



T.C.

**SIVAS CUMHURİYET ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**ELEKTROMANYETİK ALAN ALTINDAKİ TERS
PARABOLİK BİR KUANTUM KUYUSUNUN OPTİK
ÖZELLİKLERİ**

YÜKSEK LİSANS TEZİ


**Abdurrahman TUNÇER
(201592231006)**

**Optik Mühendisliği Ana Bilim Dalı
Tez Danışmanı: Prof. Dr. Fatih UNGAN**

**SIVAS
TEMMUZ 2019**

Abdurrahman TUNÇER'in hazırladığı ve "ELEKTROMANYETİK ALAN ALTINDAKİ TERS PARABOLİK BİR KUANTUM KUYUSUNUN OPTİK ÖZELLİKLERİ" adlı bu çalışma aşağıdaki jüri tarafından OPTİK MÜHENDİSLİĞİ ANA BİLİM DALI'nda YÜKSEK LİSANS TEZİ olarak kabul edilmiştir.

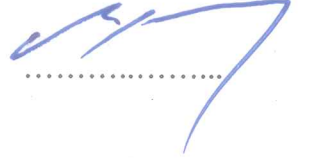
Tez Danışmanı Prof. Dr. Fatih UNGAN
Sivas Cumhuriyet Üniversitesi



Jüri Üyesi Doç. Dr. Murat KÖKSAL
Sivas Cumhuriyet Üniversitesi



Jüri Üyesi Doç. Dr. Mustafa Kemal BAHAR
Karamanoğlu Mehmet Bey Üniversitesi



Bu tez, Sivas Cumhuriyet Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü tarafından YÜKSEK LİSANS TEZİ olarak onaylanmıştır.

Prof. Dr. Özlem Pelin CAN
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ MÜDÜRÜ

Bu tez, Cumhuriyet Üniversitesi Senatosu'nun 20.08.2014 tarihli ve 7 sayılı kararı ile kabul edilen Fen Bilimleri Enstitüsü Lisansüstü Tez Yazım Kılavuzu (Yönerge)'nda belirtilen kurallara uygun olarak hazırlanmıştır.



Bütün hakları saklıdır.
Kaynak göstermek koşuluyla alıntı ve gönderme yapılabilir.

© Abdurrahman TUNÇER, 2019

ETİK

Cumhuriyet Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Tez Yazım Kılavuzu (Yönerge)'nda belirtilen kurallara uygun olarak hazırladığım bu tez çalışmada;

- ✓ 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 yararlanılması durumunda ilgili eserlere, bilimsel normlara uygun olarak atıfta bulunduğumu ve atıfta bulunduğum eserlerin tümünü kaynak olarak gösterdiğimi,
- ✓ Bütün bilgilerin doğru ve tam olduğunu, kullanılan verilerde herhangi bir değişiklik yapmadığımı,
- ✓ Tezin herhangi bir bölümünü, Cumhuriyet Üniversitesi veya bir başka üniversitede, bir başka tez çalışması olarak sunmadığımı; beyan ederim.

.../08/2019

Abdurrahman TUNÇER

TEŞEKKÜR

Yüksek lisans çalışmam süresince tezimin her aşamasında bilgi ve tecrübelerini benden esirgemeyen değerli danışman hocam Prof. Dr. Fatih UNGAN'a en içten saygı ve teşekkürlerimi sunuyorum. Aynı zamanda yüksek lisansım sürecim boyunca bana manevi desteğini esirgemeyen aileme de sevgi ve teşekkürlerimi sunuyorum.



ÖZET

ELEKTROMANYETİK ALAN ALTINDAKİ TERS PARABOLİK BİR KUANTUM KUYUSUNUN OPTİK ÖZELLİKLERİ

Abdurrahman TUNÇER

Yüksek Lisans Tezi

Optik Mühendisliği Ana Bilim Dalı

Danışman: Prof. Dr. Fatih UNGAN

2019, 69+xviii sayfa

Bu çalışmada, ilk olarak yarıiletkenler ve düşük boyutlu sistemler hakkında genel bilgiler verilmiştir. Daha sonra ters parabolik bir GaAs/Ga_(1-x)Al_xAs kuantum kuyunun kuşatma potansiyeli, altbant enerji seviyeleri ve bu enerji seviyelerine karşılık gelen dalga fonksiyonlarının karesi üzerine yapı parametrelerinin ve uygulanan statik elektrik ve manyetik alanın etkisi incelenmiştir. Yapının altbant enerji özdeğer ve özfonksiyonları elde edildikten sonra, sistemin doğrusal, doğrusal olmayan ve toplam kırılma indisi değişimi ve optiksel soğurma katsayıları üzerine yapı parametrelerinin ve uygulanan statik elektrik ve manyetik alanın etkisi hesaplanmıştır. Elde edilen sayısal sonuçlar foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak sunulmuştur.

ABSTRACT

THE OPTICAL PROPERTIES OF AN INVERSE PARABOLIC QUANTUM WELL UNDER ELECTROMAGNETIC FIELD

Abdurrahman TUNÇER

Master of Science Thesis

Department of Optics Engineering

Supervisor: Prof. Dr. Fatih UNGAN

2019, 69+xviii pages

In this study firstly, general information about semiconductor and low-dimensional systems were given. Then, the effects of structure parameters and the applied static electric and magnetic fields on the confinement potential, subband energy levels, and their squared wave functions of an inverse parabolic GaAs/Ga_(1-x)Al_xAs quantum well were investigated. After finding the subband energy levels and corresponding wave functions of structure, the effects of the structural parameters and the applied static and magnetic field on the linear, nonlinear, and total refraction index changes and optical absorption coefficients of the system were calculated. The obtained numerical results are presented as a function of photon energy.

İÇİNDEKİLER

TEŞEKKÜR	vi
ÖZET.....	vii
ABSTRACT	viii
İÇİNDEKİLER	ix
ŞEKİLLER DİZİNİ	x
TABLolar DİZİNİ	xiv
SİMGELER DİZİNİ	xv
KISALTMALAR DİZİNİ	xviii
1. GİRİŞ	1
2. YARI İLETKENLER	4
2.1. Saf (pure) Yarıiletkenler	6
2.2. Katkılı Yarıiletkenler	8
2.2.1 N-tipi yarıiletkenler.....	9
2.2.2 P-tipi yarıiletkenler.....	10
3. HETEROYAPILAR	11
3.1. Düşük Boyutlu Yarıiletken Yapılar	17
3.2. Kuantum Kuyuları.....	18
3.3. Kuantum Telleri	20
3.4 Kuantum Noktaları.....	21
4. DOĞRUSAL OLMAYAN OPTİK	22
4.1.Kuantum Mekaniğinin Yoğunluk Matris Formalizmi	24
4.2 Doğrusal ve Üçüncü Dereceden Doğrusal Olmayan Soğurma Katsayıları	29
4.3. Doğrusal ve Üçüncü Dereceden Doğrusal Olmayan Kırılma İndisi Değişimi	31
5. ELEKTRİK VE MANYETİK ALAN ALTINDAKİ TERS PARABOLİK ŞEKLİ GAAAs/Ga_{1-x}Al_xAs TEK KUANTUM KUYUSUNUN ELEKTRONİK ÖZELLİKLERİ	32
6. ELEKTRİK VE MANYETİK ALAN ALTINDAKİ TERS PARABOLİK ŞEKLİ GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs TEK KUANTUM KUYUSUNUN DOĞRUSAL VE DOĞRUSAL OLMAYAN OPTİKSEL ÖZELLİKLERİ	51
7. SONUÇ VE TARTIŞMALAR	64
KAYNAKLAR	65
ÖZGEÇMİŞ	69

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 2.1 Yarı iletkenlerin gruplandırılması.....	4
Şekil 2.2 Bir yarıiletkenin oda sıcaklığındaki şematik enerji diyagramı [10]	7
Şekil 2.3 Yarıiletkenlerin kristal yapısının üç boyutlu olarak gösterilmesi [11].....	8
Şekil 2.4 Sb ve Ge elementlerinin kovalent bağ yapısı [13].....	9
Şekil 2.5 N tipi yarı iletken enerji seviyesi şematik gösterimi [13].....	9
Şekil 2.6 B ve Ge elementlerinin kovalent bağ yapısı [13].	10
Şekil 2.7 P tipi yarı iletken enerji seviyesi şematik gösterimi [13]	10
Şekil 3.2 (a) Birbirine eklenmemiş farklı iki yarıiletkenin bant diyagramı. (b) Örgü sabitleri özdeş 1 ve 2 yarıiletkenlerinin bantlarının eklenmesi ile heteroyapının oluşturulması [18]	13
Şekil 3.3 GaAs $Ga_{0.7}Al_{0.3}As$ (n-tipi) heteroyapıda iletim bandı eğiminin gösterimi. ΔE_c saf yapının band süreksizliğidir [19].....	14
Şekil 3.4 Band süreksizliğine göre heteroyapı türleri [19]	15
Şekil 3.5 Kuantum Yapılar [16,29].....	18
Şekil 3.6 Simetrik $Ga_{1-x}Al_xAs$ / $GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs$ kuantum kuyusunun oluşturulması [31]	19
Şekil 3.7 Kuantum telinin şematik gösterimi [28].....	20
Şekil 3.8 Simetrik eş merkezli küresel kuantum noktası[16].	21
Şekil 3.9 Kübik kuantum noktasının şematik gösterimi [28]	21
Şekil 5.1(a, b, c) Ters parabolik şekilli $GaAs/Ga_{0.7}Al_{0.3}As$ tek kuantum kuyusunun kuşatma potansiyeli, ilk iki altbant enerjileri ve bu enerji değerlerine karşılık gelen dalga fonksiyonlarının karesinin (σ) katsayısına göre değişimi.	36
Şekil 5.2 Ters parabolik şekilli $GaAs/Ga_{0.7}Al_{0.3}As$ tek kuantum kuyusunun taban durum enerji seviyesi (E_1) , birinci uyarılmış enerji seviyesi (E_2) ve bu iki enerji seviyesi arasındaki enerji farkının (ΔE) ve dipol moment matris elemanlarının σ katsayısına göre değişimi.	37

Şekil 5.3 (a, b, c) Ters parabolik şekilli GaAs/Ga _{0.7} Al _{0.3} As tek kuantum kuyusunun kuşatma potansiyeli, alt bant enerjileri ve bu enerji değerlerine karşılık gelen dalga fonksiyonlarının kareleri üzerine kuantum kuyu genişliğinin (Lw) etkisi.	39
Şekil 5.4 Ters parabolik şekilli GaAs/Ga _{0.7} Al _{0.3} As tek kuantum kuyusunun taban durum enerji seviyesi (E_1), birinci uyarılmış enerji seviyesi (E_2) ve bu iki enerji seviyesi arasındaki enerji farkının (ΔE) ve dipol moment matris elemanlarının kuantum kuyu genişliğine göre değişimi.	40
Şekil 5.5 (a, b, c) Ters parabolik şekilli GaAs/Ga _{1-x} Al _x As tek kuantum kuyusunun kuşatma potansiyeli, alt bant enerjileri ve bu enerji değerlerine karşılık gelen dalga fonksiyonlarının kareleri üzerine alüminyum konsantrasyonunun (x) etkisi.....	42
Şekil 5.6 Ters parabolik şekilli GaAs/Ga _{1-x} Al _x As tek kuantum kuyusunun taban durum enerji seviyesi (E_1), birinci uyarılmış enerji seviyesi (E_2) ve bu iki enerji seviyesi arasındaki enerji farkının ve dipol moment matris elemanının alüminyum konsantrasyonuna (x) değerine göre değişimi.....	43
Şekil 5.7 (a, b, c) Ters parabolik şekilli GaAs/Ga _{0.7} Al _{0.3} As tek kuantum kuyusunun kuşatma potansiyeli, ilk iki altbant enerji seviyesi ve bu enerji değerlerine karşılık gelen dalga fonksiyonlarının karesi üzerine büyütme doğrultusuna paralel uygulanan üç farklı statik elektrik alanın etkisi.	45
Şekil 5.8 Yapının büyütme doğrultusuna paralele uygulanan statik elektrik alanın fonksiyonu olarak ters parabolik şekilli GaAs/Ga _{0.7} Al _{0.3} As tek kuantum kuyusunun taban durum enerji seviyesi (E_1), birinci uyarılmış enerji seviyesi (E_2) ve bu iki enerji seviyesi arasındaki enerji farkının (ΔE) ve dipol moment matris elemanının değişimi.	46
Şekil 5.9 (a, b, c) Ters parabolik şekilli GaAs/Ga _{0.7} Al _{0.3} As tek kuantum kuyusunun kuşatma potansiyeli, ilk iki altbant enerji seviyesi ve bu enerji değerlerine karşılık gelen dalga fonksiyonlarının karesinin yapının büyütme doğrultusuna dik yönde uygulanan üç farklı statik manyetik alan değerine göre değişimi.....	49
Şekil 5.10 Yapının büyütme doğrultusuna dik doğrultuda uygulanan statik manyetik alanın bir fonksiyonu olarak ters parabolik şekilli GaAs/Ga _{0.7} Al _{0.3} As tek kuantum kuyusunun taban durum enerji seviyesi (E_1), birinci uyarılmış enerji seviyesi (E_2) arasındaki enerji farkının (ΔE) ve dipol moment matris elemanının değişimi.	50

Şekil 6.1 Ters parabolik şekilli GaAs/Ga _{0.7} Al _{0.3} As tek kuantum kuyusunun farklı parabol eğim katsayısı ($\sigma=1, \sigma=3, \sigma=6$), için gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak optiksel soğurma katsayılarının değişimi.....	52
Şekil 6.2 Ters parabolik şekilli GaAs/Ga _{0.7} Al _{0.3} As tek kuantum kuyusunun farklı kuantum kuyu genişlikleri ($L_w=75\text{Å}, L_w=100\text{Å}, L_w=150\text{Å}$) için gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak optiksel soğurma katsayılarının değişimi.	53
Şekil 6.3 Ters parabolik şekilli GaAs/Ga _{1-x} Al _x As tek kuantum kuyusunun farklı alüminyum konsantrasyonu ($x=0,2, x=0,3, x=0,4$), için gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak optiksel soğurma katsayılarının değişimi.....	54
Şekil 6.4 Ters parabolik şekilli GaAs/Ga _{0.7} Al _{0.3} As tek kuantum kuyusunun büyütme doğrultusuna paralel uygulanan üç farklı elektrik alan değeri için gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak soğurma katsayısının değişimi.....	55
Şekil 6.5 Ters parabolik şekilli GaAs/Ga _{0.7} Al _{0.3} As tek kuantum kuyusunun büyütme doğrultusuna dik uygulanan üç farklı statik manyetik alan değeri için gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak soğurma katsayısının değişimi.....	56
Şekil 6.6 Ters parabolik şekilli GaAs/Ga _{0.7} Al _{0.3} As tek kuantum kuyusunun uygulanan ışığın şiddeti ($I=0,05 \text{ MW/cm}^2, I=0,1 \text{ MW/cm}^2, I=0,5 \text{ MW/cm}^2$) değeri için gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak soğurma katsayısının değişimi....	57
Şekil 6.7 Ters parabolik şekilli GaAs/Ga _{0.7} Al _{0.3} As tek kuantum kuyusunun farklı parabol eğim katsayısı ($\sigma=1, \sigma=3, \sigma=6$), için gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak kırılma indisinin değişimi.	58
Şekil 6.8 Ters parabolik şekilli GaAs/Ga _{0.7} Al _{0.3} As tek kuantum kuyusunun farklı kuantum kuyu genişlikleri ($L_w=75\text{Å}, L_w=100\text{Å}, L_w=150\text{Å}$) için gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak kırılma indisinin değişimi.	59
Şekil 6.9 Ters parabolik şekilli GaAs/Ga _{1-x} Al _x As tek kuantum kuyusunun farklı alüminyum konsantrasyonu ($x=0,2, x=0,3, x=0,4$), için gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak kırılma indisinin değişimi.	60
Şekil 6.10 Ters parabolik şekilli GaAs/Ga _{0.7} Al _{0.3} As tek kuantum kuyusunun büyütme doğrultusuna paralel uygulanan üç farklı elektrik alan değeri için gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak bağıl kırılma indisinin değişimi.	61

Şekil 6.11 Ters parabolik şekilli GaAs/Ga_{0.7}Al_{0.3}As tek kuantum kuyusunun büyütme doğrultusuna dik uygulanan üç farklı statik manyetik alan değeri için gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak kırılma indisinin değişimi 62

Şekil 6.12 Ters parabolik şekilli GaAs/Ga_{0.7}Al_{0.3}As tek kuantum kuyusunun uygulanan ışığın şiddeti (I=0,05 MW/cm², I=0,1 MW/cm², I=0,5 MW/cm²) değeri için gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak kırılma indisinin değişimi. 63



TABLÖLAR DİZİNİ

Tablo 2.1. Yarıiletkenlerle yapılan bazı elektronik devre elemanları [8]..... 5

Tablo 2.2 Bazı yarıiletkenlerin yasak bant aralığı değerleri [9]..... 6



SİMGELER DİZİNİ

N	Azot
Sb	Antimuan
Ar	Arsenik
P	Fosfor
Ge	Germanyum
Si	Silisyum
Ga	Galyum
In	İndiyum
Cu₂O	Bakır oksit
GaAs	Galyum arsenik
InP	İndiyum fosfor
PbS	Kurşun sülfür
AlAs	Aliminyum Arsenit
GaSb	GalyumAntimon
InAs	İndiyum Arsenit
AlGaAs	Aliminyum Galyum Arsenit
ZnS	Çinko sülfür
GaP	Galyum fosfor
E	Enerji, J
E_d	Donör enerji seviyesi, J
E_a	Akseptör enerji seviyesi, J
E_g	Yasak bant aralığı, J
E_c	İletim bandı sınırındaki enerji değeri, J
E_v	Değerlik bandı sınırındaki enerji değeri, J
ΔE_c	İletim bandı süreksizliği, J
ΔE_v	Değerlik bandı süreksizliği, J
ΔE_{g1}	Birinci malzemenin yasak bant aralığı, J
ΔE_{g2}	İkinci malzemenin yasak bant aralığı, J

ΔE_{g1}^f	Birinci malzemenin deneysel yasak bant aralığı, J
ΔE_{g2}^f	İkinci malzemenin deneysel yasak bant aralığı, J
\mathbf{k}	Dalga vektörü, m^{-1}
ψ_s	Dalga fonksiyonu
ρ	Yoğunluk matris elemanı
\hbar	Plank sabiti, J.s
\mathbf{H}	Hamiltolyen operatörü, J
V_z	Kuşatma potansiyeli, J
V_0	Kuşatma potansiyeli büyüklüğü, J
\hat{H}_0	Serbest atom hamiltolyeni, J
\vec{A}	Manyetik alan vektörü, T.m
σ_v	Taban durum elektron yoğunluğu
ϵ	Elektriksel geçirgenlik m^{-1}
ϵ_0	Boş uzayın elektriksel geçirgenliği $F m^{-1}$
C_n^s	s seviyesinde olduğu bilinen bir atomun, t zamanında n'ninci enerji seviyesinde bulunma olasılık genliği
U_n	Enerji özdeğer çözümü, J
δ_n	Sonsuz kuantum kuyusunun öz fonksiyonlarındaki tek ve çift özdeğerlere karşılık gelen faz farkı
μ	Malzemenin manyetik geçirgenliği, $H.m^{-1}$
E_{10}	Birinci enerji özdeğeri ile taban enerji özdeğerinin farkı, J
n_r	Reel kırılma indisi
c	Işığın boşluktaki hızı, m/s
I	Uygulanan ışığın şiddeti
$\Delta n(\omega)$	Kırılma indisindeki değişim
$\alpha(\omega)$	Soğurma katsayısı
\vec{P}	Momentum operatörü, $kg m s^{-1}$
m^*	Elektronun etkin kütlesi, kg
e	Elektron yükü, $1.6 \times 10^{-19} C$
R	Rydberg sabiti, J
a_B	Bohr yarıçapı, m
$\rho_{nm}^{(eq)}$	Termal dengedeki yoğunluk matris değeri
\hat{H}_{int}	Etkileşme hamiltonyeni

M_{ij}	Dipol matris elemanları
$\varphi_n(\mathbf{z})$	Elektronun z yönündeki hareketini tanımlayan dalga fonksiyonu
\mathbf{B}	Manyetik alanın büyüklüğü
\mathbf{F}	Elektrik alanın büyüklüğü
n	Baş kuantum sayısı
E_1	Taban durum enerji seviyesi, J
E_2	Birinci uyarılmış enerji seviyesi, J
ΔE	Enerji farkı, J
$\chi^{(1)}$	Doğrusal alınganlık
$\chi^{(2)}$	İkinci dereceden optiksel alınganlık
$\chi^{(3)}$	Üçüncü dereceden optiksel alınganlık
$\mathbf{P}^{(1)}(\mathbf{t})$	Doğrudan polarizasyon yoğunluğu
$\mathbf{P}^{(2)}(\mathbf{t})$	İkinci dereceden doğrusal olmayan polarizasyon yoğunluğu
$\mathbf{P}^{(3)}(\mathbf{t})$	Üçüncü dereceden doğrusal olmayan polarizasyon yoğunluğu
$\langle \mathbf{A} \rangle$	A operatörünün beklenen değeri
A_{mn}	A operatörünün matris elemanları
$\mathbf{P}(s)$	Sistemin s seviyesinde bulunma olasılığı
Γ_{nm}	$ n\rangle$ ve $ m\rangle$ seviyeleri arasındaki düşüş oranı
L	Kuantum kuyu genişliği, m
σ	Kuantum kuyu derinliği
$\vec{\mathbf{p}}$	Elektronun momentum operatörü, kg m s^{-1}

KISALTMALAR DİZİNİ

MBE: Moleküler ışın epitaksi (Moleküler ışınla kristal büyütme tekniği)

LPE: Sıvı faz epitaksi

CVD: Kimyasal buhar depolama

VPE: Buhar faz epitaksi

3D: Üç boyut

2D: İki boyut

1D: Bir boyut

0D: Sıfır boyut

1. GİRİŞ

Günümüz teknolojisinin temeli olan yarıiletken terim olarak ilk kez 1872 de Alessandro Volta tarafından kullanılmıştır. 1833'te yarıiletkeni ilk gözlemleyen Michael Faraday, gümüş sülfürün elektrik direncinin sıcaklıkla azaldığını tespit etmiştir. 1874 yılında Karl Braun ilk yarıiletken diyot etkisini keşfetti ve belgelendirdi. Braun, akışın metal bir nokta ile galena kristali arasındaki temasta yalnızca bir yönde serbestçe aktığını gözlemledi. Braun'un keşfi hemen takdir edilmese de, daha sonra radyonun geliştirilmesi ve İkinci Dünya Savaşı radar sistemlerinde mikrodalga radyasyonunun tespitinin temeli olmuştur. Jagadis Chandra Bose tarafından 1901'de "kedi bıyıkları" adı verilen ilk yarıiletken cihaz patenti alındı. Bu cihaz radyo dalgalarını tespit etmek için kullanılan bir nokta temaslı yarı iletken doğrultucuydu. 1914 Johan Koenigsberger katı hal malzemelerini elektriksel iletkenliklerine göre üç sınıfa ayırdı; metaller, izolatörler ve "değişken iletkenler". 1925'te sırasıyla E. Presser ve 1926 yılında L. O. Grondahl Selenyum ve bakıroksit redresörlerini II. Dünya Savaşı'nda askeriyede iletişim ve radar ekipmanı olarak yoğun olarak kullanıldı. 1928'de Ferdinand Bloch, kafeslerde elektron teorisini geliştirdi. 1929'da Walter Schottky, metal yarıiletkende bir bariyer bulunduğunu deneysel olarak doğruladı. Radyo dalgalarının tespiti çalışmaları sırasında Russel Ohl, yarıiletkenlerin kristallerin kalitesinden kaynaklanan sorunları fark ederek p-n kavşağını yaratan elektronik safsızlıkları belirledi. Ohl, 1939'da P-N engelini keşfetti. Aralık 1947'de John Bardeen ve Walter Brattain bir germanyum nokta temaslı transistör inşa etti ve bu cihazın bir güç kazancı sergilediğini gösterdi. Bununla birlikte, sorumlu mekanizma ile ilgili bir belirsizliğin de varlığını keşfetti. Transistör eylemi için Bardeen ve Brattain, yüzeysel olayların yeni cihazın çalışmasında baskın bir rol oynadığına inanırken, Shockley azınlık taşıyıcılarının toplu iletimini tercih etti. Bir ay sonra, bir p-n kavşağı teorisi geliştirdi. Transistör kavşağından sonra yarı iletken teknolojisi çok hızlı bir şekilde gelişerek 1958 yılında entegre devrelerin geliştirilmesini sağlamıştır. Yarıiletkenler elektronik ve optoelektronik cihazların vazgeçilmez yapı taşlarıdır. 1900'lü yılların başında, siyah cisim ışınması ve fotoelektrik gibi fiziksel olayları açıklamakta yetersiz kalan klasik fizik, yerini ilk kez Planck tarafından öne sürülen ve Pauli, Dirac, Schrödinger, Heisenberg gibi bilim adamları tarafından geliştirilen ve kurulan kuantum fiziğine bırakmıştır. Temel

parçacıklar molekül, atom, çekirdek, ve kuarklar gibi küçük parçacıkları inceleyen kuantum fiziği; nanoteknoloji, optik, elektronik savunma ve biyomedikal gibi birçok alanda uygulama olanağı bulmuştur. Yarıiletkenlerin sıkça tercih edilmelerinin temel nedenleri, yarıiletken devre elemanlarının çok küçük hacimler içerisine yerleştirilebilir olmaları, söz konusu yarıiletkenlerin yasak bant aralıklarının küçük olması ve istenilen bir devre elemanı yapılmasına imkân vermesidir.

