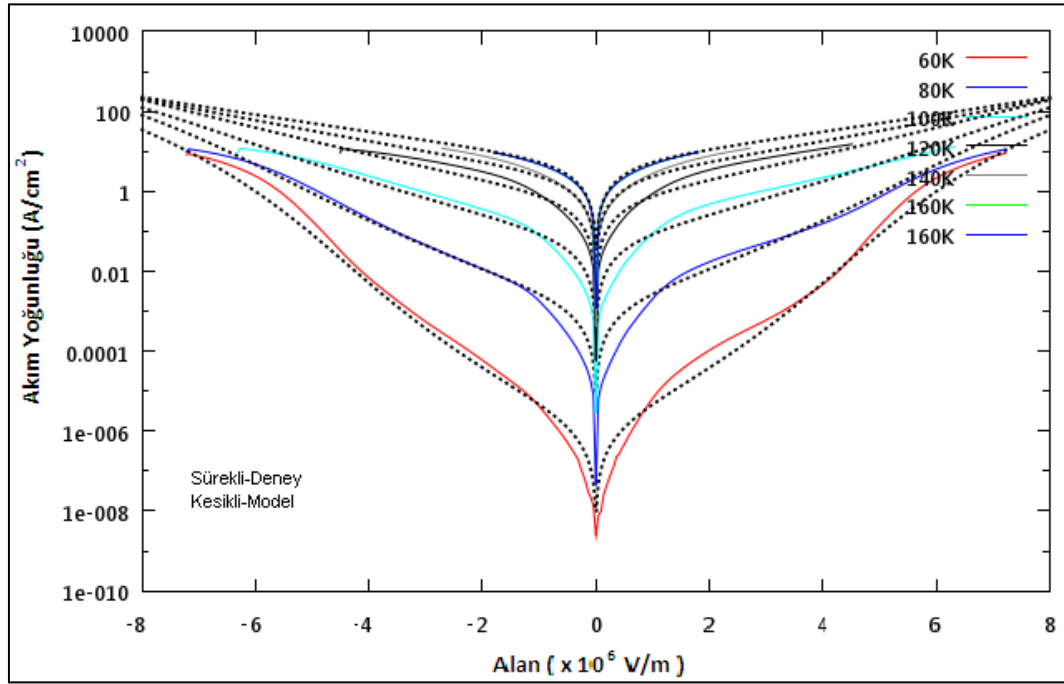
Yayma-tutma modeli (model 2) Yapı 2 için uygulandı ve karanlık akım-elektrik alan grafikleri çizildi. Şekil 5.10-5.12, $800 \mu\text{m}^2$ büyüklüğüne sahip kare masatepe için göre Yapı 2'nin akım yoğunluğu-elektrik alan grafiklerini göstermektedir.



Şekil 5.10. Yapı 2 için 60 K'de akım yoğunluğu-alan grafiği (model 2).

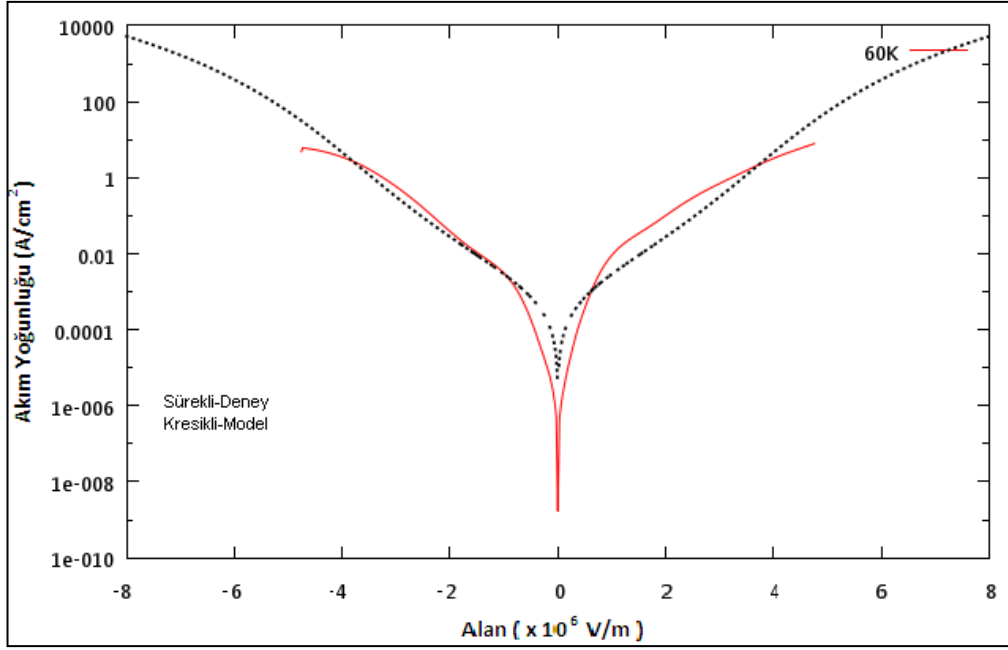


Şekil 5.11. Yapı 2 için 160 K’de akım yoğunluğu-alan grafiği (model 2).

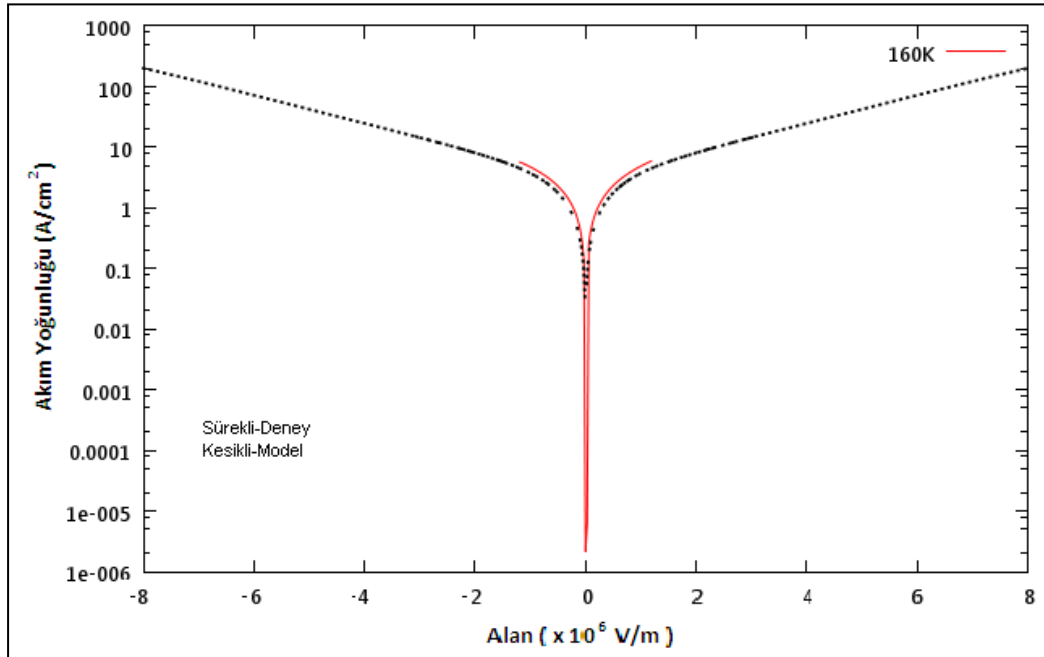


Şekil 5.12. Yapı 2 için farklı sıcaklıklarda akım yoğunluğu-alan grafiği (model 2).