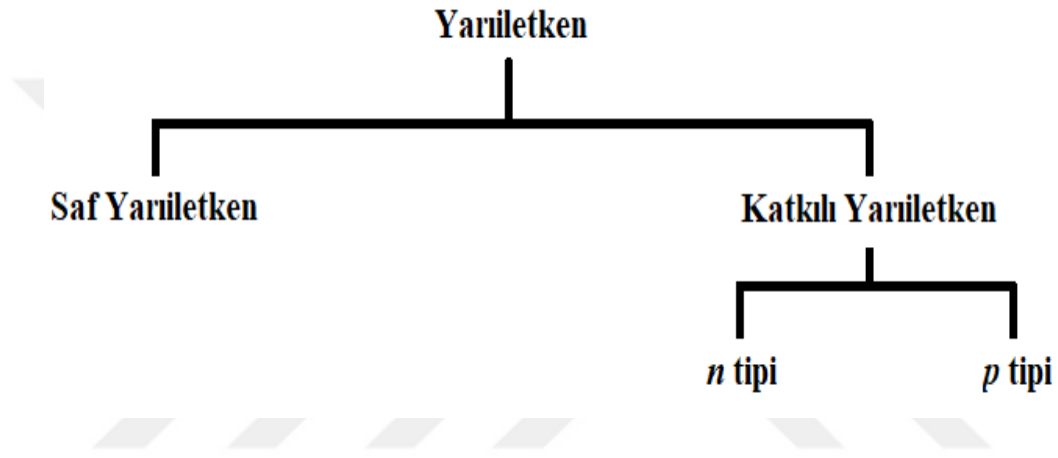
Ayrıca yarıiletkenlerden yapılan devre elemanlarının karakteristik özellikleri (elektriksel ve optiksel) dış uyarımlar ile; statik elektrik ve manyetik alan, hidrostatik basınç, sıcaklık ve yoğun lazer alanı vb. değiştirilerek kontrol edilebilir.

Nanoteknoloji çağı olarak adlandırılan günümüzde, nanometre mertebesinde (10^{-5} milimetre) işlenerek düşük boyutlu yarıiletken yapıların (kuantum kuyu, kuantum tel ve kuantum nokta) üretilmesi mümkün hale gelmiştir. Yarıiletken kuantum yapılarda, yapıyı oluşturan malzemelerin bant aralıklarındaki farklılıklardan kaynaklanan potansiyel tarafından taşıyıcıların hareketi belirli boyutlarda sınırlandırılabilir. MBE (Moleküler ışın epitaksi), LPE (sıvı faz epitaksi), VPE (buhar faz epitaksi), kimyasal buhar depolama gibi büyütme tekniklerinin gelişmesi, nano seviyede kristal yapının ve kimyasal kompozisyonun kontrol edilmesini mümkün hale getirmiş ve bilim adamlarına daha sıkı boyutsal sınırlamalarla nano yarıiletkenlerin üretiminde, yardımcı olmuştur [1-6]. 1960'larda Hayashi ve Panish [7], büyük bant aralıklı yarıiletken malzemeler arasına daha küçük bant aralıklı ince bir yarıiletken malzeme yerleştirmişler ve taşıyıcıların hareketlerini sınırlayarak nano cihazlar üretmeye başarmışlardır. 1980'li yıllara kadar yapay kristallerin büyütülmesindeki yetersizlikten dolayı yarıiletken malzemelerden elde edilen devre elemanları Ge, Si ve benzeri temel yarıiletken malzemeler kullanılıyordu. Daha sonraları yapılan çalışmalarla yeni tür yarıiletkenler (bakır oksit -CuO/CuO₂, galyum arsenid -GaAs ,indiyum fosfür -InP , kurşun sülfür- Pb S gibi bileşikler) ortaya çıkarıldı. Böylece taşıyıcıların (elektronlar ve deşikler) hareketleri bir boyutta, genellikle büyüme yönünde, sınırlandırılmıştır. Bu tür bir sınırlandırma kuantum kuyusu olarak adlandırılır. Benzer olarak taşıyıcı hareketlerinin iki boyutta sınırlandırılması ile kuantum telleri ve üç boyutta sınırlandırılması ile kuantum noktalar oluşturulur.

Yapılan bu çalışmanın ilk kısmında yarıiletkenler, düşük boyutlu sistemler, heteroyapılar ve doğrusal olmayan optik hakkında kısa bir genel bilgi verilmiştir. Çalışmanın ikinci kısmında ise, kristal büyütme doğrultusunda uygulanan statik elektrik alan ve bu büyütme doğrultusuna dik uygulanan statik manyetik alan altındaki bir ters parabolik GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs kuantum kuyusunda kuşatılmış bir elektron için toplam Hamiltonyen elde edilmiştir. Daha sonra bu Hamiltonyen kullanılarak yazılan Schrödinger denklemi etkin kütle yaklaşımı çerçevesinde analitik çözümü yapılarak, sistemin enerji özdeğer ve özvektörleri elde edilmiştir. Elde edilen bu enerji özdeğer ve özvektörlerinden yararlanarak, sistemin doğrusal ve doğrusal olmayan optik özellikleri hesaplanarak yorumlanmıştır. Bu hesaplamayı sayısal olarak yapmak için hazır paket program MATEMATİCA ile yüksek kapasiteli bilgisayarlar kullanılmıştır.

2. YARI İLETKENLER

Bir yarıiletken malzeme, elektriksel özellikleri yalıtkanlar ile iyi iletkenler arasında bulunan bir malzemedir. İlk yarıiletken transistorlar de kullanılmış olan en yaygın yarıiletken malzemeler germanyum ve silikondur. Yarıiletkenler, enerji bantları bakımından neredeyse boş bir iletkenlik bandı ile çok dar bir enerji boşluğu olan (1 eV sırasına göre) bir yasak bant aralığı ile ayrılmış tamamen elektronlar ile dolu olan bir değerlilik bandına sahip olan malzemeler olarak da tanımlanabilir. Şekil 2.1' de yarıiletken maddelerin sınıflandırılması görülmektedir.



Şekil 2.1 Yarı iletkenlerin gruplandırılması

Yarıiletkenlerde, serbest yük taşıyıcıları normalde mevcut değildir, ancak çok az miktarda enerji ile üretilebilirler. Yarıiletken elektronik cihazlar, genellikle bir saf yarıiletken (örneğin silikon) kristaline kontrollü miktarda safsızlık atomu katmak suretiyle üretilir. Örneğin, silikon kristalleri, negatif yüklü bir yarıiletken oluşturmak için fosfor ile katkılanır. Fosfor (P), bazı silikon (Si) atomlarının yerini alır. Fosfor, en dış yörüngesinde beş elektrona sahiptir (silikon, 4 elektrona). Fazla elektron, kristalin atomik bağlarında yer almaz ve kristale küçük bir voltaj uygulanırsa mobilizasyon için kullanılabilir. Tersine, bir silikon kristali en dış yörüngesinde silikondan daha az elektrona sahip olan bor (B) atomları ile katkılanırsa, pozitif yüklü bir yarıiletken oluşur. Katkılı kristal elektron eksiktir ve yapısında pozitif yüke sahip "boşlukları" vardır. Boşluklar kristal yapı boyunca hareket edebilir, böylece yarıiletkene pozitif bir yük kazandırır [1].

Yarıiletken malzemelere belirli oranlarda safsızlık (impurity) atomları katkılanarak yük taşınımı sadece elektronlarla ya da boşluklarla yapılabilir. Bu sayede katkı

yarıiletkenler ile; diyot ve transistör gibi kontrol işlevli devre elemanları yanı sıra doğrultucu, kapasitör gibi elektronik aygıtlar ve foto dedektör, lazer ve fotovoltatik güneş pilleri gibi optoelektronik aygıtlar yapmak mümkün olur. Aynı zamanda hard diskler, usb flash diskler, grafik işlemcilerde kullanıldığı gibi güç denetimi, termal denetim teknikleri, radar ve uydu iletişimde de yarıiletkenlerden yararlanılmaktadır [2,8].

MALZEMENİN ADI	KULLANILMA YERİ
<i>Germanyum (Ge) (Basit eleman)</i>	<i>Diyot, transistör, entegre, devre</i>
<i>Silikon (Si) (Basit eleman)</i>	<i>Diyot, transistör, entegre, devre</i>
<i>Selenyum (Se) (Basit eleman)</i>	<i>Diyot</i>
<i>Bakır oksit (kuproksit) (CuO) (Bileşik eleman)</i>	<i>Diyot</i>
<i>Galliyum Arsenid (Ga As) (Bileşik eleman)</i>	<i>Tünel diyot, laser, fotodiyot, led</i>
<i>Indiyum Fosfor (In P) (Bileşik eleman)</i>	<i>Diyot, transistör</i>
<i>Kurşun Sülfür (Pb S) (Bileşik eleman)</i>	<i>Güneş pili (Fotosel)</i>

Tablo 2.1. Yarıiletkenlerle yapılan bazı elektronik devre elemanları [8]

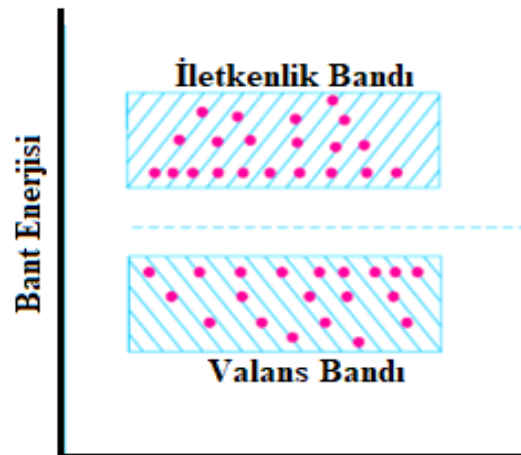
2.1. Saf (pure) Yarıiletkenler

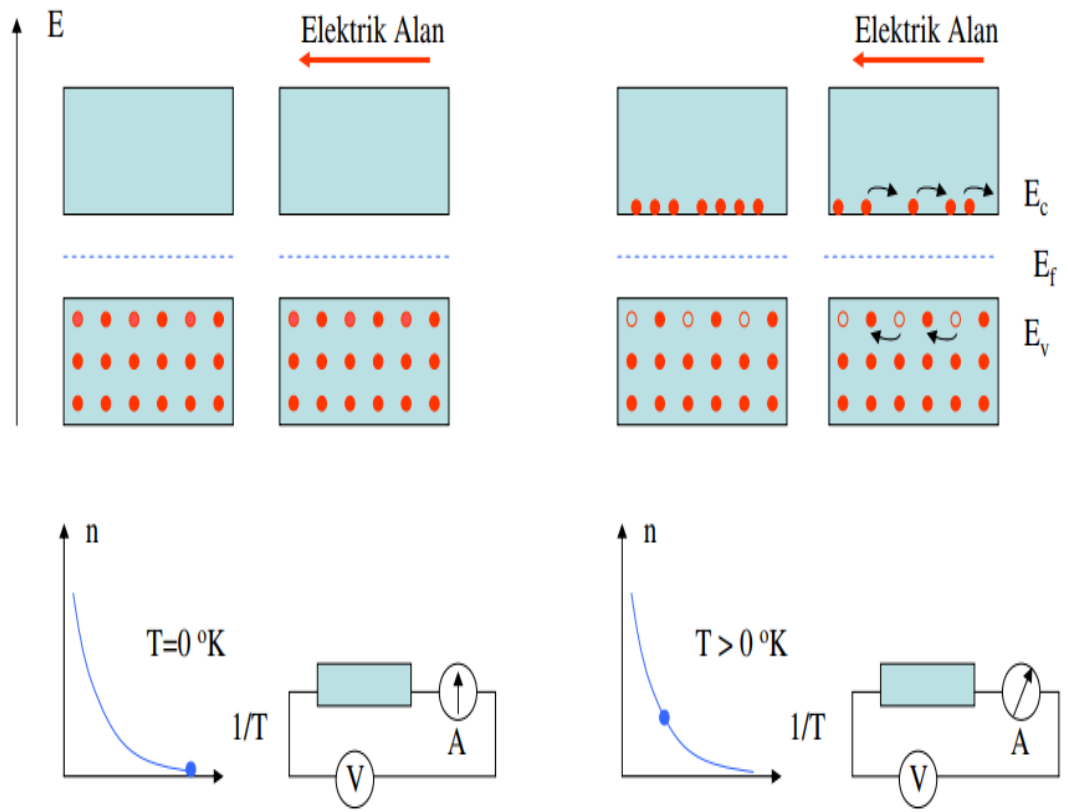
Saf bir yarıiletken, yarıiletken malzemenin oldukça saf formunda üretilmiş halidir. En bilindik ve en önemli örnekleri sırasıyla 0.72 eV ve 1.1 eV yasak enerji boşluklarına sahip olan saf germanyum ve silikon maddelerdir. Bu tip yarıiletkenlerin bantları arasındaki enerji açığı o kadar küçüktür ki, normal oda sıcaklığında bile; değerlik ve iletim bantları arasındaki küçük enerji boşluğunu geçecek yeterli enerjiye sahip birçok elektron bulunmaktadır.

Kristal	Eg(eV) (300K)
Ge	0.67
Si	1.11
GaP	2.26
GaAs	1.43
GaSb	0.70
ZnS	3.60
CdS	2.42
CdSe	1.73

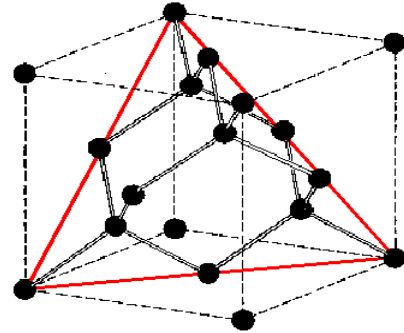
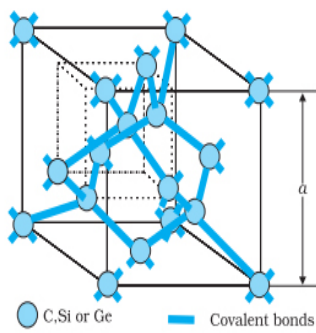
Tablo 2.2 Bazı yarıiletkenlerin yasak bant aralığı değerleri [9]

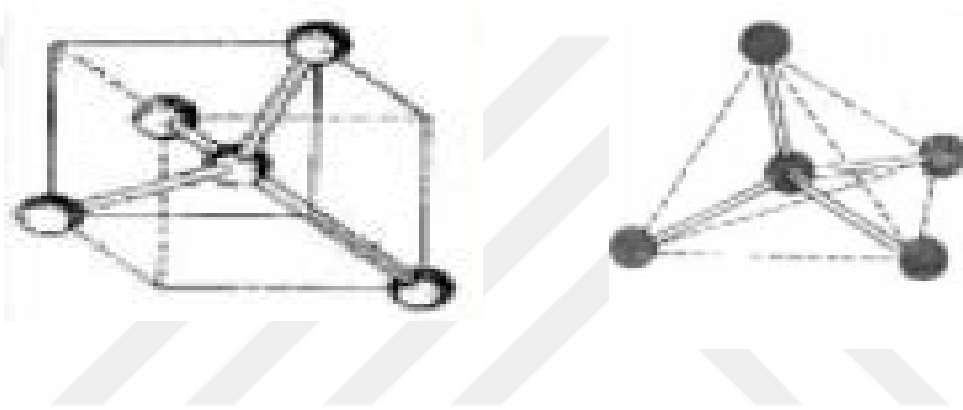
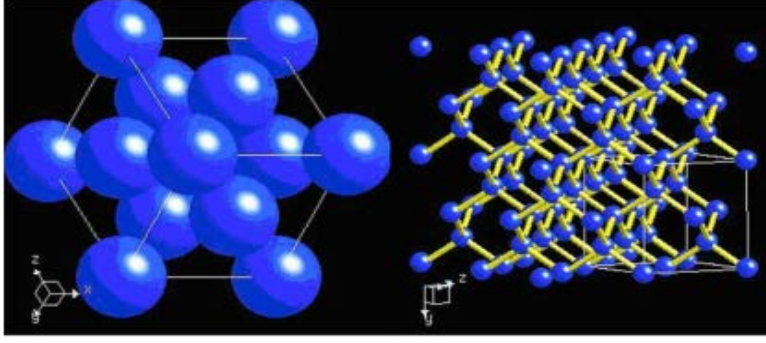
Yani, saf bir yarıiletkende, iletim elektronlarının sayısı boşlukların sayısına eşittir. Oda sıcaklığında saf bir yarıiletkenin şematik enerji bant diyagramı aşağıdaki şekil 2.2'de gösterilmiştir





Şekil 2.2 Bir yarıiletkenin oda sıcaklığındaki şematik enerji diyagramı [10]





Şekil 2.3 Yarıiletkenlerin kristal yapısının üç boyutlu olarak gösterilmesi [11]

2.2. Katkılı Yarıiletkenler

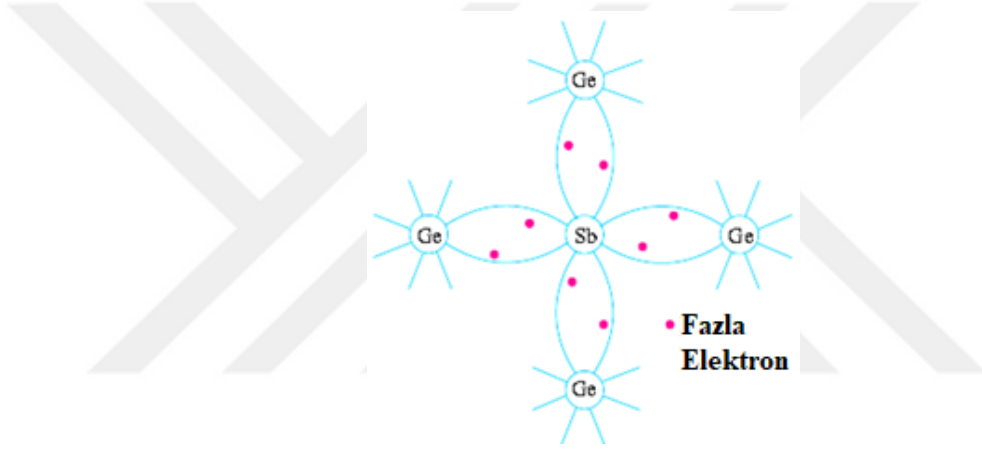
Yük taşıyıcılarının valans ve iletim bantlarında bulunma durumu yapıya kasıtlı olarak katılan veya yanlışlıkla giren safsızlıklardan etkilenmektedir. Bu safsızlıklar yarıiletken kristal yapısına katılmış yabancı atomlardır. Bazı safsızlıklar istenen özelliklerde malzemeler ve cihazlar üretmek için kasıtlı olarak katılmaktadır. Bazı uygun safsızlık veya katkı malzemesinin aşırı küçük miktarlarda (yaklaşık 10^6 'de 1 oranında) ilave edildiği bu tip yarı iletkenlere katkılı veya saf olmayan yarı iletkenler denir ve safsızlıkların kafes için yerleştirilmesi işlemine de “katkılama” denir. [4;12] Kullanılan katkı malzemesinin türüne bağlı olarak, katkılı yarıiletkenler iki sınıfa ayrılır:

- (i) N tipi yarı iletkenler
- (ii) P tipi yarı iletkenler.

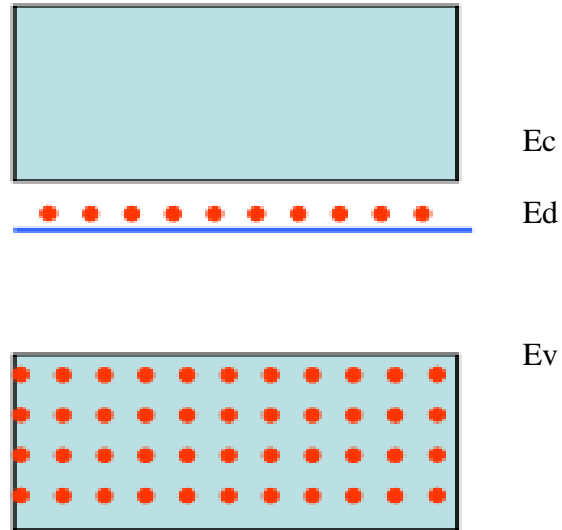
2.2.1 N-tipi yarıiletkenler

Bu tip bir yarıiletken, antimonti (Sb) gibi bir pentavalent malzeme saf germanyum kristaline eklenerek elde edilir. Aşağıdaki şekilde gösterildiği gibi, her bir antimon atomu, beş elektronunun dördü yardımıyla, dördüncü germanyum atomuyla kovalent bağlar oluşturur. Beşinci elektron gereksizdir ve antimon atomuna gevşek bir şekilde bağlanır.

Bu nedenle, elektrik alanın uygulanmasıyla veya termal enerjideki artışla değerlik bandından iletkenlik bandına kolayca uyarılabilir. Yukarıdaki açıklamadan, N tipi yarı iletkenlerde elektronların çoğunluk taşıyıcıları olduğu, boşlukların azınlık taşıyıcıları oluşturduğu görülmektedir.



Şekil 2.4 Sb ve Ge elementlerinin kovalent bağ yapısı [13].



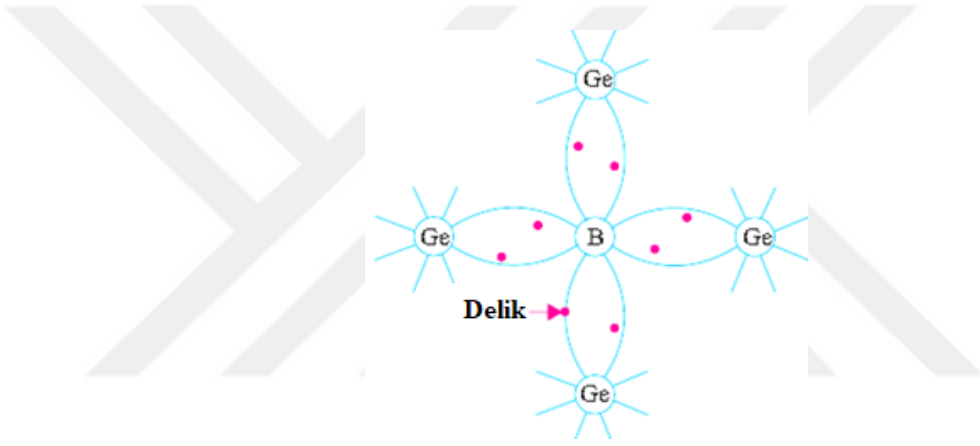
Şekil 2.5 N tipi yarı iletken enerji seviyesi şematik gösterimi [13]

2.2.2 P-tipi yarıiletkenler

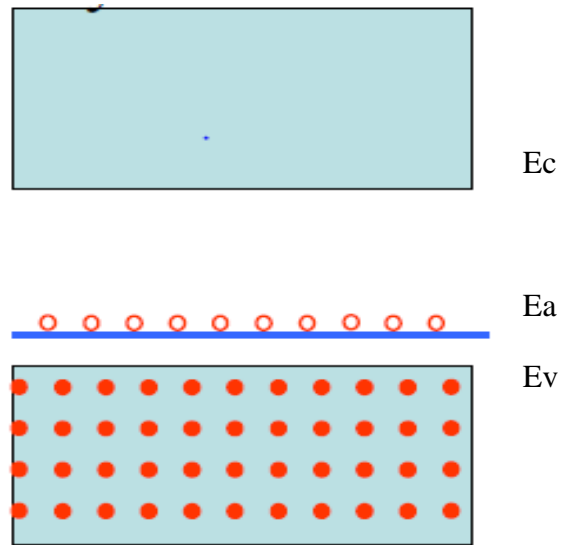
Bu tip bir yarıiletken, saf bir germanyum kristaline, üç değerli bir bor (B) atomu eklendiğinde elde edilir. Bu durumda, bor atomunun üç değerlik elektronu, dört çevreleyen germanyum atomu ile kovalent bağlar oluşturur, ancak bir bağ eksik kalır ve aşağıdaki Şekil 2.6'da gösterildiği gibi bir boşluğun oluşmasına neden açar.

Bu nedenle, alıcı kirlilik olarak adlandırılan bor, bir germanyum kristalinde bor atomları kadar pozitif deliklere neden olur ve böylece bir P-tipi (pozitif için P) bir yarıiletken üretir.

Bu tür yarıiletkenlerde iletkenlik, değerlik bandındaki boşlukların hareketinden kaynaklanır.



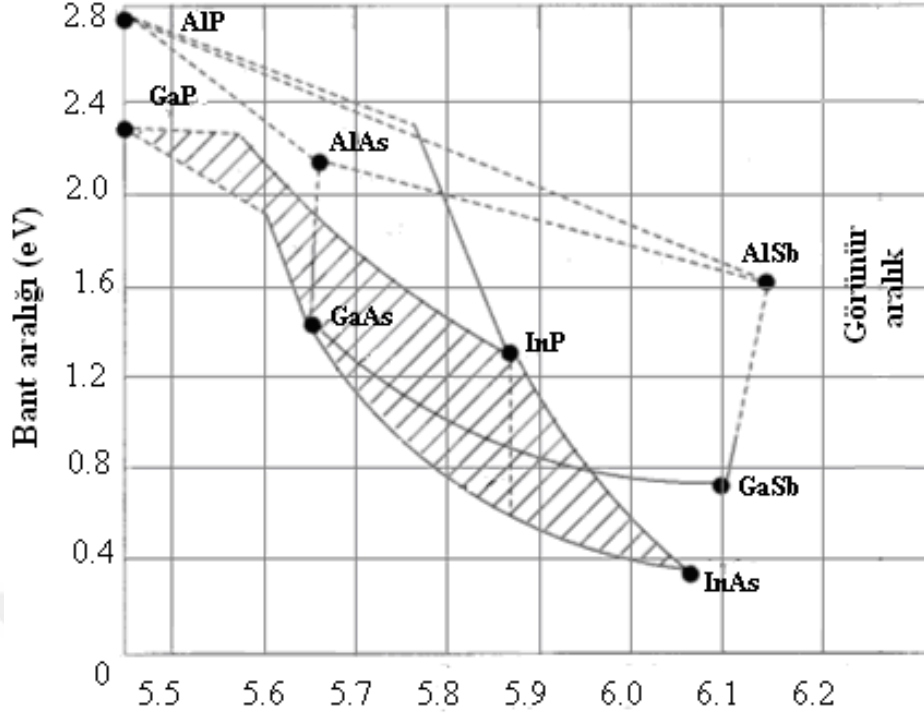
Şekil 2.6 B ve Ge elementlerinin kovalent bağ yapısı [13].