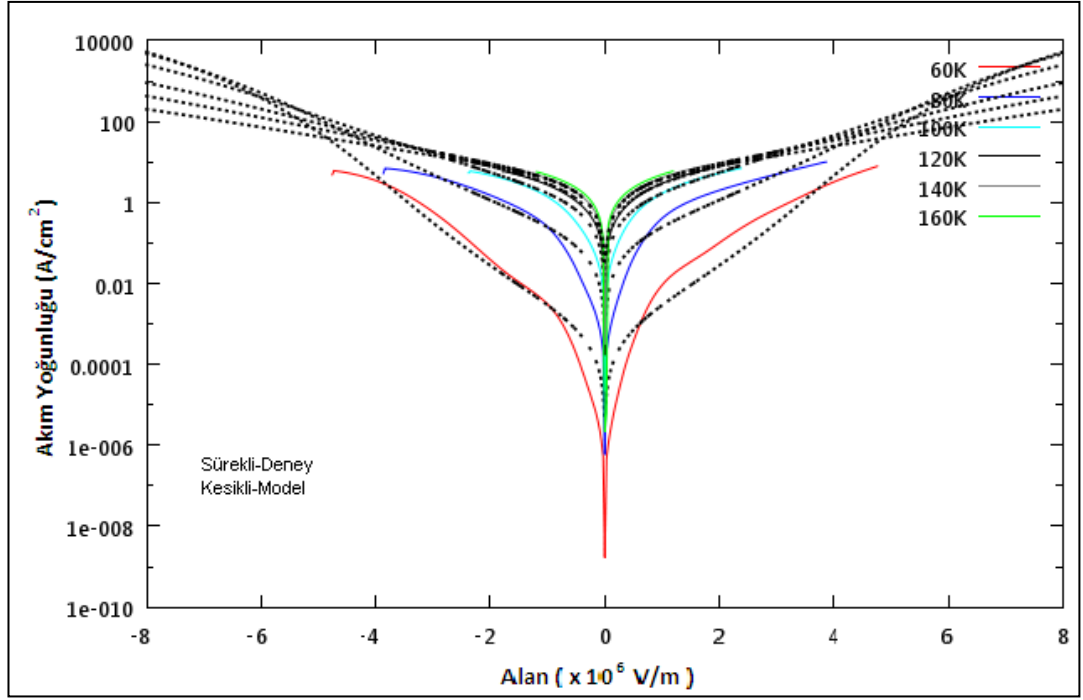
Yayma-tutma modeli (model 2) Yapı 3 için uygulandı ve karanlık akım-elektrik alan grafikleri çizildi. Şekil 5.13-5.15, $1000 \mu\text{m}^2$ büyüklüğüne sahip kare masatepe için Yapı 3’ün akım yoğunluğu-elektrik alan grafiklerini göstermektedir.



Şekil 5.13. Yaprak 3 için 60 K’de akım yoğunluğu-alan grafiği (model 2).



Şekil 5.14. Yaprak 3 için 160 K’de akım yoğunluğu-alan grafiği (model 2).



Şekil 5.15. Yapı 3 için farklı sıcaklıklarda akım yoğunluğu-alan grafiği (model 2).

Akım yoğunluğu-alan grafiklerinden anlaşıldığı üzere yayma-tutma modeli, elektrik alan 2×10^6 V/m $\leq E \leq 8 \times 10^6$ V/m (ikinci bölge) ve sıcaklık (60 K $\leq T \leq 160$ K) bölgesinde deneysel sonuçlarla uyum içerisindedir. Yayma-tutma modeli, 3D taşıyıcı sürüklenme modelinin aksine daha geniş bir elektrik alan ve sıcaklık bölgesinde deneysel sonuçlarla uyum içerisindedir. Dolayısıyla yayma-tutma modeli karanlık akım hesaplarında kullanılabilir.

BÖLÜM 6

SONUÇLAR

Bu çalışmada, 7-12 μm tayf bölgesini algılayabilen GaAs/AlGaAs kuantum kuyu kızılötesi foto algılayıcı olarak tasarlanan 3 yapı için karanlık akımlar hesaplandı ve deneysel sonuçlarla karşılaştırıldı.

GaAs/AlGaAs kuantum kuyusunda tuzaklanan elektronun enerji özdeğerleri, konumunun beklenen değeri ve dalga fonksiyonları *Mathematica* programında ilgili denklemler nümerik olarak çözümlenerek elde edildi ve karanlık akım hesaplamalarında kullanıldı.