Şekil 2.7 P tipi yarı iletken enerji seviyesi şematik gösterimi [13]

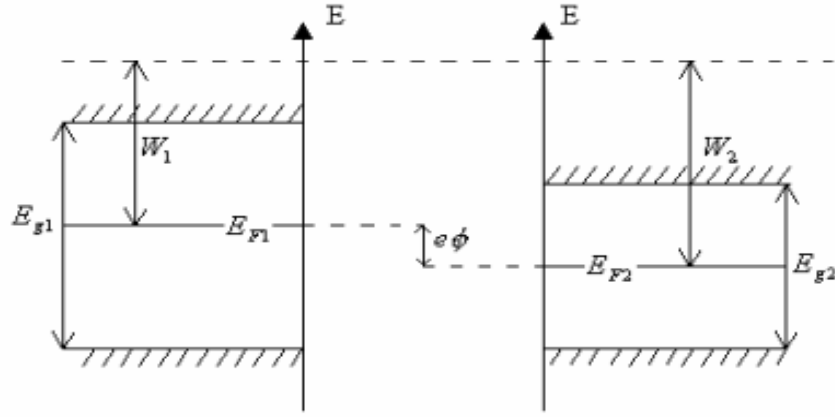
3. HETEROYAPILAR

Nano teknoloji çağının yaşandığı günümüzde farklı karakteristik özelliklerde (elektronik ve optik özellikler) yarıiletkenler yapmak mümkündür. Yarıiletkenlerin karakteristik özellikleri bant yapılarına bağlıdır. Metal organik kimyasal buhar biriktirme (MOCVD) ve moleküler ışın epitaksi (MBE) gibi yapay kristal büyütme yöntemleri amaca yönelik farklı elektronik özelliklere sahip yarıiletken malzemelerin büyütülmesine imkan verir [14]. Birbirinden farklı iki yarıiletkenin bir araya getirilmesi ile oluşan yapıya yarıiletken literatüründe heteroyapı (heterostructure) adı verilir. İki farklı yarıiletkenin birbirine eklenmesi sonucunda, p ve n tipi katkı malzemelerin eklemlerinde görülen bant bükülmeleri meydana gelmez. İletim ve valans bantlarının birbirlerine göre konumları sonucu bu bantlarda süreksizlikler oluşur. Bu süreksizlikler yük taşıyıcılarının belli bölgelerde kuşatılmalarına yol açar. Heteroyapıyı oluşturan külçelerin benzer yapıda olmaları, uygulamada önemli sonuçların alınmasını sağlar. Aynı zamanda bu koşul ile elektron dalga vektörünün ara yüzeyde değişmemesi de sağlanmış olur. Heteroyapıyı oluşturan bir yarıiletkenin kristal potansiyeli ile elektronik yapısının ara yüzey düzlemine kadar değişmediği kabul edilir. Ara yüzeyde elektronik yapı ve kristal potansiyel aniden diğer külçenin özelliklerini sergileyecek biçimde değişir. Zaten teknolojik uygulamada önemli olan yarıiletkenlerin çoğu aynı simetri grubuna sahip olduklarından, heteroyapı için kabul edilen koşullar sağlanmış olur. Genel olarak, külçelerin örgü sabiti heteroyapı oluşumu için uygunluk sabiti olarak değerlendirilir [15]. Şekil 3.1’ de bazı yarıiletkenlerin örgü sabitleri ve bant aralıkları verilmiştir. $Ga_{1-x}Al_xAs$ yarıiletkeninde enerji band aralığı AlAs ve GaAs birliklerinin örgü sabitlerine bağlıdır. AlAs ve GaAs materyallerinin örgü sabitleri arasındaki fark yaklaşık 0.01\AA ’dur. $Ga_{1-x}Al_xAs$ alaşım sistemi $0 \leq x \leq 0.45$ için GaAs ile hemen hemen mükemmel bir eşleşme sağladığından çok yüksek kaliteli çoklu tabakalar halinde heteroyapılar oluşturulabilir [16,17].

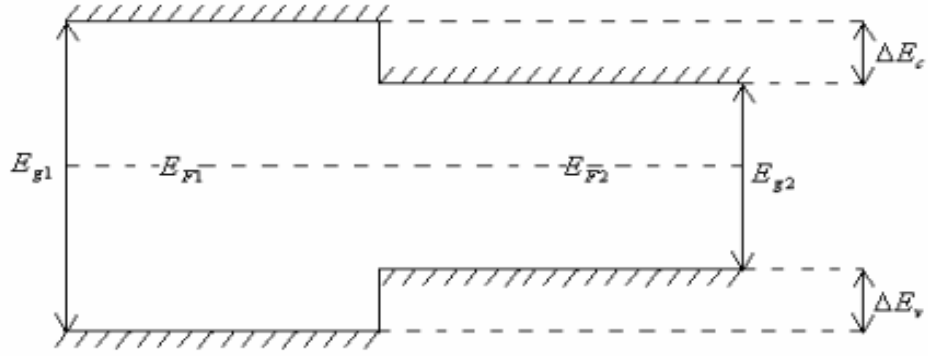


Şekil 3. 1 Oda sıcaklığında bazı yarıiletkenlerin örgü sabitleri ve band aralıkları katı çizgiler direkt band aralığını ve kesikli çizgiler ise indirekt band aralığını göstermektedir [15].

Örgü sabitleri birbirine yakın yarıiletkenlerin oluşturdukları heteroyapıda, eğer bu yarıiletkenin temel band aralığı direkt ise, band süreksizlik profili, kuantum kuyusu modelini temsil eder. Kuantum kuyusunu oluşturan yarıiletkenlerin band yapıları, band sınırlarında benzer olduklarından dolayı, engelde ve çukurda etkin kütle farkı önemsenmeyebilir. Bir boyutlu potansiyel içinde z-doğrultusunda kuşatılan elektron ve boşluk, kuşatma doğrultusuna dik (x-y) düzleminde serbest parçacık karakterinde olup, sanki iki boyutlu davranış gösterirler. Heteroyapının ara yüzeyinin her iki yanındaki ortalama elektron yoğunluğu eşit kabul edilirse, serbest elektron modeline göre Fermi enerji düzeyi yasak enerji aralığının ortasında bulunur. Elektronik yapıları aynı veya çok yakın olan iki yarıiletken birleştirildiğinde, bir süre sonra fermi enerji düzeyleri aynı seviyeye gelir [15].



(a)



(b)

Şekil 3.1 (a) Birbirine eklenmemiş farklı iki yarıiletkenin bant diyagramı. (b) Örgü sabitleri özdeş 1 ve 2 yarıiletkenlerinin bantlarının eklenmesi ile heteroyapının oluşturulması [18]

Şekil 3.2 de görüldüğü gibi heteroyapı oluşturmak için iki malzeme bir araya getirildiğinde iletim ve valans bandında sırasıyla ΔE_c ve ΔE_v süreksizlikleri oluşur.

Valans bandında oluşan süreksizlik;

$$\Delta E_v = \frac{\Delta E_{g1} - \Delta E_{g2}}{2} \quad [3.1]$$

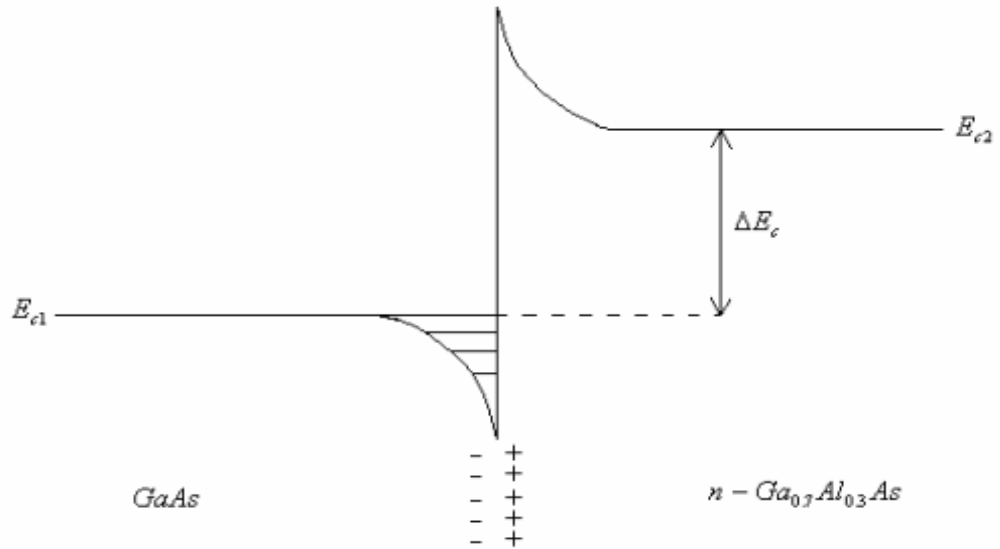
eşitliği ile verilmektedir. ΔE_v bilinirse iletkenlik bandındaki süreksizlik;

$$\Delta E_c = |E_{g1}^f - E_{g2}^f| - |\Delta E_v| \quad [3.2]$$

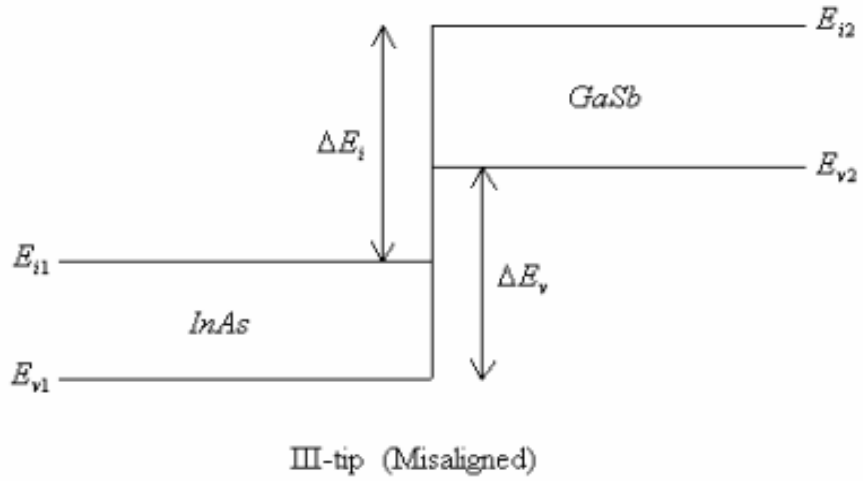
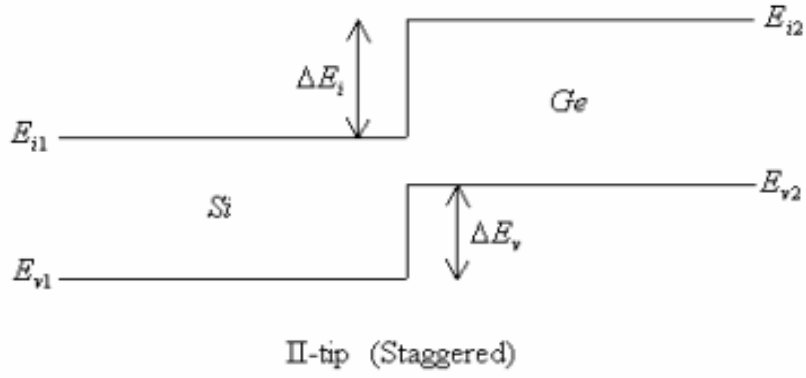
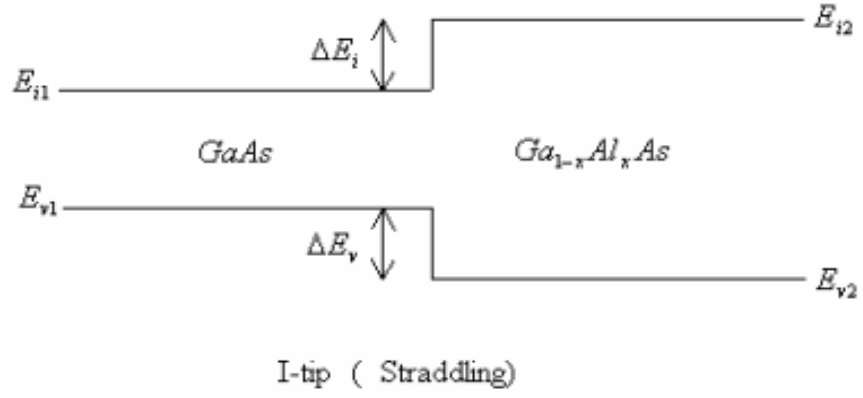
ile verilebilir [17]. ΔE_{g1}^f ve ΔE_{g2}^f külçelerin deneysel olarak belirlenen yasak bant aralıklarıdır.

Eğer heteroyapıyı oluşturan yarıiletkenlerin ikisi de direkt bant aralıklı ise, ΔE_c yukarıda verilen bağıntı ile kolayca hesaplanır. Fakat eğer her iki yarıiletken direkt bant aralığı özelliğini taşıyorsa, iletim bandındaki kesiklilik hesaplanırken aynı iletim bandı minimumlarının farkı alınmalıdır.

Heteroyapı bileşenlerinde katkı maddelerinin olması durumunda heteroyapıda bir uzay yükü bölgesi oluşur ve bant bükülmesine neden olur. Heteroyapı iki yarıiletkenden oluştuğu için, ara yüzeyin her iki yanında da uzay yükü potansiyeli sıfırdan farklıdır. Çift yüklü tabakanın neden olduğu potansiyeldeki uzamsal değişim iletim bandı kesikliliği üzerine eklenir (Şekil 2-3). GaAs ve $Ga_{0.7}Al_{0.3}As$ iletim bantlarını ayıran heteroeklem engeli oldukça düşük olduğundan, parçacığın engel içine sızma olasılığı fazladır. Burada iki-boyutlu elektron gazı tabakası MOS yapıdakine göre oldukça büyüktür. Heteroyapılar mikroyapıların yapımında temel eleman niteliğindedir. Düşük boyutlu yapılarda oluşan fiziğin dayandığı anahtar parametre heteroyapıdaki bant süreksizliğidir. Yarıiletken heteroyapılar bant süreksizliğine göre üç gruba ayrılırlar. Bunlar I-tip (Straddling), II-tip (Staggered) ve III-tip (Misaligned) heteroyapılar olarak adlandırılırlar (Şekil 3.3)



Şekil 3.2 GaAs $Ga_{0.7}Al_{0.3}As$ (n-tipi) heteroyapıda iletim bandı eğiminin gösterimi. ΔE_c saf yapının band süreksizliğidir [19]

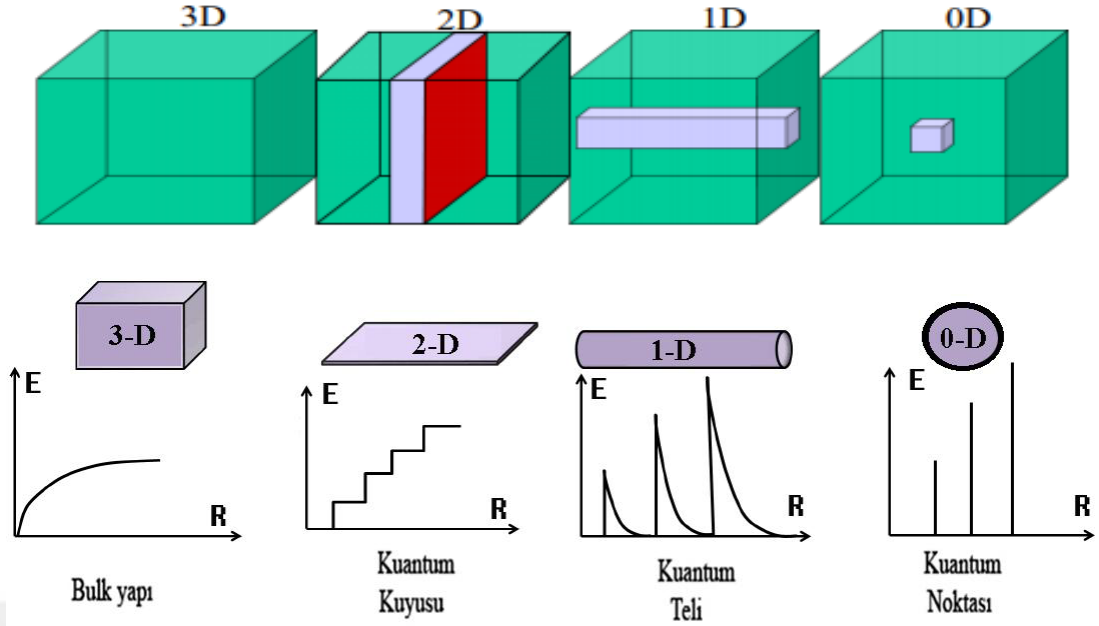


Şekil 3.3 Band süreksizliğine göre heteroyapı türleri [19]

GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs I-tip heteroyapıya örnek verilebilir. Bu yapıda elektron ve boşluk GaAs katmanında bulunurlar. II-tip (Staggered) heteroyapılarda, örneğin Si-Ge, elektronlar Si katmanında, boşluklar ise Ge katmanında kuşatılmışlardır (confined). III-tip (Misaligned) heteroyapıya örnek olarak verebileceğimiz InAs-GaSb yapıda ise, II-tip (Staggered) deki kuşatmaya (yerleşikliğe) benzer bir durum ortaya çıkar fakat bu süper örgülerde periyodun artması ile enerji bant aralığı azalır ve yarıiletken yarı-metale geçiş gözlenir. Katkılanan yarıiletken heteroyapılar uygulama alanında yeni olanaklar sağlarlar. Heteroyapılarda mobilite, modülasyon katkılama ile artırılabilir. Bu yöntem ile engel karakterinde olan bölge katkıları, engeldeki donörler iyonlaşarak bu bölgeden çukura doğru hareket ederler ve orada kuşatılırlar. İki boyutlu sistemlerde ilginç bir uygulama rezonans tünelleme olayıdır. Şekil 3.4’de verilen katkısız sisteme küçük bir alan uygulandığında, düşük tünelleme olasılığı ve elektrotlar arası zayıf bir akım gözlenir. Alan şiddeti artırılırsa, enerji durumu elektrotların E_F düzeyi ile çakışırsa tünelleme ve akım miktarı hızla artar (A bölgesi). Yüksek alanlarda ise, bu çakışma bozulur ve tünelleme normal değerine döner (B bölgesi). Aşırı alan altında ise, engel tümüyle ortadan kalkar ve akım tekrar artar (C bölgesi). Heteroyapıların bu özelliği teknolojik uygulamada önemli bir yer tutar [20;21;22].

3.1. Düşük Boyutlu Yarıiletken Yapılar

Düşük boyutlu yapılar, külçe yapılara göre önemli fiziksel farklılıklar gösterirler. Çünkü fiziksel özellikleri klasik mekanik ile değil kuantum mekaniği ile açıklanabilmektedir. Kuantum mekaniğine göre elektron veya boşluklardan birinin veya her ikisinin de hareketi sınırlandırılırsa sahip olabilecekleri enerji değerleri sürekli değil, ayrık olmaya başlar, bunun sonucunda da iletkenlik ve valans bantları kendi içinde ayrık enerji seviyelerine sahip olur [3]. Değişik kimyasal kristaller (GaAs, InP, GaAlAs, Ge, Si vb) kullanılarak elektronun hareket serbestliği kısıtlanarak elde edilen yapılara düşük boyutlu yapılar denir. Farklı yasak bant aralığına sahip bu yarıiletken malzemeler üst üste getirilerek elektronun serbestlik hareketini etkileyecek şekilde potansiyel farkın oluşmasıyla düşük boyutlu yapılar elde edilir. Elde edilen bu yapılar; üç boyutlu (3D) bulk yapı, iki boyutlu (2D) kuantum kuyusu, bir boyutlu (1D) kuantum teli ve sıfır boyutlu (0D) kuantum noktalarıdır [23;24;25]. Elektronun serbestlik hareketinin kısıtlanması ile oluşan bu düşük boyutlu yapıların şekilleri Şekil-3.5’de gösterilmektedir [26;27;28]. Genel anlamıyla düşük boyutlu yapılar kuantum kuyuları, kuantum telleri ve kuantum noktaları olarak sınıflandırılırlar. Burada boyut yük taşıyıcısının (elektron veya boşluk) serbest olarak hareket edebileceği yön sayısını belirtir. Kuantum kuyuları aynı türden iki yarıiletken tabakanın arasına farklı tür yarıiletken tabakanın eklenmesiyle oluşturulur. Kuantum kuyularına örnek olarak $Ga_{0,7}Al_{0,3}As / GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs$ yapısı verilebilir. Burada x alüminyum konsantrasyonudur. Kuantum kuyularında yük taşıyıcıları iki boyutta serbest parçacık gibi hareket edebilirken, farklı tabakaya doğru (kristalin büyütme yönünde) hareketleri bir boyutta sınırlanır ve enerjileri kuantize olur. Taşıyıcıların hareketinin iki boyutta kuantize olduğu yapılar kuantum telleri olarak adlandırılır. Kuantum tellerine örnek olarak $Ga_{1-x}Al_xAs$ ile çevrelenmiş kare, üçgen veya silindirik kesitli bir GaAs teli verilebilir. Kuantum noktalarında ise taşıyıcının hareketi üç boyutta da kuantize olur. $Ga_{1-x}Al_xAs$ ile çevrelenmiş küp veya küresel biçimli GaAs kuantum noktaları oluşturulabilir [23;28]. Son yıllarda düşük boyutlu yapı olarak tanımlanan kuantum kuyusu, kuantum kuyu telleri ve kuantum noktaları üzerinde birçok araştırma yapılmıştır.

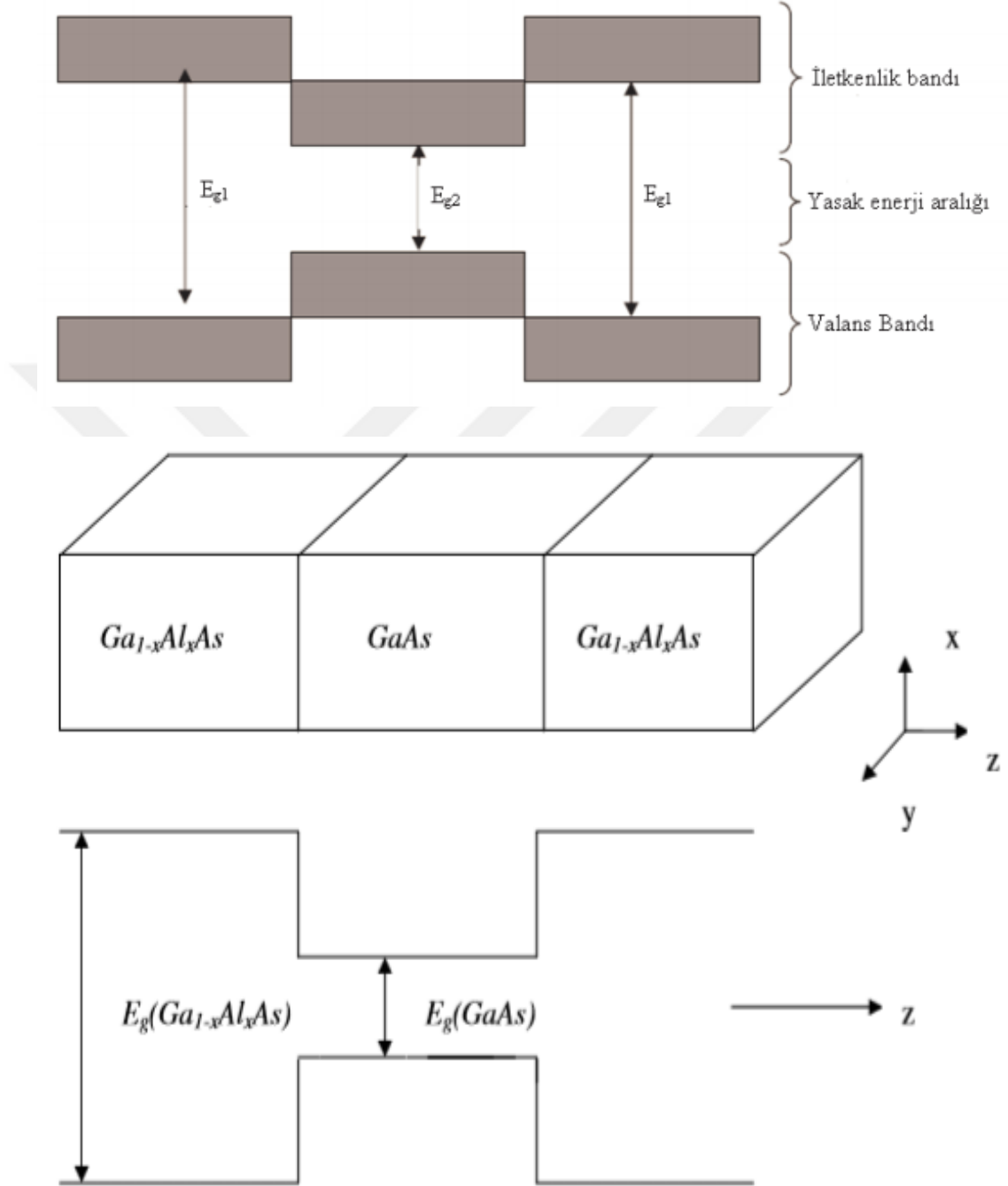


Şekil 3.4 Kuantum Yapılar [16,29]

3.2. Kuantum Kuyuları

Taşıyıcıların yarıiletken kuantum kuyusundaki hapsolmesinden dolayı, kuantum kuyusu atomik yapıya benzer ayrı enerji seviyelerine sahiptir. Atom sistemi ile karşılaştırıldığında, kuantum kuyusu kendi avantajlarına sahiptir: birçok elektronlu bir sistem olarak, kuantum kuyusu güçlü dipol-dipol etkileşimi vardır; Ek olarak, kuantum kuyusu yapısının entegrasyonu ve tasarlanması kolaydır. Bu yüzden yarıiletken kuantum kuyuları hakkında yapılan çalışmalar gittikçe daha popüler hale gelmektedir [7]. Malzemenin sahip olduğu üç boyutlu hareket serbestliğinin iki boyuta düşürülmesiyle iki boyutlu yapılar yani kuantum kuyuları elde edilir. Uygulamada GaAs ve GaAlAs malzemeleri sıkça kullanılır (şekil 3.6). Bu yapıda Al konsantrasyonu % 45 civarına kadar alındığında alaşım direkt bant özelliğini korur. Şekil 3.6'da verilen kuantum kuyusundaki elektronun davranışı incelenirse elektron en düşük enerjiyi yani GaAs tabakasını tercih edecektir. Burada GaAs tabakası aktif bölgedir ve bu aktif bölge kuantum kuyusu olarak adlandırılır. Kuantum kuyusundaki elektron veya boşluğun dalga boyu de-Broglie dalga boyu ile kıyaslanabilir ya da daha küçüktür. Ancak bir kuantum kuyusunun genişliğini ayarlama bir alt sınır ve bir üst sınır gereklidir. Örneğin GaAs için kuyu genişliğinin alt sınırı yaklaşık 20\AA 'dur. Aynı şekilde genişliğin, kuantum etkilerini yok etmeyecek bir üst sınırı

olmalıdır ve bu değer elektronun o kristal içerisindeki ortalama serbest yolu ile verilir [30].

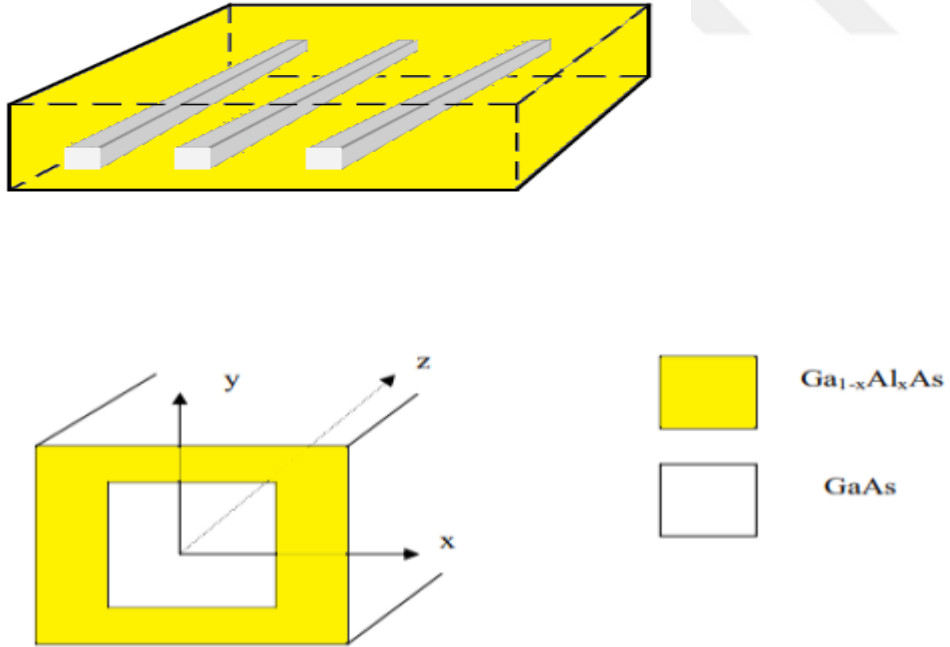


Şekil 3.5 Simetrik $Ga_{1-x}Al_xAs / GaAs / Ga_{1-x}Al_xAs$ kuantum kuyusunun oluşturulması [31]

Yukarıdaki şekilde gösterildiği gibi bir kuantum kuyusu $Ga_{1-x}Al_xAs$ yarı iletkenleri arasına $GaAs$ yarı iletkeninin yerleştirilmesiyle oluşturulur. Burada x malzemedeki alüminyum miktarını göstermektedir [31].

3.3. Kuantum Telleri

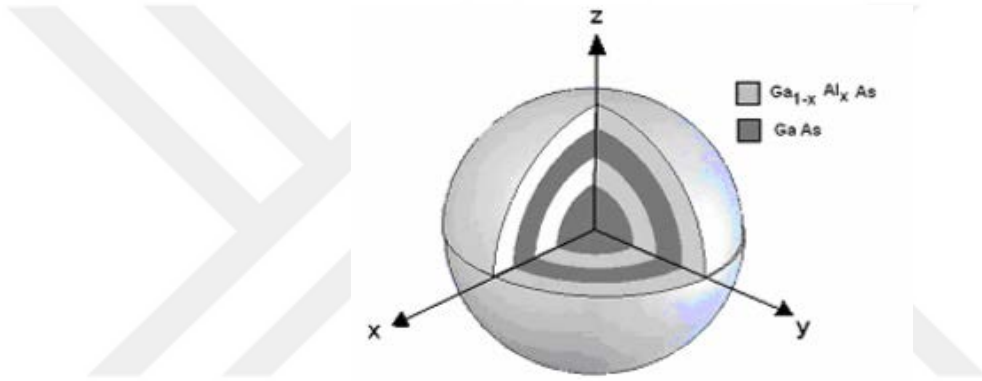
Bir nanometre (1- 100 nm) civarında çapa sahip olan farklı uzunluklarda, iletken ya da yarıiletken tellere nano tel denir. Diğer bir tarifile nano teller, birkaç nanometre büyüklükte bir genişliğe sahip olan yapılardır. Uzunluk istenen değerde olabilir. Nano seviyede kuantum mekanik özelliklerin önemi artmaktadır ve bu yüzden bu teller "kuantum telleri" olarak da adlandırılır. Birçok nano tel çeşidi vardır: bunlara metalik (Ni, Pt, Au, Fe), yarıiletken (Si, Ge, InP, GaN), ve yalıtkan (SiO₂,TiO₂) örnek verilebilir. Bu listeye yine tek boyutlu olan karbon nano tüpler de dâhil edilebilir. Moleküler nano teller ise yan yana gelmiş inorganik (Mo₆S_{9-x}I_x) ya da organik moleküler (DNA) ünitelerin oluşturduğu yapılardır [26]. Kuantum kuyu yapısının var olan iki doğrultudaki hareket edebilme serbestliğinin bir boyut daha düşürülmesiyle kuantum telleri elde edilir. Yani kuantum telindeki bir parçacık iki yönde kuşatılmışken tek yönde serbest olur. Kuantum telini göz önüne getirebilmek için, uzun bir GaAs çubuğu GaAlAs malzemesi içine yerleştirilir. Kuantum telinin şematik gösterimi şekil 3.7'de verilmiştir [28].



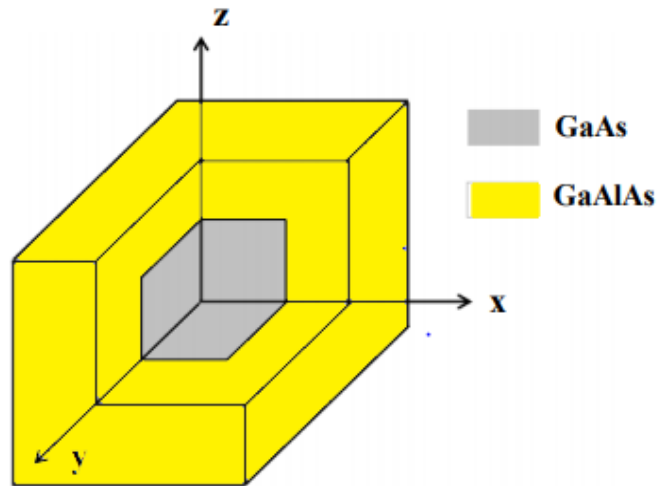
Şekil 3.6 Kuantum telinin şematik gösterimi [28]

3.4 Kuantum Noktaları

Etrafı $Ga_{1-x}Al_xAs$ ile çevrilmiş GaAs içinde bir elektronun hareketi üç boyutta sınırlanmış ise bu sisteme GaAs kuantum noktası denir. Elektronların hareketinin sınırlandırılmasından dolayı kuantum noktalarındaki enerji seviyeleri atomlarda olduğu gibi kuantize olur. Bu yüzden kuantum noktalarının fiziği, atomik fizikte meydana gelen kuantum olayları ile paralellik gösterir. Kuantum noktalarına yabancı atom katılmasıyla iletkenlik kontrollü bir biçimde değiştirilebilir. Kuantum noktaları küp, küre ve disk gibi değişik biçimlerde üretilebilirler [31,32]. Aşağıdaki şekil 3.8'de eş merkezli küresel kuantum noktası yapıları görülmektedir.



Şekil 3.7 Simetrik eş merkezli küresel kuantum noktası[16].



Şekil 3.8 Kübik kuantum noktasının şematik gösterimi [28]

4. DOĞRUSAL OLMAYAN OPTİK

Genel olarak bu bölümde doğrusal olmayan optiksel alınganlıkların kuantum mekaniği teorisiyle ilgilenilecektir. Doğrusal olmayan optiksel alınganlıkların açık ifadelerini elde etmek için kuantum mekaniğinin temel prensiplerinden faydalanılacaktır. İki açıdan önemli olan alınganlık ifadelerinin elde edilmesi, ilk olarak bu ifadeler alınganlığın fonksiyonel biçimini gösterir ve bu fonksiyonel ifadelerden yararlanılarak alınganlıkların dipol matris elemanları ve atomik enerji seviyeleri gibi parametrelere bağlılığı kolaylıkla anlaşılabilir. İkinci olarak, bu ifadeler doğrusal olmayan alınganlıkların nümerik değerlerini elde etmek için de kullanılabilir. Bu bölümde, ikinci ve üçüncü mertebe alınganlıklar için açık ifadeler, genel n seviyeli kuantum mekaniksel bir sistem için elde edilecektir. Doğrusal olmayan optikte, temel olarak ışığın etkisiyle malzemenin optiksel özelliklerinin değişmesi sonucunda ortaya çıkan olguyla ilgilenilir. Sadece lazer ışığı bir malzemenin optik özelliklerini önemli ölçüde değiştirebilir. Doğrusal olmayan optik kavramı, uygulanan alan kuvvetine malzeme tepkisinin doğrusal olmayan biçimde bağlı olmasından ortaya çıkmıştır. Doğrusal olmayan optiksel özellikleri tam olarak tanımlayabilmek için bir malzemeye uygulanan optiksel alan kuvveti $E(t)$ ile malzemede oluşan $P(t)$ kutuplanma arasındaki ilişkiden faydalanılır [33]. Doğrusal optikte bu ilişki,

$$P = \epsilon_0 \chi E \quad [4.1]$$

şeklinde verilir. Burada, χ ortamın elektriksel alınganlığı, ϵ_0 , boş uzayın elektriksel geçirgenliğidir. Kuantum mekaniğinin temel prensiplerine göre doğrusal olmayan optikte malzemeye gönderilen ışık ile malzemenin kutuplanması arasındaki ilişki,

$$\begin{aligned} P(t) &= \chi^{(1)} E(t) + \chi^{(2)} E^2(t) + \chi^{(3)} E^3(t) + \dots \\ &= P^{(1)}(t) + P^{(2)}(t) + P^{(3)}(t) \end{aligned} \quad [4.2]$$

denklemini ifade edilir. Denklem 4.2'de $E(t)$ optiksel alan kuvveti, $P(t)$ kutuplanma olup $\chi^{(1)}$ doğrusal alınganlık, $\chi^{(2)}$ ve $\chi^{(3)}$ ise sırasıyla ikinci ve üçüncü mertebe alınganlıktır.

$E(t)$ ifadesi ise;

$$E(t) = E_0 \cos(\omega t) = \tilde{E} e^{i\omega t} + \tilde{E}^* e^{-i\omega t} \quad [4.3]$$

denklem 4.3'deki şekilde tanımlanır. Zamana bağlı olarak bir elektromanyetik alanla etkileşimi incelenirse polarizasyon [34]

$$P(t) = \epsilon_0 \chi(\omega) \tilde{E} e^{-i\omega t} + \epsilon_0 \chi^{(-\omega)} \tilde{E} e^{i\omega t} = \frac{1}{V} \text{trace}(\rho M) \quad [4.4]$$

şekilde elde edilir. Denklem 4.4 de V hacmi, ω uygulanan elektromanyetik dalganın frekansı ve trace matrisin diyagonal elementleri üzerinden toplamını ifade eder [35].



4.1. Kuantum Mekanikinin Yoğunluk Matris Formalizmi

Doğrusal olmayan optik duygunluklar kuantum mekaniğinin yoğunluk matris formalizminden yararlanarak hesaplanır. Kırılma indisleri ve soğurma katsayılarını bu duygunluklardan bulunabilir. Kuantum mekaniğinin esas yasalarının yoğunluk matrislerini nasıl etkilediğini görelim.

Belirli bir kuantum-mekaniksel sistemin s durumunda olduğu biliniyorsa, sistemin tüm fiziksel özelliklerini bu duruma uygun $\Psi_s(\mathbf{r}, t)$ ile tanımlanır. Bu dalga fonksiyonu ile Schrödinger denklemi,

$$i\hbar \frac{\partial \Psi_s(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = \hat{H} \Psi_s(\mathbf{r}, t) \quad [4.5]$$

şeklinde ifade edilir. Sistemin Hamiltonyen operatörünü gösteren, \hat{H} 'nin ifadesi ise;

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{V}(t) \quad [4.6]$$

denkleminde olur. Denklem 4.6 da \hat{H}_0 serbest atom için Hamiltonyen ve $\hat{V}(t)$ etkileşim terimlerini gösterir. \hat{H} 'nin enerji öz durumlarının s seviyesindeki dalga fonksiyonu zamanla değiştiğini göstermek için;

$$\Psi_s(\mathbf{r}, t) = \sum_n C_n^s(t) u_n(\mathbf{r}) \quad [4.7]$$

ifadesi kullanılır. Denklem 4.7'de t zamanında n'inci enerji düzeyinde bulunma olasılık genliğini; $C_n^s(t)$ ise açılım katsayısı verir. Zamandan bağımsız Schrödinger denklemi enerji özdeğer çözümleri ile ($u_n(\mathbf{r})$ fonksiyonları çözümleri ise)

$$\hat{H}_0 u_n(\mathbf{r}) = E_n u_n(\mathbf{r}) \quad [4.8]$$

şeklinde elde edilir.

Diklik koşulu;

$$\int u_m^*(\mathbf{r}) u_n(\mathbf{r}) d^3r = \delta_{mn} \quad [4.9]$$

biçimindedir.

Denklem 4.7'yi denklem 4.5'te yerine yazıldığında $C_n^s(t)$ açılım katsayısının zamanla nasıl değiştiği görülür ve

$$i\hbar \sum_n \frac{dC_n^s(t)}{dt} u_n(\mathbf{r}) = \sum_n C_n^s(t) \hat{H} u_n(\mathbf{r}) \quad [4.10]$$

şeklinde elde edilir.

Her iki tarafı $u_m(r)$ ile çarpılıp tüm uzay üzerinden integre edildiğinde denklem sadeleşecektir. Denklem 4.9`daki diklik koşulu sayesinde denklem 4.10`un sol kısmındaki toplam bir terime indirgenir. Hamiltonyen operatörünün matris elamanlarının kullanılmasıyla denklemin sağ tarafı sadeleştirilmiştir;

$$H_{mn} = \int u_m^*(r) \hat{H} u_n(r) d^3r \quad [4.11]$$

Denklem 4.11 ile beraber

$$\hbar \frac{d}{dt} C_m^s(t) = \sum_n H_{mn} C_n^s(t) \quad [4.12]$$

denklem 4.12 elde edilir. Denklem 4.12 Schrödinger denkleminin olasılık genliği ($C_n^s(t)$) cinsinden yazılmış şeklidir.

Kuantum mekaniğine göre sistemin dalga fonksiyonu kullanılarak, herhangi bir gözlenebilir niceliğin değeri hesaplanabilir. Bu temel varsayıma göre, herhangi bir gözlenebilir nicelik olan A ya karşılık gelen bir Hermityen \hat{A} operatörü vardır.

Bu halde A gözlenebilir niceliğin beklenen değeri,

$$\langle A \rangle = \int \Psi_s^* \hat{A} \Psi_s d^3r \quad [4.13]$$

şeklinde tanımlanır. Bu denklemi Dirac notasyonunda

$$\langle A \rangle = \langle \Psi_s | \hat{A} | \Psi_s \rangle = \langle s | \hat{A} | s \rangle \quad [4.14]$$

denklemi şeklinde olur. Denklem 4.14`de s seviyesini belirtmek için ya $|\Psi\rangle$ li yada $|s\rangle$ li ifade kullanılmıştır. $\langle A \rangle$ beklenen değeri, olasılık genlikleri ($C_n^s(t)$) cinsinden elde etmek için denklem 4.13 ($\langle A \rangle = \int \Psi_s^* \hat{A} \Psi_s d^3r$)`te ki ifade denklem 4.7`de yerine yazıldığında elde edilir ki bu da;

$$\langle A \rangle = \sum_{mn} C_m^{s*} C_n^s A_{mn} \quad [4.15]$$

şeklinde olur. Denklem 4.15`de ki A_{mn} matris elamanlarını ifade eder ve

$$A_{mn} = \langle u_m | \hat{A} | u_n \rangle = \int u_m^* \hat{A} u_n d^3r \quad [4.16]$$

denklem 4.16 şeklinde tanımlanır.

Yukarıda denklem 4.5'ten denklem 4.16'ya kadar sistemin gözlenebilir değerlerinin zamana bağlı değişimleri tanımlanmış oldu. Yoğunluk matris formalizmi sistemi, tasarlanan sistemin kesin halinin bilinmediği ve dolayısıyla sistem durumlarının hesaplanmasının olduğu koşullarda istatistiksel açıdan açıklanmak için kullanılabilir.

Sistemin s seviyesinde bulunma olasılığını $\rho(s)$ ile gösterilir ve bu nicelik kuantum mekaniksel olasılıktan çok klasik olasılık olarak kabul edilebilir. $\rho(s)$, sistemin kuantum mekaniksel durumu ile ilgili bilgi eksikliğini göstermekte olup bu durumda yoğunluk matris elemanları;

$$\rho_{nm} = \sum_s \rho(s) C_m^{s*} C_n^s = \overline{C_m^* C_n} \quad [4.17]$$

şeklinde yazılabilir. Denklem 4.17'de üst çizgi, sistemin olası tüm durumları üzerinden bir ortalamayı yani topluluk ortalamasını göstermektedir. Buradaki ρ_{nn} diyagonal elemanlar, sistemin n enerji seviyesinde bulunma olasılığını verir. ρ_{nm} , n ve m seviyeler arasındaki “uyumluluğu” verir. Yalnızca sistemin n ve m enerji özdeğer durumlarının bir uyumlu süperpozisyonda ρ_{nm} sıfırdan farklı olacaktır.

Herhangi bir gözlenebilir niceliğin beklenen değerini hesaplamak için yoğunluk matris formalizmi kullanılır. s kuantum seviyesinde olduğu bilinen A gözlenebilir niceliğinin beklenen değeri denklem 4.15'de verilmiştir. Sistemin tüm olası durumları üzerine denklem 4.15'in ortalama değeriyle, sistemin kesin durumunun bilinmediği durum için beklenen değer elde edilir.

$$\langle A \rangle = \sum_s \rho(s) \sum_s C_m^{s*} C_n^s A_{mn} \quad [4.18]$$

Denklem 4.18, denklem 4.17'yi kullanarak düzenlenirse bu niceliğin alternatif olarak yoğunluk matrisi;

$$\langle A \rangle = \sum_{nm} \rho_{nm} A_{mn} \quad [4.19]$$

elde edilir. Denklem 4.19'daki çift toplam basitleştirilirse;

$$\sum_{nm} \rho_{nm} A_{mn} = \sum_n \left(\sum_m \rho_{nm} A_{mn} \right) = \sum_n (\hat{\rho} \hat{A})_{nn} \equiv tr(\hat{\rho} \hat{A}) \quad [4.20]$$

şeklinde olur. Denklemlerde $\hat{\rho}\hat{A}$; $\hat{\rho}$ yoğunluk ve \hat{A} operatörlerinin çarpımıdır. Bu çarpımın matris gösteriminin n,n bileşenini ise $(\hat{\rho}\hat{A})_{nm}$ temsil eder.

Yoğunluk matrisi cinsinden, herhangi bir gözlenebilir niceliğin beklenen değeri doğrudan belirlenebilir. Herhangi bir beklenen değerinin zaman içinde nasıl değiştiğini belirlemek için yoğunluk matrisinin zamanla nasıl değiştiğini belirlemek gerekir. Bu nedenle denklem 4.17'nin zamana göre türevi alınır;

$$\dot{\rho}_{nm} = \sum_s \frac{dp(s)}{dt} C_m^{s*} C_n^s + \sum_s p(s) \left(C_m^{s*} \frac{dC_n^s}{dt} + \frac{dC_m^{s*}}{dt} C_n^s \right) \quad [4.21]$$

denklem 4.21 elde edilmiş olunur. $\rho(s)$ 'nin zaman içinde değişmediği kabul edilirse, bu denklemdeki ilk terim yok olur. Olasılık genliklerinin ikinci terim için 4.12 deki ifadelerin zamanla değişimi yazılırsa

$$C_m^{s*} \frac{dC_n^s}{dt} = \frac{-i}{\hbar} C_m^{s*} \sum_v H_{nv} C_v^s \quad [4.22]$$

$$C_n^s = \frac{dC_m^{s*}}{dt} = \frac{i}{\hbar} C_n^s \sum_v H_{mv}^* C_v^s = \frac{i}{\hbar} C_n^s \sum_v H_{vm} C_v^{s*} \quad [4.23]$$

biçiminde olur. Bu terimleri Schrödinger denklemi kullanılarak düzenlediğimizde;

$$\dot{\rho}_{nm} = \sum_s p(s) \frac{i}{\hbar} \sum_v (C_n^s C_v^{s*} H_{vm} - C_m^{s*} C_v^s H_{nv}) \quad [4.24]$$

şeklinde elde edilir. Denklem 4.24 yoğunluk matrisi cinsinden denklem 4.7 kullanılarak düzenlendiğinde

$$\dot{\rho}_{nm} = \frac{i}{\hbar} \sum_v (\rho_{nv} H_{vm} - H_{nv} \rho_{vm}) \quad [4.25]$$

biçimi haline gelir. Bu ifade son olarak,

$$\dot{\rho}_{nm} = \frac{i}{\hbar} (\rho \hat{H} - \hat{H} \rho)_{nm} = \frac{1}{i\hbar} [\hat{H}, \rho]_{nm} \quad [4.26]$$

şeklinde elde edilir. Liouville denklemi olarak bilinen yoğunluk matrisi operatörü,

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = \frac{1}{i\hbar} [\hat{H}_0 + \hat{H}_{int}, \rho]_{nm} \quad [4.27]$$

hareket denklemini sağlar. Denklem 4.27 de \hat{H}_{int} etkileşme Hamiltonyen'i, \hat{H}_0 pertübe olmamış Hamiltonyen'i ifade eder. Bu denklemde \hat{H} Hamiltonyen'e dâhil edilen etkileşimlerin sonucunda yoğunluk matrisinin zamanla nasıl değiştiğini anlamamızı sağlar.

$$\frac{\partial \rho_{nm}}{\partial t} = \frac{1}{i\hbar} [\hat{H}_0 + \hat{H}_{int}, \rho]_{nm} - \Gamma_{nm} (\rho_{nm} - \rho_{nm}^{(eq)}) \quad [4.28]$$

Denklem 4.28'de ikinci terim sönüm terimidir. Γ_{nm} , n ve m seviyeleri arasındaki düşüş oranıdır ve $\Gamma_{nm} = \Gamma_{mn}$ olduğu varsayılmıştır. $\rho_{nm}^{(eq)}$ ise termal dengedeki yoğunluk matris değerini göstermektedir [33,36].



4.2 Doğrusal ve Üçüncü Dereceden Doğrusal Olmayan Soğurma Katsayıları

Soğurma katsayısı, doğrusal, doğrusal olmayan ve toplam soğurma katsayıları olarak incelenmektedir. Toplam soğurma katsayısı, doğrusal ve doğrusal olmayan soğurma katsayılarının toplamıdır. Doğrusal soğurma katsayısı, düşük ışık şiddetlerinde ve doğrusal olmayan soğurma katsayısı ise yüksek ışık şiddetlerinde malzemeleri karakterize edebilen ve malzemelerin ışığa gösterdiği tepkiyi açıklayan parametrelerden biridir [37].