Hesaplamalarda 3D taşıyıcı sürüklenme ve yayma-tutma modeli uygulandı ve elektrik alan-akım grafikleri çizilerek deneysel sonuçlarla kıyaslandı. Tüm bu hesaplamalar sonucunda;

- GaAs/Al_xGa_{1-x}As kuantum kuyusunda elektron etkin kütlesi düşük Al konsantrasyonda kuyu ve bariyerde aynı alınabilir. Fakat yüksek konsantrasyonlarda etkin kütleler farklı alınmalıdır.
- Kuantum kuyusu içindeki elektronun temel enerji farkı $\Delta E_1 = E_1(m=\text{sabit}) - E_1(m(z))$ konsantrasyon arttıkça artar, kuyu genişliği arttıkça azalır.
- 3D taşıyıcı sürüklenme modeli düşük elektrik alan $0 \leq E \leq 2 \times 10^6 \text{ V/m}$ ve yüksek sıcaklıklarda ($T > 120 \text{ K}$) deneysel sonuçlarla uyum içerisindedir. Bu model yüksek elektrik alanlarda doğru sonuç vermez.
- Yayma-tutma modeli 3D taşıyıcı sürüklenme modelinin aksine daha geniş bir elektrik alan ($0 \leq E \leq 8 \times 10^6 \text{ V/m}$) ve sıcaklık ($60 \text{ K} \leq T \leq 160 \text{ K}$)

bölgesinde deneysel sonuçlarla uyum içerisindedir. Dolayısıyla yayma-tutma modelinin karanlık akım hesaplamalarında kullanılması daha uygun olacaktır.

KAYNAKLAR

1. Kuru, H., “GaAs/AlGaAs tabanlı kuantum kuyularının optiksel ve elektriksel karakterizasyonu”, Yüksek Lisans Tezi, *Anadolu üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü*, Eskişehir, 1-34 (2010).
2. Tidrow, M.Z., Beck, W.A., Clark, W.W., Pollehn, H.K., Little, J.W., Dhar, N.K., Leavitt, R.P., Kennerly, S.W., Beekman, D.W., Goldberg, A.C. and Dyer, W.R., “Device Physics and focal plane array applications of QWIP and MCT”, *Optoelectronics*, 7 (4): 283-296 (1999).
3. Cho, A., “Film deposition by molecular beam epitaxy”, *Journal Science Tech.*, 8 (1): 31-38 (1971).
4. Cho, A. and Arthur, J., “Molecular beam epitaxy”, *Solid-State Chem.*, 10 (2): 157-192 (1975).
5. İnternet: Gazi Üniversitesi Yarı İletken teknolojileri İleri Araştırma Laboratuvarı “MBE Laboratuvarı” <http://www.starlab.gazi.edu.tr/tr/index.php?wiki=MBE> (2003).
6. Harrison, P. “Quantum Wells, Wires And Dots, 2nd ed.”, *John Wiley & Sons*, England, 31-40 (2005).
7. Esaki, L. and Sakaki, H. “New photoconductor”, *IBM Tech. Disc. Bull.*, 20: 2456-2457 (1977).
8. Chui, L. C. Smith, J. S., Margalit, S., Yariv, A. and Cho, A. Y., “Application of internal photoemission from quantum-well and heterojunction superlattices to infrared photodetectors”, *Infrared Phys.*, 23 (2): 93-97 (1983).
9. Coon, D. D. and Karunasiri, R. P. G., “New mode of IR detection using quantum wells”, *Appl. Phys. Lett.*, 45 (6): 649-651 (1984).
10. Goossen, K. W. and Lyon, S. A., “Grating enhanced quantum well detector”, *Appl. Phys. Lett.*, 47 (12), 1257-1259 (1985).
11. West, L. C. and Eglash, S. J., “First observation of an extremely large-dipole infrared transition within the conduction band of a GaAs quantum well”, *Appl. Phys. Lett.*, 46 (12): 1156-1158 (1985).
12. Harwit, A. and Harris, J. S. Jr., “Observation of Stark shifts in quantum well intersubband transitions”, *Appl. Phys. Lett.*, 50 (11): 685-687 (1987).