Alınanlık ifadeleri kullanılarak soğurma katsayıları hesaplanabilir. Alınanlık ile soğurma katsayıları arasındaki ilişki;

$$\alpha(w) = w \left(\frac{\mu}{\varepsilon}\right)^{1/2} \text{Im}(\varepsilon_0 \chi(w)) \quad [4.29]$$

biçiminde ifade edilir. Denklem 4.29'da ε elektriksel geçirgenliğin reel kısmını, μ ise malzemenin manyetik geçirgenliğini temsil eder. Doğrusal ve üçüncü dereceden doğrusal olmayan alınanlık denklemler;

$$\chi^{(1)}(w) = \frac{1}{\varepsilon_0} \frac{\sigma_v |M_{12}|^2}{(E_{21} - \hbar w - i\hbar\Gamma_{12})} \quad [4.30]$$

$$\chi^{(3)}(w) = -\frac{1}{\varepsilon_0} \frac{\sigma_v |M_{12}|^2 |E|^2}{(E_{21} - \hbar w - i\hbar\Gamma_{12})} \times \left[\frac{4|M_{12}|^2}{(E_{21} - \hbar w)^2 + (\hbar\Gamma_{12})^2} - \frac{(M_{22} - M_{11})^2}{(E_{21} - i\hbar\Gamma_{12})(E_{21} - \hbar w - i\hbar\Gamma_{12})} \right] \quad [4.31]$$

biçiminde yazılır. Denklem 4.30 ve 4.31'deki $E_{21} = E_2 - E_1$, birinci enerji düzeyi ile taban enerji düzeylerinin farkını, σ_v taban durum elektron yoğunluğunu ve ε_0 boşluğun elektriksel geçirgenliğini farkını ifade eder. $M_{ij} = \langle \psi_i | z | \psi_j \rangle$ ($i, j = 1, 2$) ifadelerinden dipol matris elemanları hesaplanmaktadır. Denklem 4.29 da denklem 4.30 yerine getirildiğinde;

$$\alpha^{(1)}(w) = w \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} \frac{|M_{12}|^2 \sigma_v \hbar \Gamma_{12}}{(E_{21} - \hbar w)^2 + (\hbar \Gamma_{12})^2} \quad [4.32]$$

Denklem 4.29'da denklem 4.31 yerine getirildiğinde;

$$\begin{aligned}
\alpha^{(3)}(w, I) = & -2w \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} \left(\frac{I}{\varepsilon_0 n_r c} \right) \frac{|M_{12}|^4 \sigma_v \hbar \Gamma_{12}}{[(E_{21} - \hbar w)^2 + (\hbar \Gamma_{12})^2]^2} \\
& \times \left(1 - \frac{|M_{22} - M_{11}|^2}{4|M_{12}|^2} \right) \\
& \times \frac{\{(E_{21} - \hbar w)^2 - (\hbar \Gamma_{12})^2 + 2(E_{21})(E_{21} - \hbar w)\}}{(E_{21})^2 + (\hbar \Gamma_{12})^2} \quad [4.33]
\end{aligned}$$

biçiminde doğrusal ($\alpha^{(1)}(w)$) ve üçüncü dereceden doğrusal olmayan ($\alpha^{(3)}(w, I)$) soğurma katsayıları formalize edilir. Bu denklemlerde n_r ; reel kırılma indisi ve I uygulanan ışığın şiddetidir. Ve c ise ışığın boşluktaki hızıdır. Toplam soğurma katsayısı, doğrusal ve üçüncü dereceden doğrusal olmayan soğurma katsayıların toplamı;

$$\alpha(w, I) = \alpha^{(1)}(w) + \alpha^{(3)}(w, I) \quad [4.34]$$

şeklinde bulunur.

4.3. Doğrusal ve Üçüncü Dereceden Doğrusal Olmayan Kırılma İndisi Değişimi

Çoğu optiksel malzemede, malzeme boyunca yayılan ışığın şiddeti değiştikçe; malzemenin de kırılma indisi değişmektedir. Işğın şiddetinin değişmesi doğrusal olmayan optiksel süreçler ortaya çıkarır. Işğın kendi kendine odaklanması, optiksel anahtarlama ve optiksel çift kararlılık olarak adlandırılan süreçler bazılarıdır [33;38;36].

Alınanlık ifadesinin reel kısmı kullanılarak kırılma indisi hesaplanabilir. Kırılma indisi ile alınanlık arasındaki bağıntı,

$$\frac{\Delta n(w)}{n_r} = Re \left(\frac{\chi(w)}{2n_r^2} \right) \quad [4.35]$$

biçiminde verilir. Denklem 4.35'te $\Delta n(w)$ uygulanan frekansa bağlı kırılma indisindeki değişimdir. Denklem 4.35'te, denklem 4.30 ve denklem 4.31 yerine konulduğunda kırılma indisindeki doğrusal değişim;

$$\frac{\Delta n^1(w)}{n_r} = \frac{\sigma_v |M_{12}|^2}{2n_r^2 \epsilon_0} \left[\frac{E_{21} - \hbar w}{(E_{21} - \hbar w)^2 + (\hbar \Gamma_{12})^2} \right] \quad [4.36]$$

biçiminde elde edilir.

$$\begin{aligned} \frac{\Delta n^3(w, I)}{n_r} = & -\frac{\mu c}{4n_r^3 \epsilon_0} |M_{12}|^2 \frac{\sigma_v I}{[(E_{21} - \hbar w)^2 + (\hbar \Gamma_{12})^2]^2} \\ & \times \left[4(E_{21} - \hbar w) |M_{12}|^2 \right. \\ & - \frac{(M_{22} - M_{11})^2}{(E_{21})^2 + (\hbar \Gamma_{12})^2} \{ (E_{21} - \hbar w) \times [E_{21}(E_{21} - \hbar w) - (\hbar \Gamma_{12})^2] \\ & \left. - (\hbar \Gamma_{12})^2 (2E_{21} - \hbar w) \right] \end{aligned} \quad [4.37]$$

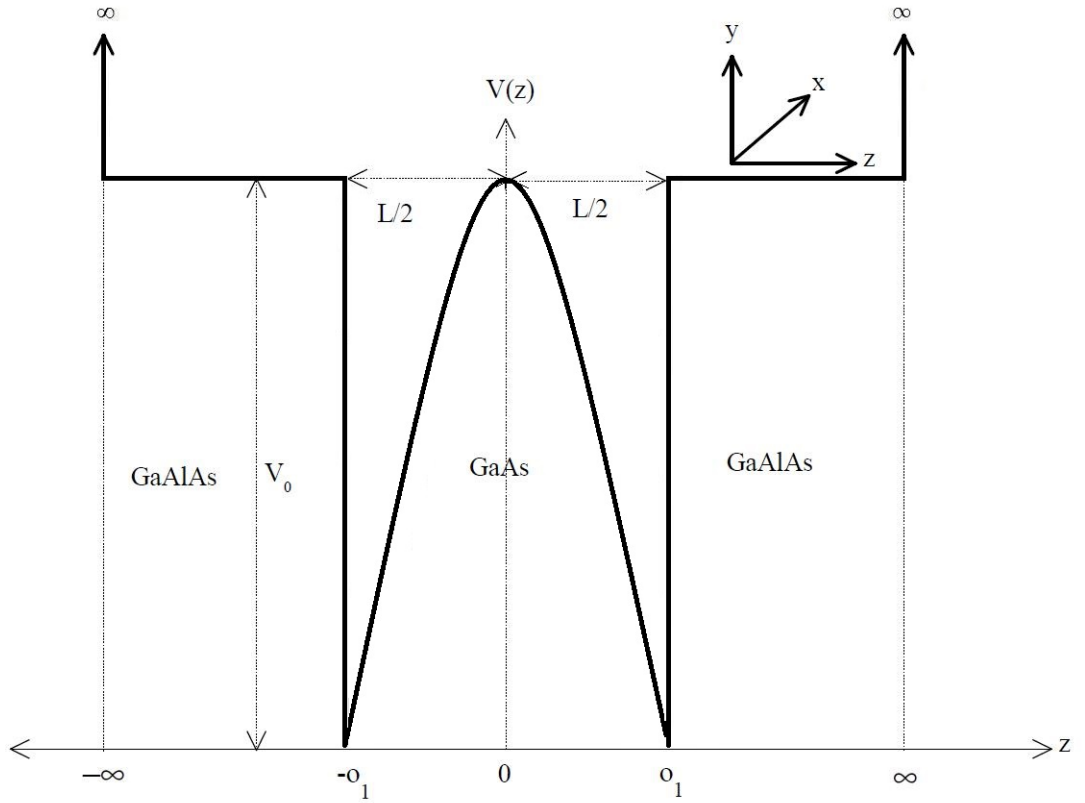
şeklinde de üçüncü dereceden doğrusal olmayan kırılma indisindeki değişim elde edilir.

$$\frac{\Delta n(w, I)}{n_r} = \frac{\Delta n^1(w)}{n_r} + \frac{\Delta n^3(w, I)}{n_r} \quad [4.38]$$

şeklinde de kırılma indisindeki toplam değişim elde edilir [33;35].

5. ELEKTRİK VE MANYETİK ALAN ALTINDAKİ TERS PARABOLİK ŞEKLİ GAAS/GA_{1-x}AL_xAS TEK KUANTUM KUYUSUNUN ELEKTRONİK ÖZELLİKLERİ

Bu bölümde tasarlanan ters parabolik GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs tek kuantum kuyusunun elektronik özellikleri üzerine, z -doğrultusuna (büyütme doğrultusuna paralel) uygulanan sabit elektrik alan ve x -doğrultusuna (büyütme doğrultusuna dik) uygulanan sabit manyetik alanın etkisi tam set çözüm yöntemi kullanılarak etkin kütle yaklaşımı çerçevesinde incelenmiştir. Tasarlanan ters parabolik kuantum kuyusunun şematik gösterimi aşağıda şekil 5.1’de verilmiştir.



Şekil 5.1 Ters parabolik şekilli GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs tek kuantum kuyusunun şematik gösterimi

Elektromanyetik alan altındaki ters parabolik bir kuantum kuyusunda kuşatılmış elektron için etkin kütle yaklaşımı çerçevesinde toplam Hamiltonyen;

$$H = \frac{(\vec{p} + e\vec{A})^2}{2m^*} + V(z) + |e|Fz \quad [5.1]$$

biçiminde yazılır. Denklem 5.1’de c ışık hızı, m^* elektronun etkin kütlesi, \vec{p} elektronun momentum operatörü, e elektronun yükü, $\vec{A} = (0, -Bz, 0)$ biçiminde tanımlı olan manyetik alan vektör potansiyelini ve F büyütme doğrultusundaki uygulanan elektrik alanın büyüklüğüdür.

$V(z)$ kuşatma potansiyeli ise;

$$V(z) = \begin{cases} z < -o_1 \\ -o_1 < z < o_1 \\ z > o_1 \end{cases} \left(\frac{V_0}{\sigma} \right) \left(1 - \left(\frac{z/L}{\frac{L}{2}} \right)^2 \right) \begin{matrix} V_0 \\ \\ V_0 \end{matrix} \quad [5.2]$$

fonksiyonel formu ile verilir. Manyetik alan vektörü \vec{A} ve \vec{p} elektronun momentumu operatörü denklem 5.1 ‘de yerine konulursa, sistemin toplam Hamiltonyen denklemini yeniden yazılırsa;

$$H = \frac{-\hbar^2}{2m^*} \frac{d^2}{dz^2} + \frac{e^2 B^2}{2m^* c^2} z^2 + V(z) + |e|Fz \quad [5.3]$$

şeklinde olur. Hamilyonyen’deki tüm enerji değerleri Rydberg $R = \frac{m^* e^4}{2\epsilon_0^2 \hbar^2}$ ve tüm uzunluklar Bohr yarıçapı $a_B = \frac{\epsilon_0 \hbar^2}{m^* e^2}$ cinslerinden ölçeklendirilerek;

$$\tilde{H} = -\frac{d^2}{d\tilde{z}^2} + \frac{Be^2 \hbar^2}{4m^{*2} c^2 R^2} \tilde{z}^2 + \tilde{V}(\tilde{z}) + \tilde{F}\tilde{z} \quad [5.4]$$

boyutsuz Hamilyonyen elde edilir. Ters parabolik şekilli GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs tek kuantum kuyusundaki tek elektron için zamandan bağımsız Schrödinger denklemini;

$$\tilde{H}\Psi(\tilde{z}) = \tilde{E}\Psi(\tilde{z}) \quad [5.5]$$

şeklinindedir. Denklem 5.5’de $\Psi(\tilde{z})$ dalga fonksiyonu elektronun z -doğrultusundaki hareketini tanımlar ve genişliği L_B olan sonsuz potansiyel kuyusunun öz fonksiyonlarından oluşan çözümlerinden yararlanarak oluşturulur. Oluşturulan bu çözümler,

$$\varphi_n(\tilde{z}) = \sqrt{\frac{2}{L_B}} \cos \left[\frac{n\pi}{L_B} \tilde{z} - \delta_n \right] \quad [5.6]$$

biçimindedir. Denklem 5.6’da δ_n , L_B genişliğindeki sonsuz kuantum kuyusunun tek ve çift öz değerlere karşılık gelen öz fonksiyonlarındaki faz farkıdır ve;

$$\delta_n = \begin{cases} 0 & , \quad n; \text{ tek ise} \\ \frac{\pi}{2} & , \quad n; \text{ çift ise} \end{cases} \quad [5.7]$$

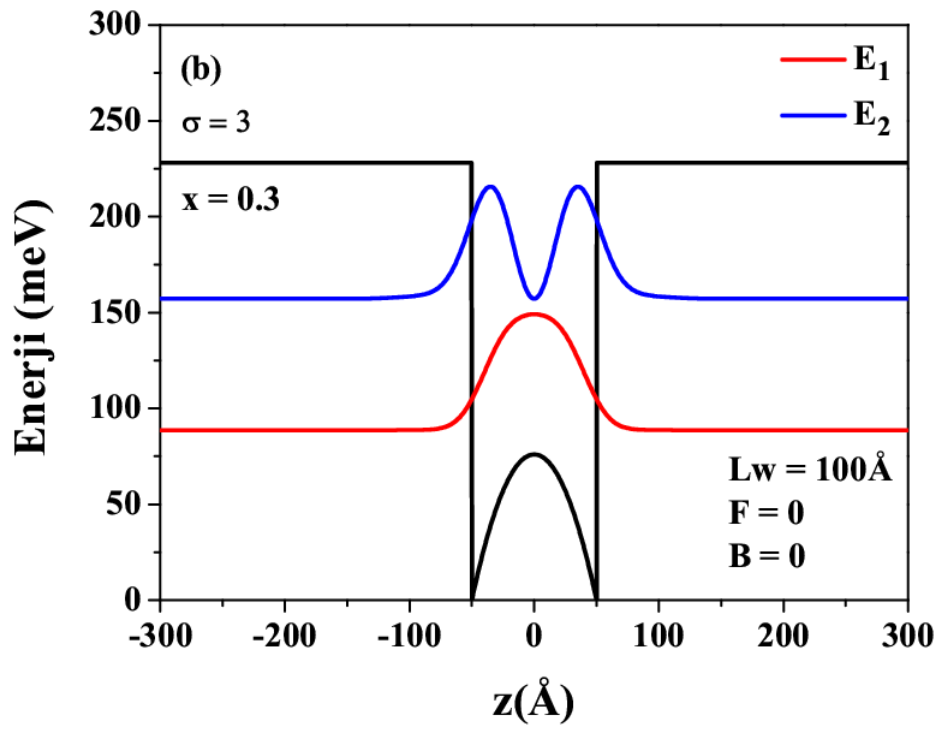
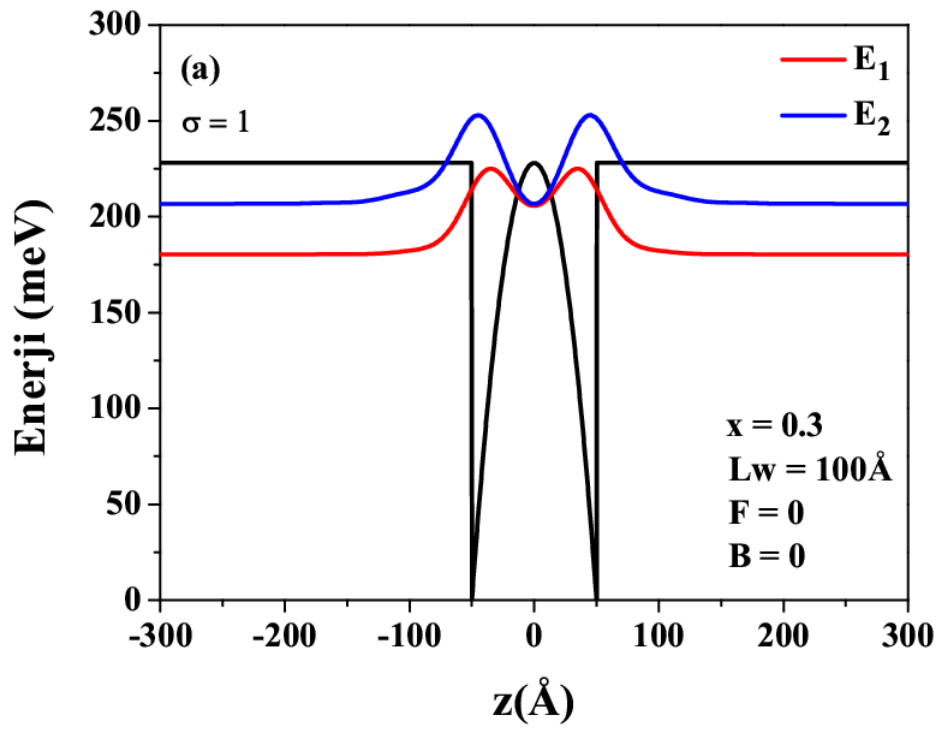
biçiminde değerler alır. Sistemi tanımlayan dalga fonksiyonu;

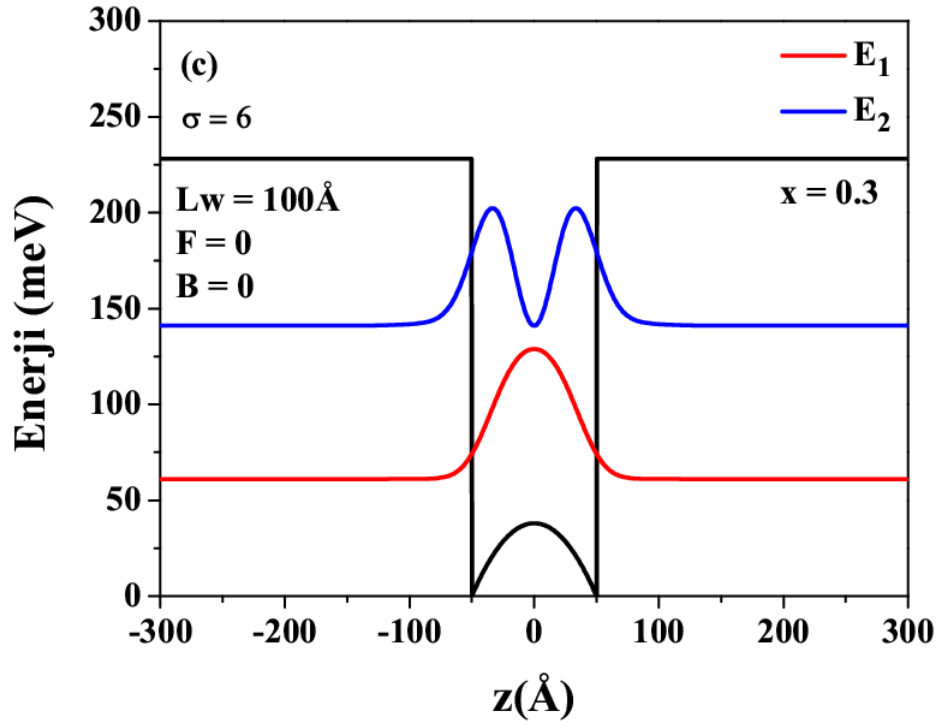
$$\Psi(\tilde{z}) = \sum_{n=0}^{\infty} C_n \varphi_n(\tilde{z}) \quad [5.8]$$

şeklinde yazılır. Aşağıdaki denklem 5.9'da Boyutsuz Hamiltonyen'in beklenen değeri elde edilir.

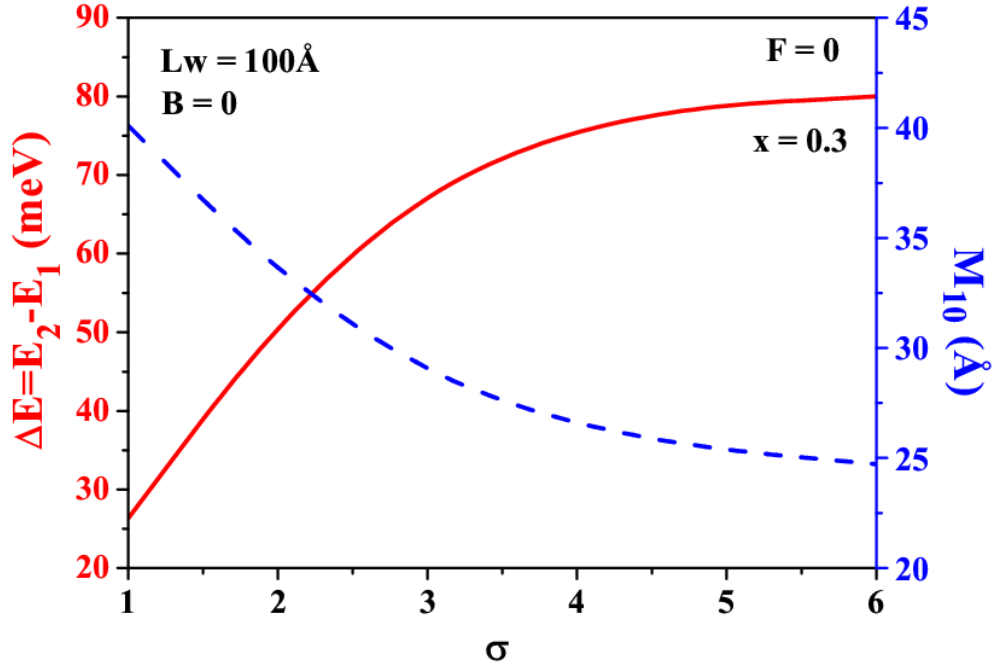
$$\tilde{E} = \left\langle \Psi \left| -\frac{d^2}{d\tilde{z}^2} + \tilde{V}(\tilde{z}) + \tilde{F}\tilde{z} + \gamma^2 z^2 \right| \Psi \right\rangle \quad [5.9]$$

Buraya kadar anlatılan yaklaşımlar sonucu elde edilen analitik denklemlerin sayısal çözümleri Mathematica programı yardımıyla yapılmıştır. Sistemin elektronik yapısı incelenirken ilk aşamada ters parabolik şekilli GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs tek kuantum kuyusunun sigma (σ) (kuantum kuyunun katsayı değeri) değeri, kuantum kuyusunun genişliği, alüminyum konsantrasyonu (x) parametreleri dışardan herhangi bir alan uygulanmadan değiştirilerek birinci ve ikinci altbant enerji seviyeleri ve bu enerji seviyelerine karşılık gelen dalga fonksiyonlarının kareleri hesaplanmıştır. Daha sonrada ise sistemin elektronik yapısının; büyütme doğrultusuna paralel uygulanan statik elektrik alan ve büyütme doğrultusuna dik uygulanan statik manyetik alanın nasıl değiştirdiği hakkında hesaplamalar yapılarak elde edilen sayısal sonuçlar grafik halinde incelenip yorumlanmıştır.



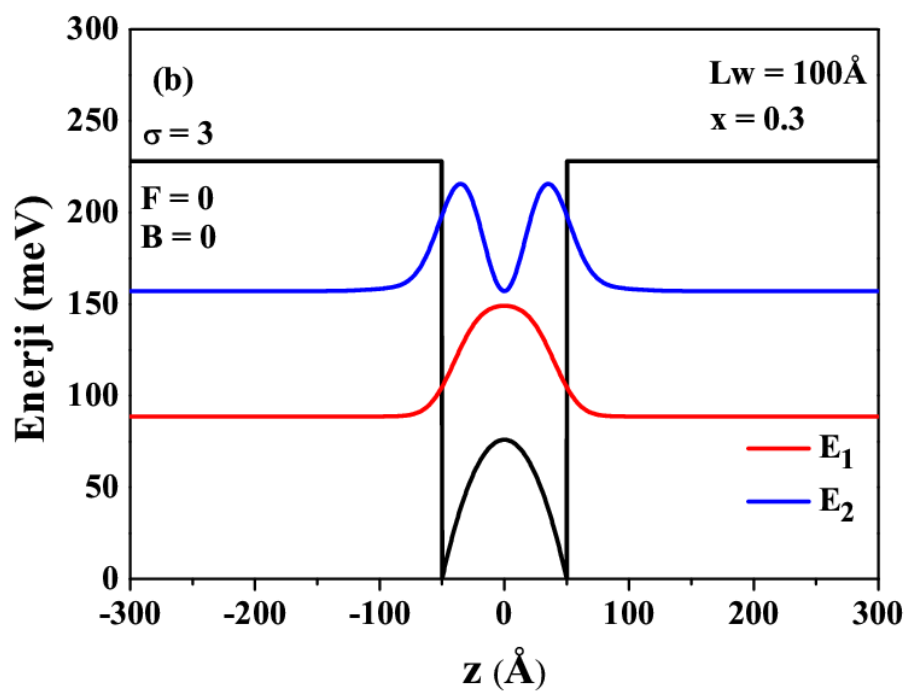
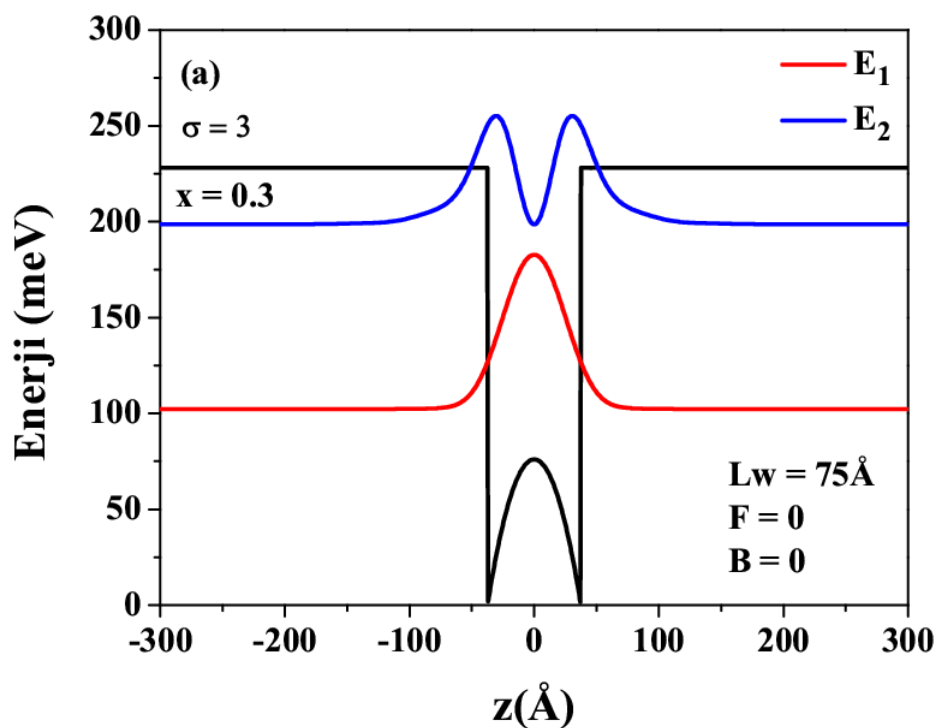


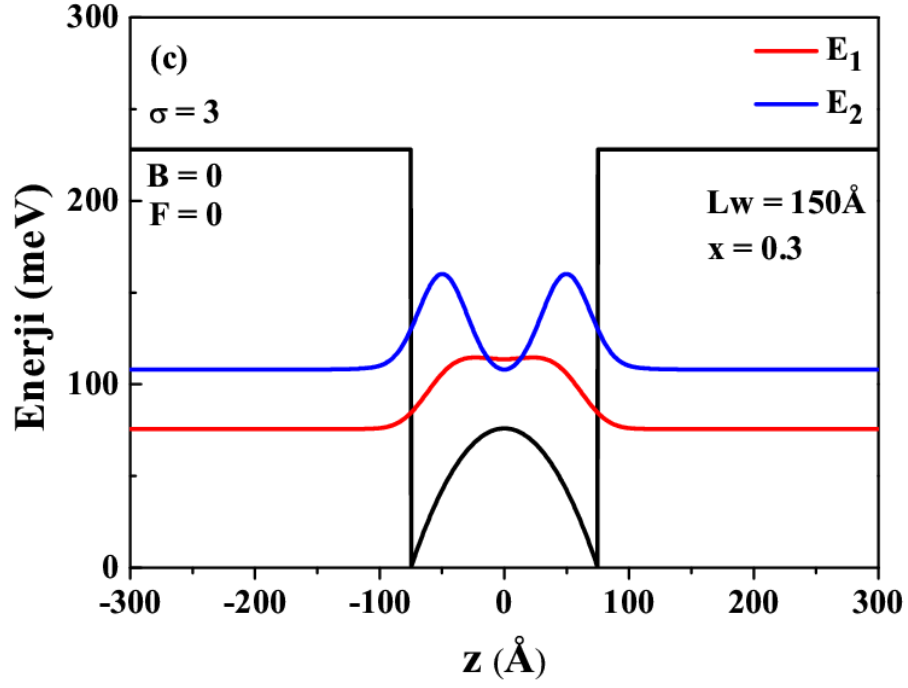
Şekil 5.1(a, b, c) Ters parabolik şekilli GaAs/Ga_{0.7}Al_{0.3}As tek kuantum kuyusunun kuşatma potansiyeli, ilk iki altbant enerjileri ve bu enerji değerlerine karşılık gelen dalga fonksiyonlarının karesinin (σ) katsayısına göre değişimi.



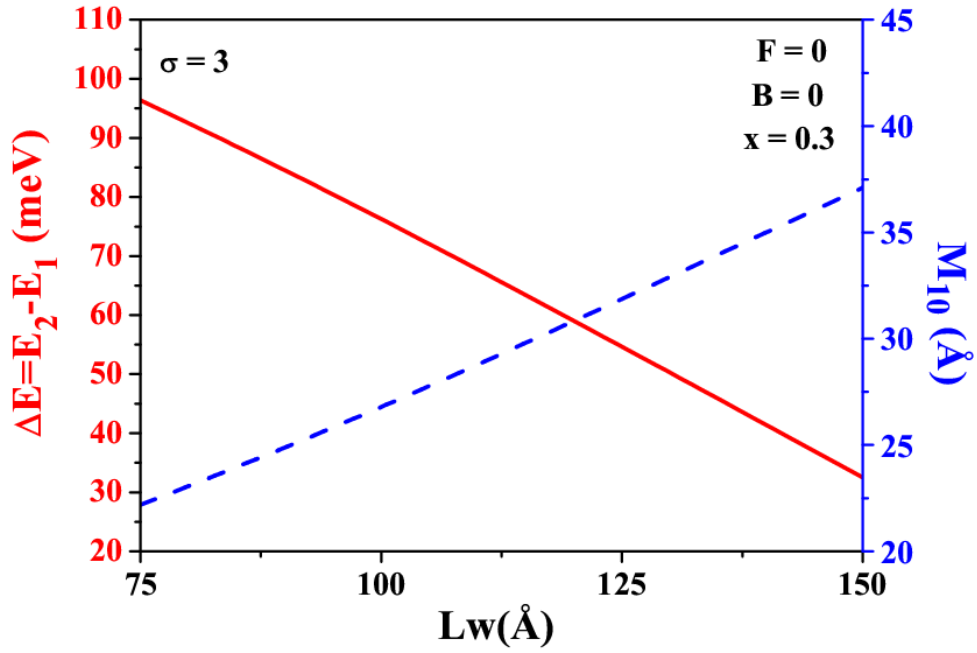
Şekil 5.2 Ters parabolik şekilli GaAs/Ga_{0.7}Al_{0.3}As tek kuantum kuyusunun taban durum enerjisi (E_1), birinci uyarılmış enerji seviyesi (E_2) ve bu iki enerji seviyesi arasındaki enerji farkının (ΔE) ve dipol moment matris elemanlarının σ katsayısına göre değişimi.

Ters parabolik şekilli GaAs/Ga_{0.7}Al_{0.3}As tek kuantum kuyusunun kuşatma potansiyeli, ilk iki altbant enerjileri ve bu enerji değerlerine karşılık gelen dalga fonksiyonlarının karesinin σ katsayısına göre değişimi şekil 5.1(a,b,c)'de verilmiştir. Bu şekillerden açıkça görüldüğü üzere; σ katsayı değerinin artması (a; $\sigma=1$, b; $\sigma=3$, c; $\sigma=6$) ile iki kuantum kuyusu arasındaki bariyerin yüksekliğini azaltılmıştır. Bu bariyer yüksekliğinin azalması sonucu ile yapının çift kuantum kuyu sisteminden tek kare kuantum kuyu sistemine dönüşeceği bu şekillerden de açıkça görülmektedir. σ katsayısının artması sonucu ile taban durum (E_1) ve birinci uyarılmış durum (E_2) seviyeleri birbirinden uzaklaşarak daha düşük enerji seviyelerine kaydığı ve buna bağlı olarak da iki enerji seviyesi arasındaki enerji farkının (ΔE) arttığı şekil 5.2'de ki grafikten de açıkça anlaşılmaktadır.



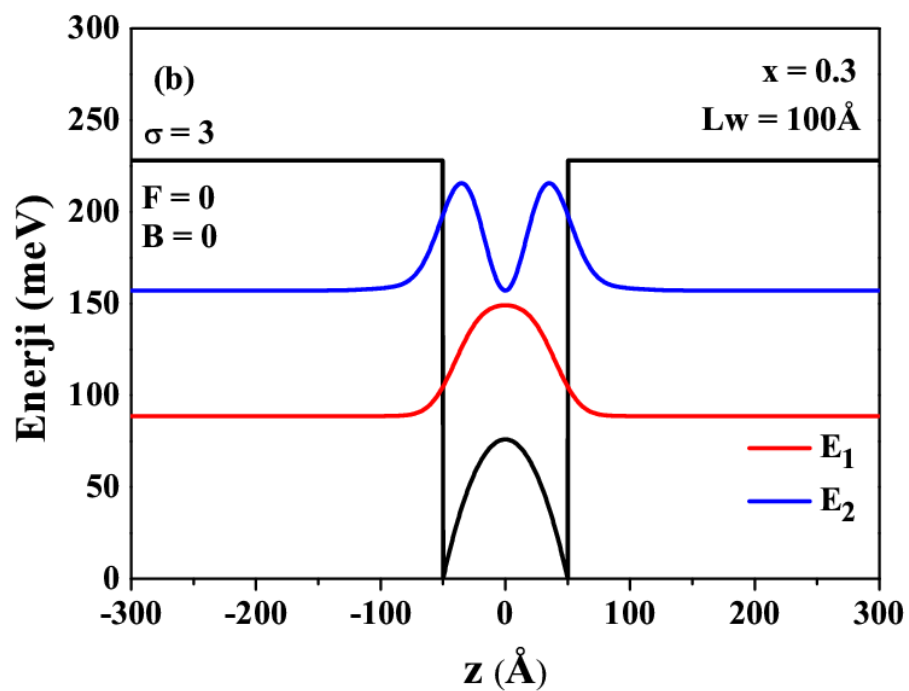
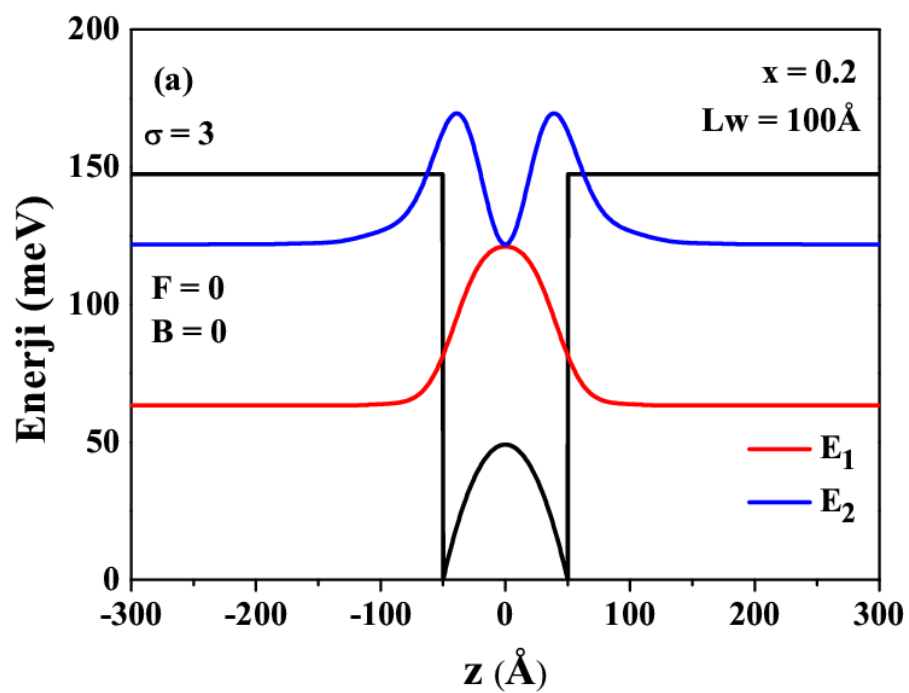


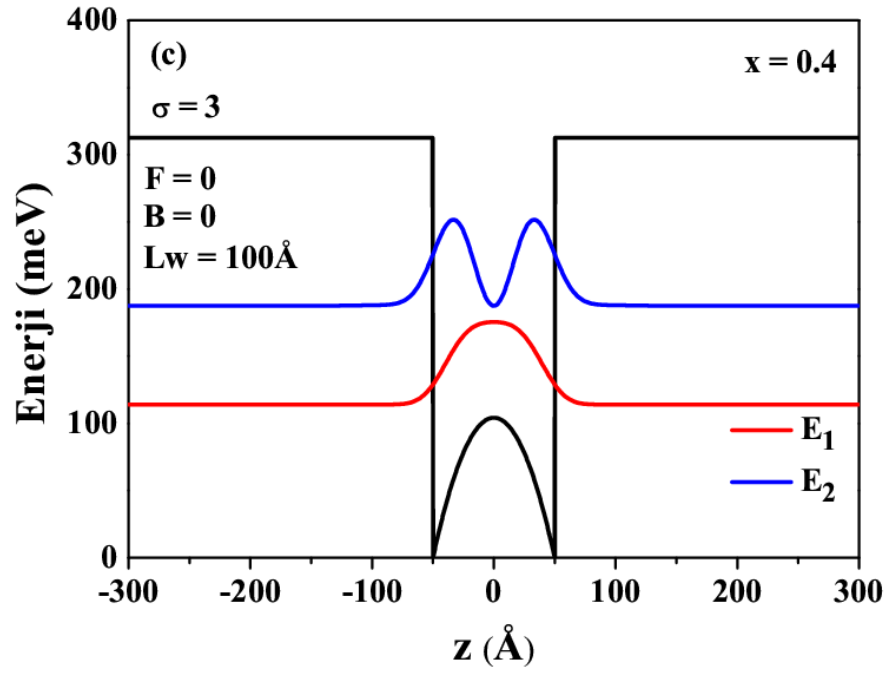
Şekil 5.3 (a, b, c) Ters parabolik şekilli GaAs/Ga_{0.7}Al_{0.3}As tek kuantum kuyusunun kuşatma potansiyeli, alt bant enerjileri ve bu enerji değerlerine karşılık gelen dalga fonksiyonlarının kareleri üzerine kuantum kuyu genişliğinin (L_w) etkisi.



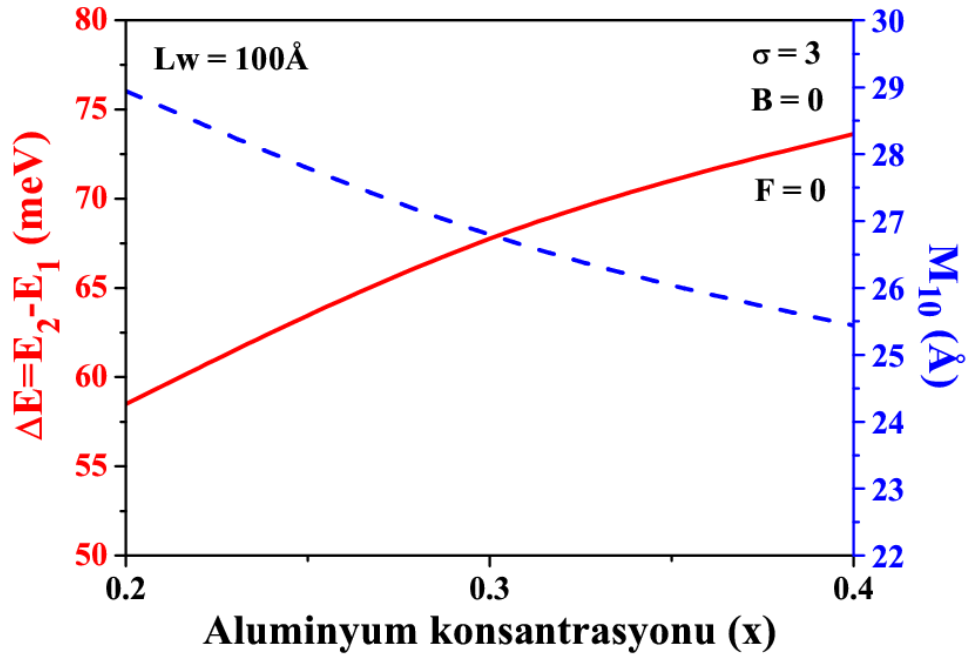
Şekil 5.4 Ters parabolik şekilli GaAs/Ga_{0.7}Al_{0.3}As tek kuantum kuyusunun taban durum enerji seviyesi (E_1), birinci uyarılmış enerji seviyesi (E_2) ve bu iki enerji seviyesi arasındaki enerji farkının (ΔE) ve dipol moment matris elemanlarının kuantum kuyu genişliğine göre değişimi.

σ katsayısı ve alüminyum konsantrasyonu (x) gibi yapı parametrelerinin sabit tutulup, herhangi bir dış statik manyetik ve elektrik alan olmaksızın, ters parabolik GaAs/Ga_{0.7}Al_{0.3}As tek kuantum kuyusunun kuşatma potansiyel profili, altbant enerji seviyeleri ve bu altbant enerji seviyelerine karşılık gelen dalga fonksiyonlarının karesi üzerine kuantum kuyu genişliği (L_w)'nin etkisi şekil 5.3(a,b,c) ve şekil 5.4 'de gösterilmiştir. Bu şekillerden de açıkça görüldüğü üzere, kuantum kuyu genişliği arttıkça taban durum (E_1) ve birinci uyarılmış durum (E_2) enerji seviyeleri birbirine yaklaşıyor daha düşük enerji seviyelerine doğru kaydığı görülmektedir. Altbant enerji seviyelerinin birbirine yaklaşması ile en düşük iki enerji seviyesi arasındaki enerji farkının (ΔE) azaldığı şekil 5.4'de ki grafikten de görülmektedir.



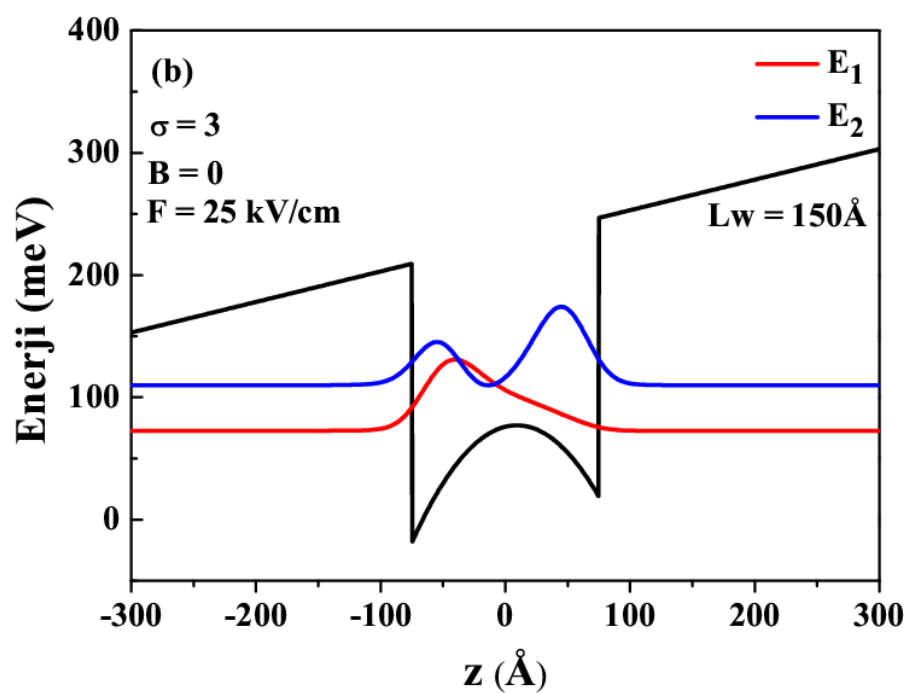
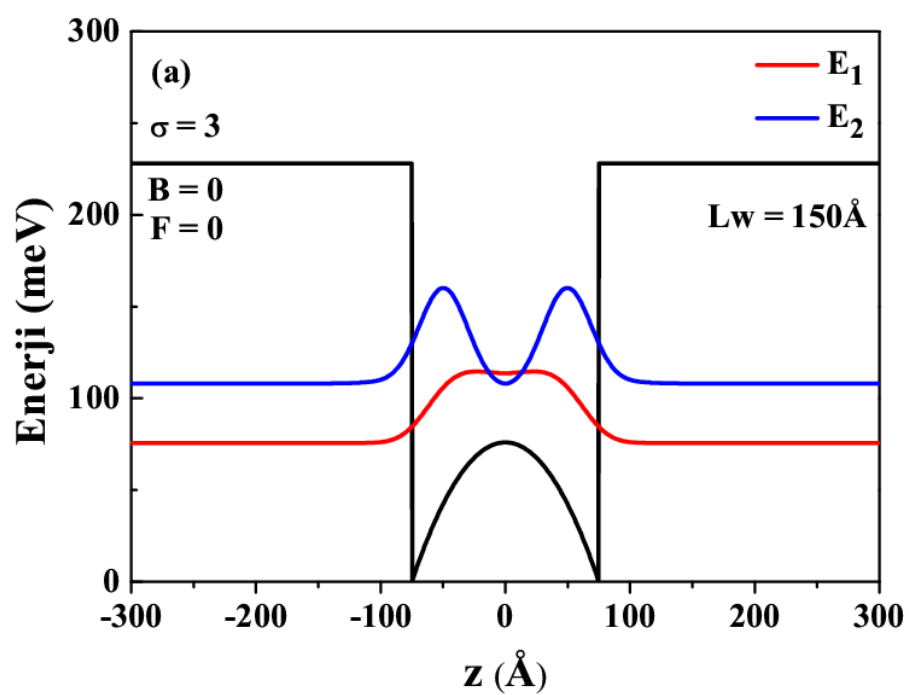


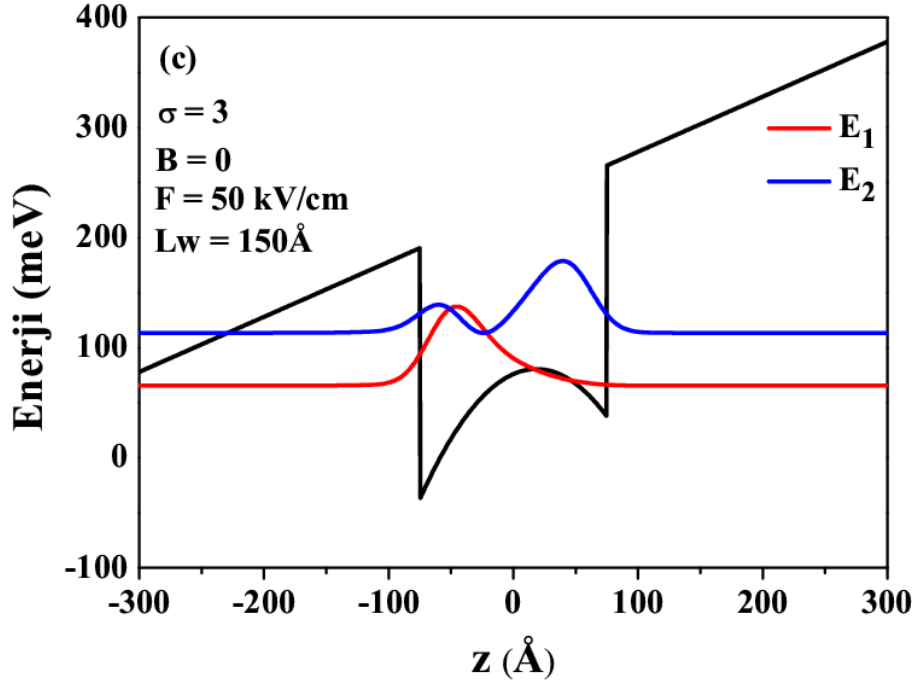
Şekil 5.5 (a, b, c) Ters parabolik şekilli GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs tek kuantum kuyusunun kuşatma potansiyeli, alt bant enerjileri ve bu enerji değerlerine karşılık gelen dalga fonksiyonlarının kareleri üzerine alüminyum konsantrasyonunun (x) etkisi



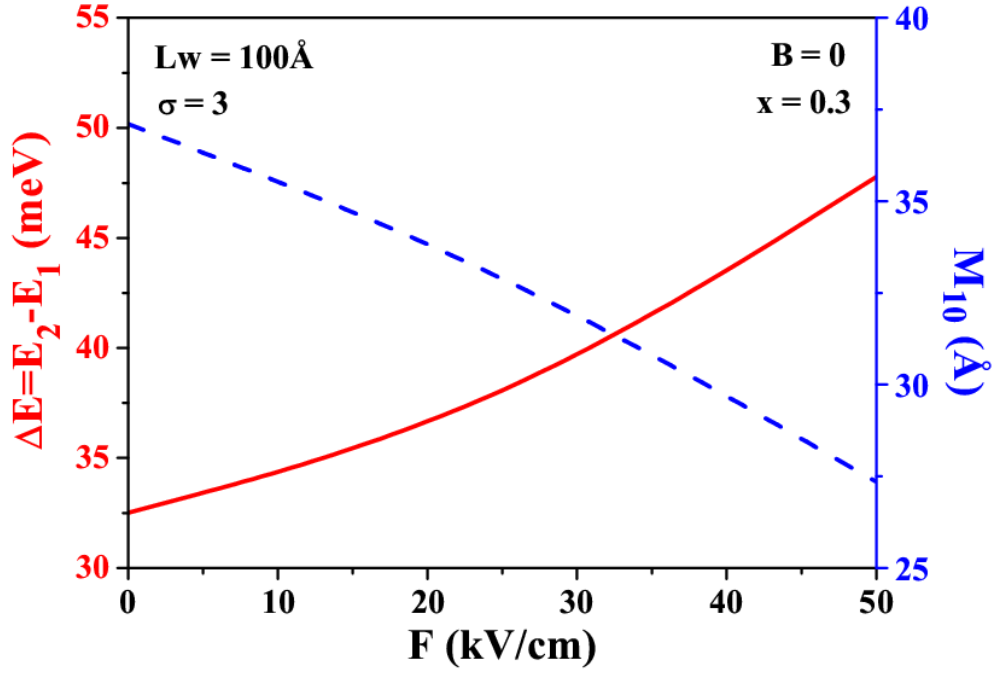
Şekil 5.6 Ters parabolik şekilli GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs tek kuantum kuyusunun taban durum enerji seviyesi (E_1), birinci uyarılmış enerji seviyesi (E_2) ve bu iki enerji seviyesi arasındaki enerji farkının ve dipol moment matris elemanının alüminyum konsantrasyonuna (x) değerine göre değişimi.