13. Levine, B. F., Malik, R. J., Walker, J., Choi, K. K., Bethea, C. G., Kleinman, D. A, and Vandenberg, J. M., "Strong 8.2 μ m infrared intersubband absorption in doped GaAs/AlAs quantum well waveguides", *Appl. Phys. Lett.*, 50 (5): 273-275 (1987).
14. Liu, H. C. and Capasso, F., "Intersubband transitions in quantum wells: physics and device applications I", Semiconductors and Semimetals, Ed: Willardson and R.K., Weber, E.R., *Academic Press*, San Diego, USA, 129-147 (2000).
15. Kane, M. J., Emeny, M. T., Apsley, N. and Whitehouse, C. R., "Novel electro-optic modulation effect at 10 μ m wavelength in GaAs/AlGaAs quantum wells", *Electron Lett.*, 25 (3): 230-231 (1989).
16. Chu, C. H., Hung, C. I., Wang, Y. H. and Houng, M. P., "Influence of quantum capture and tunneling mechanisms on the dark current of bound-to-continuum quantum-well infrared photodetectors", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 9 (9): 1262-1264 (1987).
17. Levine, B. F., Bethea, C. G., Hasnain, G., Shen, V. O., Pelve, E., Abbott, R. R. and Hsieh, S. J., "High sensitivity low dark current 10 μ m GaAs quantum well infrared photodetectors", *Appl. Phys. Lett.*, 56 (9): 851-853 (1990)
18. Andrews, S. R. and Miller, B. A., "Experimental and theoretical studies of the performance of quantum-well infrared photodetectors", *J. Appl. Phys.*, 70 (2): 993-1003 (1991)
19. Kinch, M. A. and Yariv, A., "Performance limitations of GaAs/AlGaAs infrared superlattices", *Appl. Phys. Lett.*, 55 (20): 2093-2095 (1989).
20. Xu, Y., Shakouri, A., Yariv, A., Krabach, T. and Dejewski, S., "Direct measurement of doping density and barrier lowering effect with bias in quantum well", *Electron. Lett.* 31 (4): 320-321 (1995).
21. Petrov, A. G. and Shik, A., "Current-voltage characteristic of quantum-well heterostructures", *Semicond. Sci. Technol.*, 6 (12): 1163-1166 (1991).
22. Meshkov, S. V., "Tuneling of elektron from a two-dimensional channel into the bulk", *Sov. Phys. JETP.*, 64 (6): 1337-1343 (1986).
23. Liu, H. C., "Photoconductive gain mechanism of quantum-well intersubband infraref dedectors", *Appl. Phys. Lett.*, 60 (12): 1507-1509 (1992).

ÖZGEÇMİŞ

Yalçın KITAY 1970 yılında Kastamonu'da doğdu; ilk ve orta öğrenimini Karabük'te tamamladı. Lisans Eğitimini Uludağ Üniversitesi Necatibey Eğitim Fakültesi Fizik Öğretmenliği Bölümü'nde 1994 yılında bölüm ikincisi olarak tamamladı. Aynı yıl Trabzon'da fizik öğretmeni olarak göreve başladı. 1995 yılında Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı'nda yüksek lisans eğitimine başlasa da çeşitli sebeplerle eğitimini tamamlayamadı. 2010 yılında Karabük Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı'nda başladığı eğitimini 2012 yılında tamamladı. Halen Karabük Mehmet Vergili Fen Lisesi'nde fizik öğretmeni olarak çalışmaktadır.

ADRES BİLGİLERİ

Adres : Karabük Mehmet Vergili
Fen Lisesi KARABÜK

Tel : (532) 514 01 35

E-posta : kitay78@hotmail.com