Herhangi bir dış statik elektrik ve manyetik alan olmaksızın, kuantum kuyu genişliği ve σ gibi yapı parametrelerinin sabit tutulup, ters parabolik şekilli GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs tek kuantum kuyusunun en düşük ilk iki altbant enerji seviyesi ve bu enerji seviyelerine karşılık gelen dalga fonksiyonlarının karesi üzerine üç farklı alüminyum konsantrasyonunun etkisi ($x=0.2$, $x=0.3$ ve $x=0.4$) şekil 5.5(a, b, c) de gösterilmiştir. Şekil 5.6 ise sistemin en düşük iki enerji seviyesi arasındaki enerji farkı ve dipol moment matris elemanının alüminyum konsantrasyonuna göre değişimi gösterilmiştir. Bu şekillerden de açıkça görüldüğü üzere, alüminyum konsantrasyonu arttığında taban durum ve birinci uyarılmış enerji seviyesinin daha yüksek enerji seviyelerine doğru kaydığı ve ilk iki enerji seviyesi arasındaki enerji farkının da arttığı görülmektedir.





Şekil 5.7 (a, b, c) Ters parabolik şekilli GaAs/Ga_{0.7}Al_{0.3}As tek kuantum kuyusunun kuşatma potansiyeli, ilk iki altbant enerji seviyesi ve bu enerji değerlerine karşılık gelen dalga fonksiyonlarının karesi üzerine büyütme doğrultusuna paralel uygulanan üç farklı statik elektrik alanının etkisi.

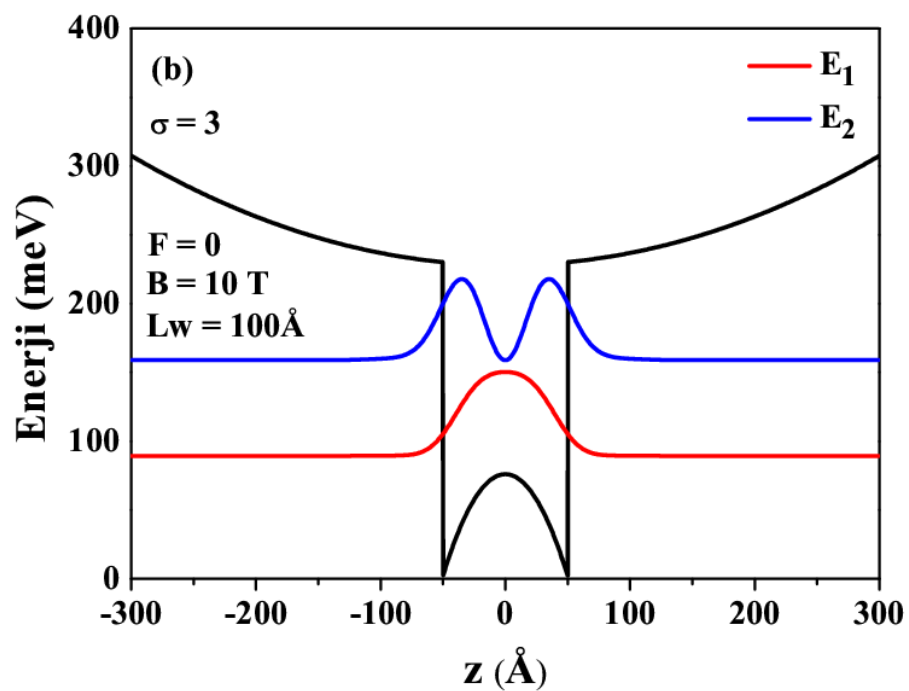
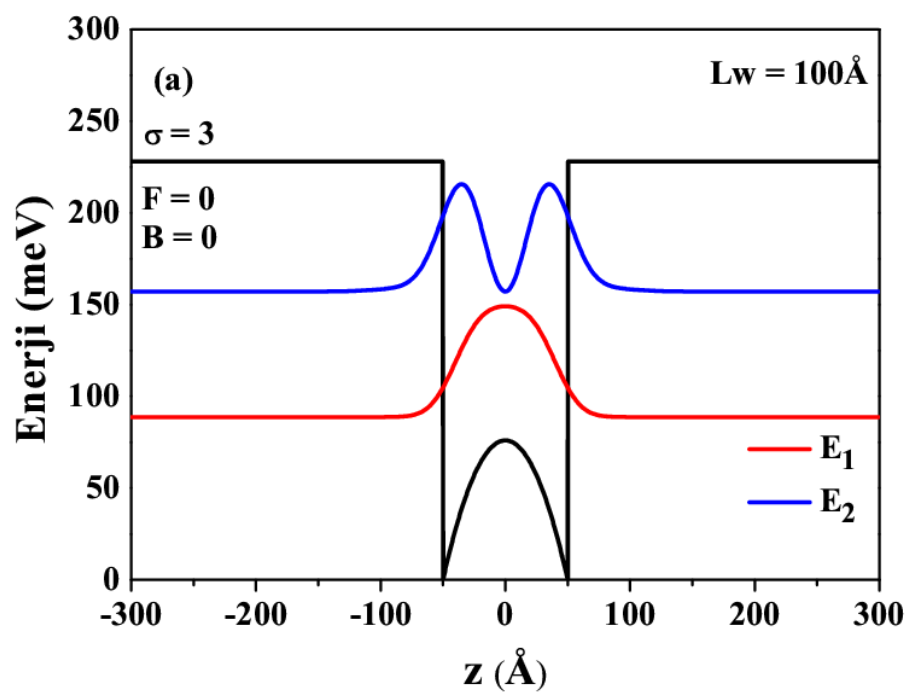


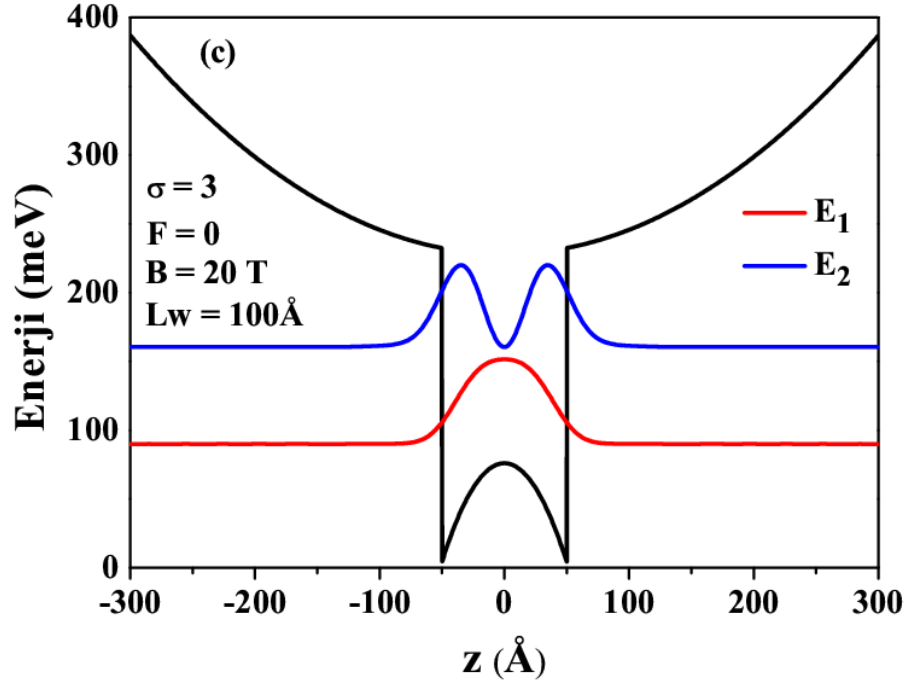
Şekil 5.8 Yapının büyütme doğrultusuna paralel uygulanan statik elektrik alanın fonksiyonu olarak ters parabolik şekilli GaAs/Ga_{0.7}Al_{0.3}As tek kuantum kuyusunun taban durum enerji seviyesi (E₁), birinci uyarılmış enerji seviyesi (E₂) ve bu iki enerji seviyesi arasındaki enerji farkının (ΔE) ve dipol moment matris elemanının değişimi.

Ters parabolik şekilli GaAs/Ga_{0.7}Al_{0.3}As tek kuantum kuyusuna dışardan herhangi bir statik manyetik alan etkisi olmadan, büyütme doğrultusuna paralel üç farklı statik alan değerlerinde (F=0, 25 kV/cm, ve 50 kV/cm) ilk iki altbant enerji seviyesi ve bu enerji seviyelerine karşılık gelen dalga fonksiyonlarının karesinin değişimi şekil 5.7 (a,b,c) de gösterilmiştir. Bu şekillerden de anlaşıldığı üzere; yapının üzerine statik elektrik alan uygulanmadığı zaman (F=0) taban ve birinci uyarılmış durumdaki yük taşıyıcının kuantum kuyusunda parabolün her iki tarafında da bulunma olasılığı birbirine eşittir. Sisteme uygulanan statik elektrik alan değeri arttırıldığında (F=25 kV/cm, ve F=50 kV/cm) ise taban durumdaki taşıyıcının parabolün sol tarafında bulunma olasılığı artarken uygulanan statik elektrik alana göre kuyunun sağ tarafında bulunma olasılığı azalmaktadır. Bunun nedeni uygulanan statik elektrik alan kuyuda ki kuşatılmış negatif yüklü elektronlara alan zıt yönde bir kuvvet uygulayarak yapının sol tarafına sürüklenmesine neden olmasıdır. Ayrıca bu

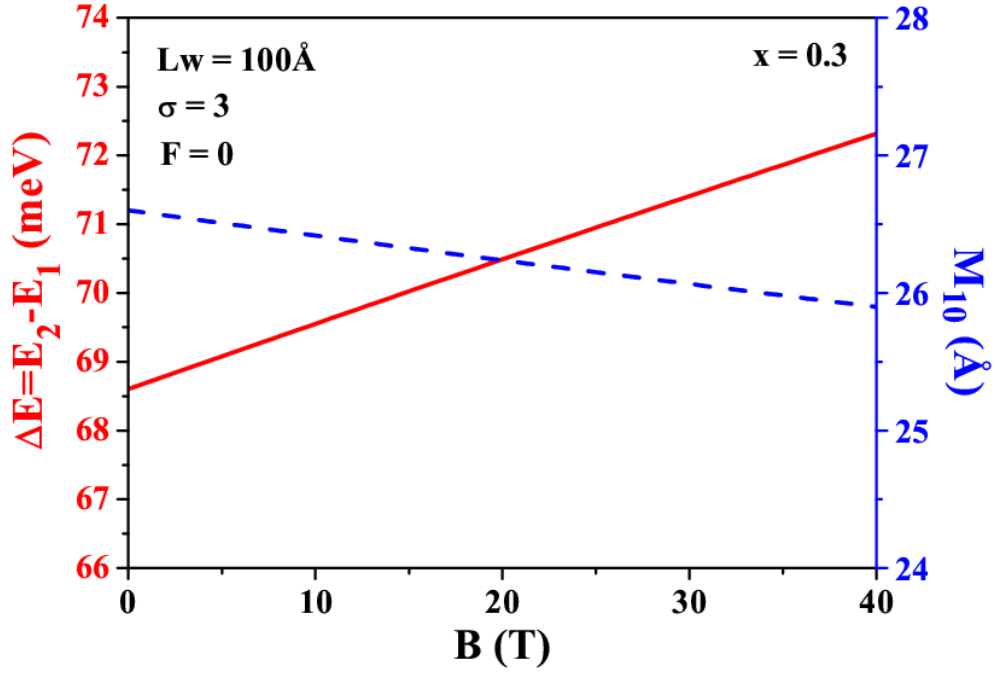
kuvvetin etkisiyle alana zıt yönde sürüklenen elektronlar yapının kuşatma potansiyelinde bir bükülmeye neden olur. Elektrik alan şiddeti arttırıldığında yapıdaki kuşatılmış taşıyıcılar üzerine etkiyen kuvvet daha da artar ve kuşatma potansiyelindeki bükülme daha çok artar.

Şekil 5.8 de ters parabol şekilli GaAs/Ga_{0.7}Al_{0.3}As tek kuantum kuyusunun taban durum enerji seviyesi (E_1), birinci uyarılmış enerji seviyesi (E_2) arasındaki enerji farkının (ΔE) büyütme doğrultusuna paralel uygulanan statik elektrik alana göre değişimi göstermektedir. Şekil de görüldüğü gibi uygulanan statik elektrik alan değerinin artmasıyla iki enerji seviyesi arasındaki enerji farkı giderek artmaktadır. Enerji farkının (ΔE)'nin artmasının nedeni yapıya büyütme doğrultusunda elektrik alan uyguladığımızda kuşatma potansiyeli alana zıt yönde bükülmeye neden olur ve indüklenen kuşatma potansiyelinin geometrisinin bozulmasıyla enerji seviyeleri birbirlerinden ayrılmaya başlarlar.





Şekil 5.9 (a, b, c) Ters parabolik şekilli GaAs/Ga_{0.7}Al_{0.3}As tek kuantum kuyusunun kuşatma potansiyeli, ilk iki altbant enerji seviyesi ve bu enerji değerlerine karşılık gelen dalga fonksiyonlarının karesinin yapının büyütme doğrultusuna dik yönde uygulanan üç farklı statik manyetik alan değerine göre değişimi.

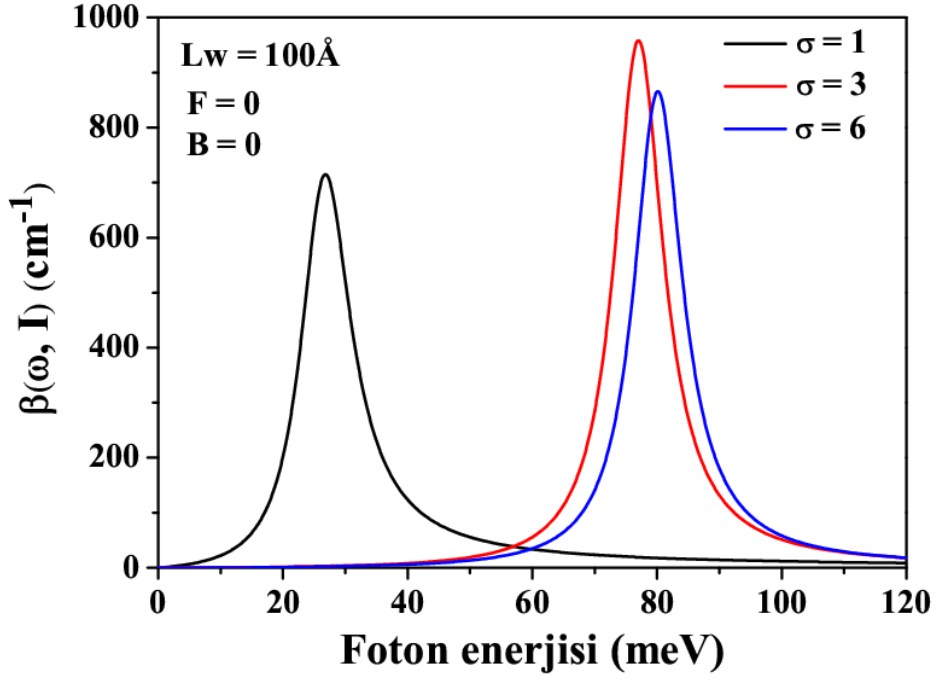


Şekil 5.10 Yapının büyütme doğrultusuna dik doğrultuda uygulanan statik manyetik alanın bir fonksiyonu olarak ters parabolik şekilli GaAs/Ga_{0.7}Al_{0.3}As tek kuantum kuyusunun taban durum enerji seviyesi (E_1), birinci uyarılmış enerji seviyesi (E_2) arasındaki enerji farkının (ΔE) ve dipol moment matris elemanının değişimi.

Ters parabolik şekilli GaAs/Ga_{0.7}Al_{0.3}As tek kuantum kuyusuna dışardan herhangi bir statik elektrik alan etkisi olmadan yapının büyütme doğrultusuna dik yönde uygulanan üç farklı statik manyetik alan değerinin ($B=0$, $B=10$, $B=20$ T) ilk iki altbant enerji seviyesi ve bu enerji seviyelerine karşılık gelen dalga fonksiyonlarının karesinin değişimi şekil 5.9 (a, b, c) de gösterilmiştir. Ters parabolik kuşatma potansiyeline sahip olan yapı üzerine uygulanan statik manyetik alan sisteme ek bir geometrik kuşatma sağlayarak, taban durum enerji seviyesini (E_1) ve birinci uyarılmış enerji seviyesini (E_2) daha yüksek enerji seviyelerine doğru kaymasına neden olmaktadır. İlk iki enerji seviyesi arasındaki enerji farkının da uygulanan statik manyetik alan değerinin artmasıyla arttığı da şekil 5.10 da açıkça görülmektedir.

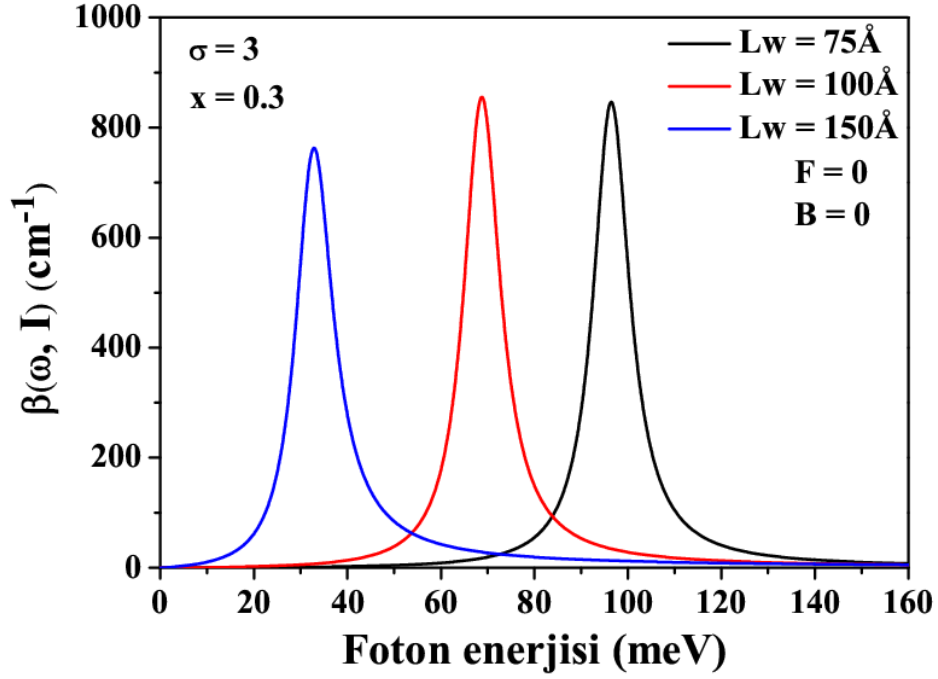
6. ELEKTRİK VE MANYETİK ALAN ALTINDAKİ TERS PARABOLİK ŞEKLİ GAAS/GA_{1-x}AL_xAS TEK KUANTUM KUYUSUNUN DOĞRUSAL VE DOĞRUSAL OLMAYAN OPTİKSEL ÖZELLİKLERİ

Bu bölümde, beşinci bölümde analitik olarak hesaplanan ters parabolik şekilli GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs tek kuantum kuyusunun enerji özdeğer ve özfonksiyonlarından yararlanarak, dördüncü bölümde elde edilen doğrusal, doğrusal olmayan ve toplam soğurma katsayısı (β) ve kırılma indisi (Δn) değişim denklemlerinden faydalanarak sistemin doğrusal olmayan optiksel özellikleri üzerine yapı parametrelerinin, dış manyetik ve elektrik alanların ve uygulanan ışığın şiddetinin etkisi teorik olarak incelenmiştir. Elde edilen sayısal sonuçlar foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak çizilip yorumlanmıştır. Hesaplamalar için kullanılan fiziksel büyüklükler ise; $m_e^* = 0.067m_0$ (m_0 serbest elektron kütesidir), $n_r = 3.2$, $\mu = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Hm}^{-1}$, $\sigma_v = 3 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$, $\Gamma = 1/\tau$ ve $\tau = 0.14 \text{ ps}$ alınmıştır.



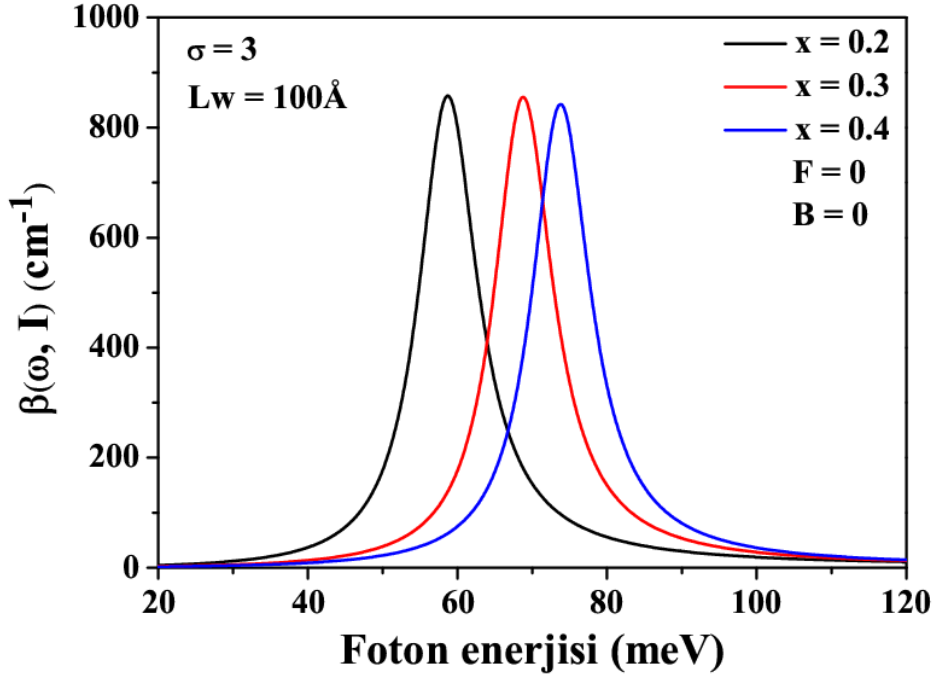
Şekil 6.1 Ters parabolik şekilli GaAs/Ga_{0.7}Al_{0.3}As tek kuantum kuyusunun farklı parabol eğim katsayısı ($\sigma=1$, $\sigma=3$, $\sigma=6$), için gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak optiksel soğurma katsayılarının değişimi.

Şekil 6.1’de herhangi bir dış statik elektrik ve manyetik alan olmaksızın, ters parabolik şekilli GaAs/Ga_{0.7}Al_{0.3}As tek kuantum kuyusunun farklı (σ) katsayı değerleri için gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak toplam soğurma katsayılarının değişimleri gösterilmiştir. Be şekilden de anlaşıldığı üzere parabol eğim katsayısı (σ) arttırıldıkça toplam soğurma katsayısının maksimum tepe noktası yüksek enerji seviyelerine doğru (maviye-kayma) kayar. Ayrıca toplam soğurma pikinin maksimum yüksekliği ise eğim katsayısı ile önce büyüyüp sonra küçüldüğü görülmektedir. Bu enerji kaymasının fiziksel nedeni; (σ) değerinin artması ile optik geçişlerin olduğu en düşük iki enerji seviyesi arasındaki enerji farkının büyümesi ile açıklanır. Maksimum pik değerindeki değişim ise dipol moment matris elemanlarının değişiminden kaynaklanmaktadır.



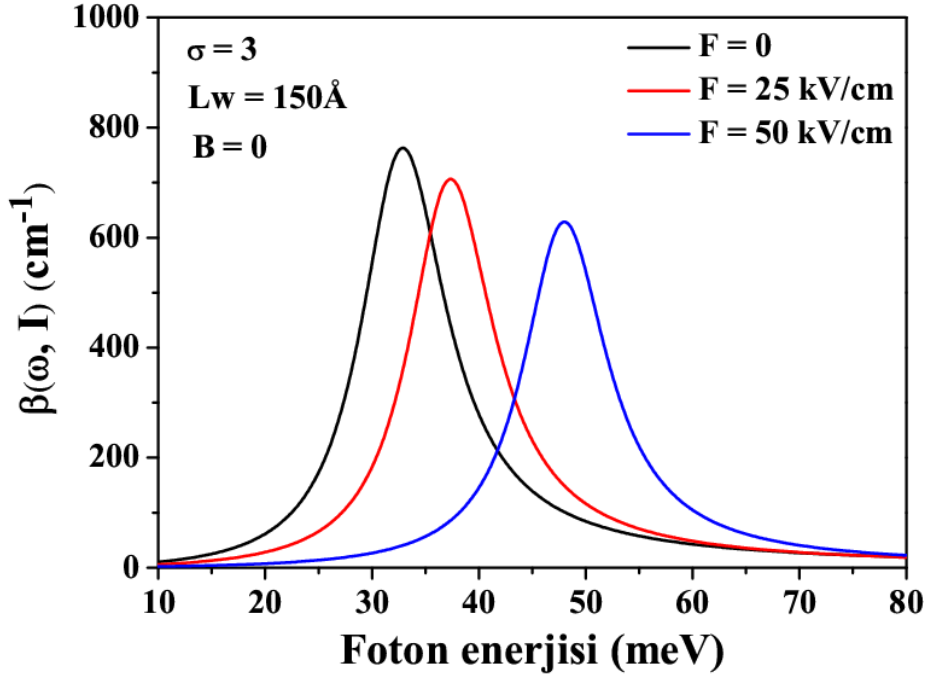
Şekil 6.2 Ters parabolik şekilli GaAs/Ga_{0.7}Al_{0.3}As tek kuantum kuyusunun farklı kuantum kuyu genişlikleri ($L_w=75\text{\AA}$, $L_w=100\text{\AA}$, $L_w=150\text{\AA}$) için gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak optiksel soğurma katsayılarının değişimi.

Şekil 6.2' de herhangi bir dış elektrik ve manyetik alan olmaksızın ters parabolik şekilli GaAs/Ga_{0.7}Al_{0.3}As tek kuantum kuyusunun farklı kuantum kuyu genişlik ($L_w=75\text{\AA}$, $L_w=100\text{\AA}$, $L_w=150\text{\AA}$) değerleri için gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak toplam soğurma katsayılarının değişimleri gösterilmiştir. Bu şekilden de açıkça görüldüğü gibi kuantum kuyu genişliği arttıkça toplam soğurma katsayısının maksimum pik değerinin konumu daha düşük enerji seviyelerine doğru kaymış (kırmızıya-kayma) ve toplam maksimum pik genişliğinin ise küçüldüğü görülmüştür. Bu pik pozisyonlarındaki enerji kaymasının nedeni, optik geçişin sağlandığı iki enerji seviyesi arasındaki enerji farkının kuantum kuyu genişliğinin artması ile azalmasından kaynaklanmaktadır. Pikin maksimum yüksekliğindeki azalma ise kuantum kuyu genişliğinin artması ile dipol moment elemanındaki azalmadan kaynaklanmaktadır.



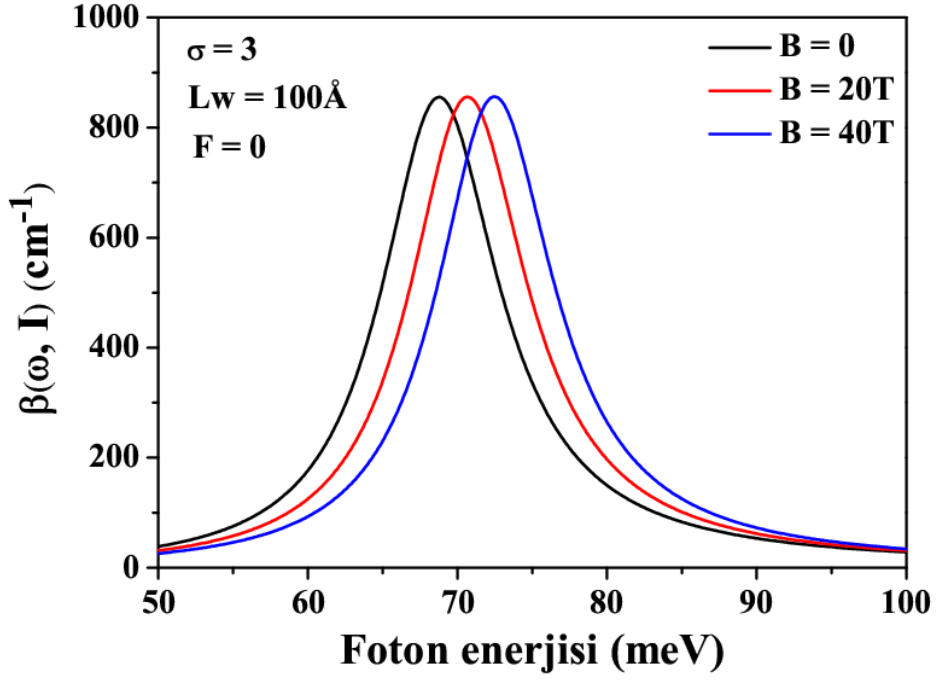
Şekil 6.3 Ters parabolik şekilli GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs tek kuantum kuyusunun farklı alüminyum konsantrasyonu ($x=0,2$ $x=0,3$ $x=0,4$), için gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak optiksel soğurma katsayılarının değişimi.

Şekil 6.3’ de herhangi bir dış elektrik ve manyetik alan olmaksızın, ters parabolik şekilli GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs tek kuantum kuyusunun farklı alüminyum konsantrasyonu ($x=0,2$ $x=0,3$ $x=0,4$) için gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak optiksel soğurma katsayılarının değişimi gösterilmiştir. Bu şekil bize gösteriyor ki, alüminyum konsantrasyonu değerinin artmasıyla toplam soğurma katsayısının maksimum pik değerinin konumu daha büyük enerji seviyelerine doğru kaymış (maviye-kayma) ve toplam maksimum pik genliğinin ise küçüldüğü görülmüştür. Bu davranışın fiziksel nedeni şekil 5.6’da gösterilmiştir. Şekil 5.6 incelendiğinde alüminyum konsantrasyonunun artması ile birlikte optik geçişin olacağı en düşük iki enerji seviyesi arasındaki enerji farkının arttığı ve dipol moment matris elemanının ise azaldığı görülmektedir. Bu davranışlar toplam optiksel soğurma pikinin davranışının fiziksel nedenidir.



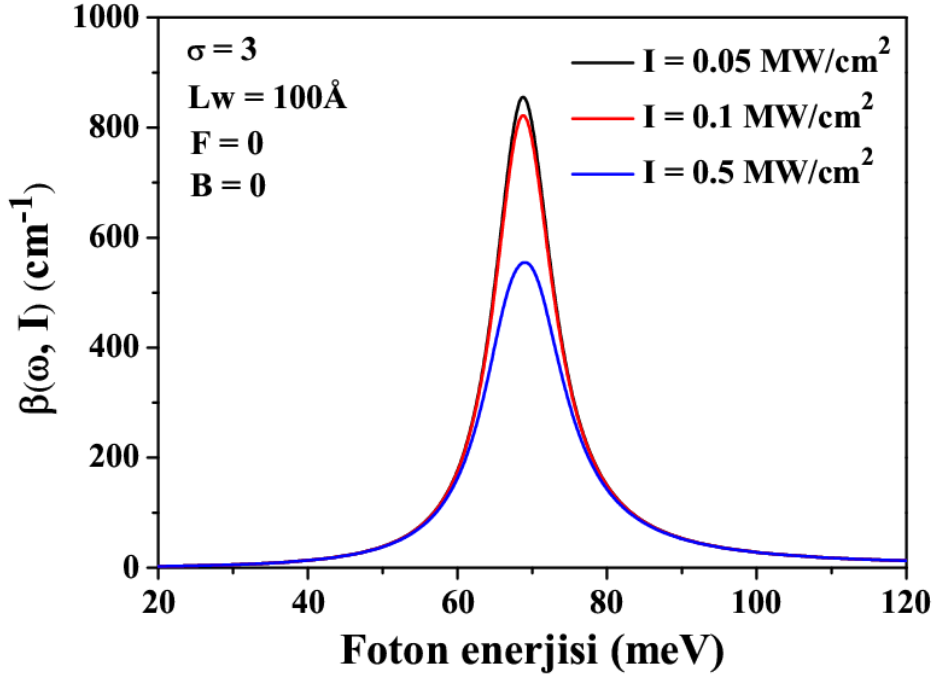
Şekil 6.4 Ters parabolik şekilli GaAs/Ga_{0.7}Al_{0.3}As tek kuantum kuyusunun büyütme doğrultusuna paralel uygulanan üç farklı elektrik alan değeri için gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak soğurma katsayısının değişimi.

Şekil 6.4’de ise dış bir statik manyetik alan etkisi olmadan ters parabolik şekilli GaAs/Ga_{0.7}Al_{0.3}As tek kuantum kuyusunun üzerine yapının büyütme doğrultusuna paralel uygulanan üç farklı elektrik alan değerinin toplam optiksel soğurma katsayısı üzerine olan etkisi sunulmuştur. Bu şekilden de açıkça görüldüğü gibi statik elektrik alanının değerinin artması ile soğurma pikleri büyük enerji seviyelerine doğru yani maviye doğru kaymaktadır. Ayrıca toplam soğurma pikinin maksimum yüksekliği de azalmaktadır. Bu durumun fiziksel açıklaması sisteme uygulanan statik elektrik elektik alandaki artış kuyuda ki kuşatılmış negatif yüklü elektronlara alana zıt yönde kuvvet uygulaması ve bu kuvvetin etkisiyle elektronların zıt yönde sürüklenmesi sonucunda kuşatma potansiyelinde bant bükülmesine neden olarak en düşük iki enerji seviyesi arasındaki enerji farkının artmasına neden olmasıdır. Ayrıca, bu statik elektrik alandaki artış dipol matris elemanının değerini de azaltarak optiksel soğurma pikinin maksimum yüksekliğinde bir azalmaya neden olur.



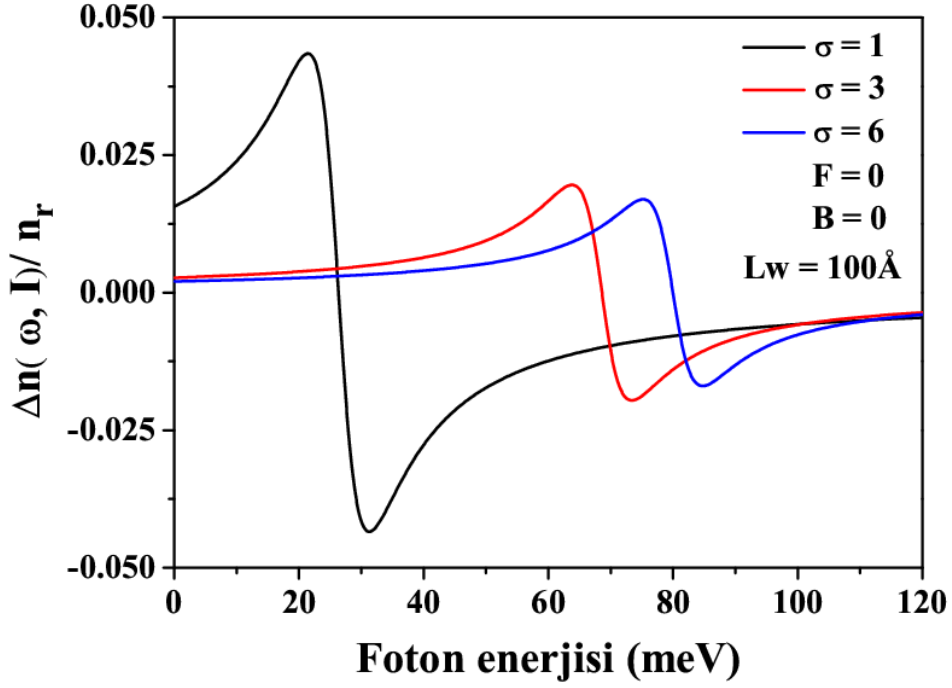
Şekil 6.5 Ters parabolik şekilli GaAs/Ga_{0.7}Al_{0.3}As tek kuantum kuyusunun büyütme doğrultusuna dik uygulanan üç farklı statik manyetik alan değeri için gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak soğurma katsayısının değişimi.

Şekil 6.5’de dış bir statik elektrik alan olmaksızın ters parabolik şekilli GaAs/Ga_{0.7}Al_{0.3}As tek kuantum kuyusunun büyütme doğrultusuna dik uygulanan üç farklı statik manyetik alan büyüklüğü ($B=0,20 \text{ T},40 \text{ T}$) değerleri için toplam soğurma katsayısı değişimi sunulmuştur. Statik manyetik alan büyüklüğünün artırılması ile toplam optiksel soğurma katsayısının genliğinin değişmediği fakat pik değerlerinin daha yüksek enerji seviyelerine doğru yani maviye doğru kaydığı görülmektedir. Bunun nedeni şekil 5.10’dan da anlaşılacağı gibi manyetik alan değerinin artması ile taban ve birinci uyarılmış enerji seviyesi arasındaki enerji farkının artması ile açıklanır. Soğurma katsayısının genliğinin değişmemesi ise, M_{21} dipol moment matris elemanının değerinde önemli bir değişme olmamasındandır.



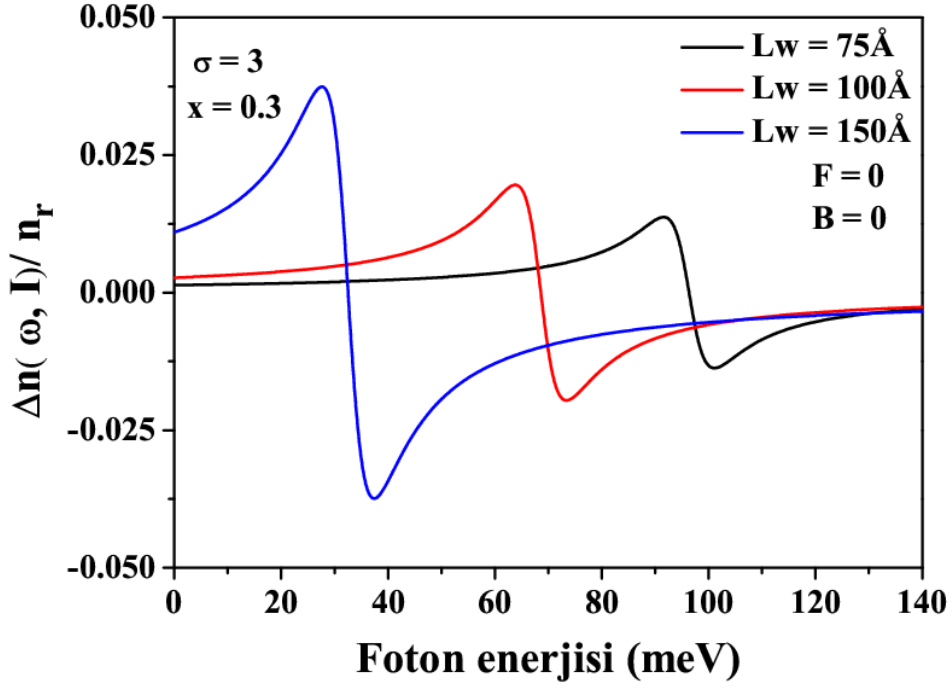
Şekil 6.6 Ters parabolik şekilli GaAs/Ga_{0.7}Al_{0.3}As tek kuantum kuyusunun uygulanan ışığın şiddeti ($I=0,05 \text{ MW/cm}^2$, $I=0,1 \text{ MW/cm}^2$, $I=0,5 \text{ MW/cm}^2$) değeri için gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak soğurma katsayısının değişimi.

Şekil 6.6'da ters parabolik şekilli GaAs/Ga_{0.7}Al_{0.3}As tek kuantum kuyusunun uygulanan ışığın şiddeti ($I=0,05 \text{ MW/cm}^2$, $I=0,1 \text{ MW/cm}^2$, $I=0,5 \text{ MW/cm}^2$) değeri için gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak soğurma katsayısının değişimi gösterilmiştir. Bu şekilden de görüldüğü üzere, sisteme uygulanan ışığın şiddetinin artması yapının soğurma katsayısının maksimum genliğini azaltmakta, fakat sistemin taban ve birinci uyarılmış enerji seviyesine bir etkisi olmadığı için maksimum pik pozisyonunda bir enerji kaymasına neden olmadığı görülmektedir. Uygulanan ışık şiddetinin artması, sistemin doğrusal soğurma katsayısında bir değişikliğe neden olmazken, doğrusal olmayan soğurma katsayısının (bakınız denklem 4.33) büyüklüğünün artmasına neden olur. Bunun sonucu olarak da sistemin toplam soğurma katsayısının maksimum genliği azalmaktadır.



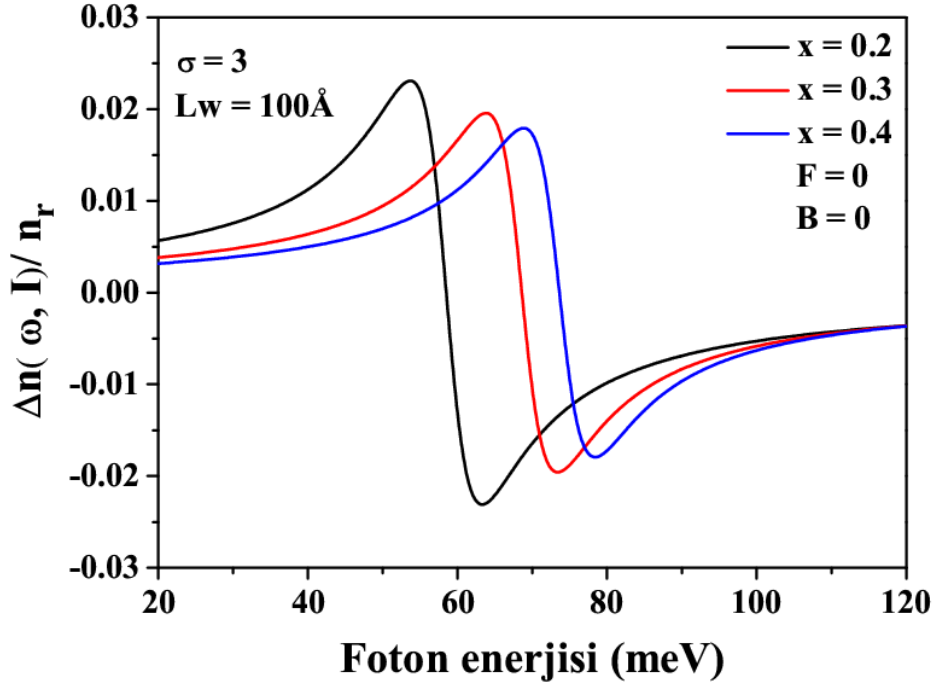
Şekil 6.7 Ters parabolik şekilli GaAs/Ga_{0.7}Al_{0.3}As tek kuantum kuyusunun farklı parabol eğim katsayısı ($\sigma=1$, $\sigma=3$, $\sigma=6$), için gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak kırılma indisinin değişimi.

Şekil 6.7’ de herhangi bir dış elektrik ve manyetik alan etkisi olmaksızın, ters parabolik şekilli GaAs/Ga_{0.7}Al_{0.3}As tek kuantum kuyusunun toplam bağıl kırılma indisi üzerine (σ)’nın etkisi gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak gösterilmiştir. Grafikten de açıkça görüldüğü üzere σ değeri arttıkça toplam kırılma pikinin tepe noktası daha büyük enerji seviyelerine doğru kayar (maviye kayma) ve maksimum toplam genlik de azalır. Bu maviye kaymanın fiziksel nedeni, izinli optik bir geçişin gerçekleştiği ardışık enerji seviyeleri arasındaki enerji farkının σ değeri ile artmasından kaynaklanmaktadır (bkz. Şekil 5.2). Toplam bağıl kırılma indis değişiminin genliğindeki azalma yine σ değeri artışı ile dipol moment matris elemanındaki azalmadandır.



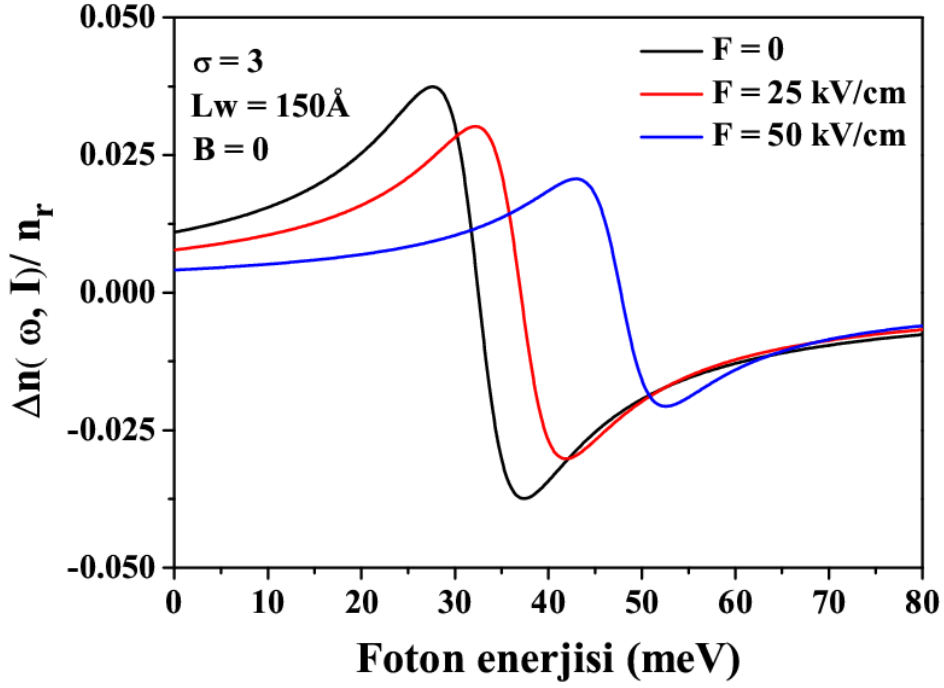
Şekil 6.8 Ters parabolik şekilli GaAs/Ga_{0.7}Al_{0.3}As tek kuantum kuyusunun farklı kuantum kuyu genişlikleri ($L_w=75\text{Å}$, $L_w=100\text{Å}$, $L_w=150\text{Å}$) için gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak kırılma indisinin değişimi.

Şekil 6.8’ de herhangi bir dış elektrik ve manyetik alan etkisi olmaksızın, ters parabolik şekilli GaAs/Ga_{0.7}Al_{0.3}As tek kuantum kuyusunun toplam bağıl kırılma indisi üzerine kuantum kuyu genişliğinin etkisi gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak gösterilmiştir. Bu şekilde açıkça görüldüğü üzere kuantum kuyusunun genişliği arttıkça toplam kırılma pikinin tepe noktası daha düşük enerji seviyelerine doğru kayarak (kırmızıya kayma) toplam genlik artmıştır. Bu sola yani kırmızıya kaymanın fiziksel nedeni, izinli optik bir geçişin gerçekleştiği ardışık enerji seviyeleri arasındaki enerji farkının kuantum kuyu genişliği ile azalmasından kaynaklanmaktadır. Toplam genlikte ki artış ise şekil 5.4’de de görüldüğü gibi dipol matris elemanın kuyu genişliğine bağlı olarak artışından kaynaklanmaktadır.



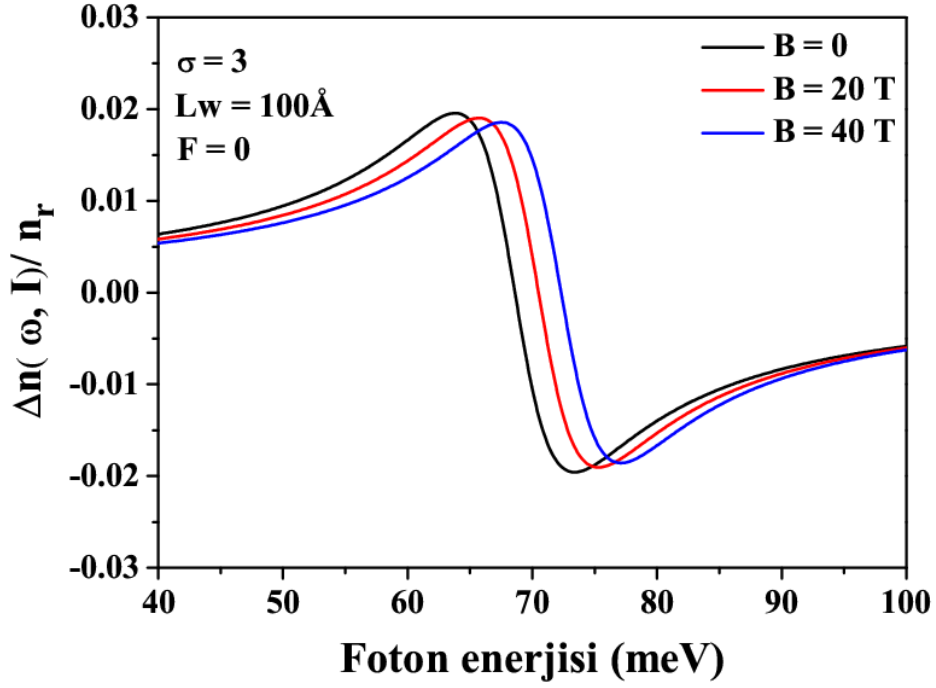
Şekil 6.9 Ters parabolik şekilli GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs tek kuantum kuyusunun farklı alüminyum konsantrasyonu ($x=0,2$ $x=0,3$ $x=0,4$), için gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak kırılma indisinin değişimi.

Şekil 6.9’ de herhangi bir dış elektrik ve manyetik alan etkisi olmaksızın, ters parabolik şekilli GaAs/Ga_{0,7}Al_{0,3}As tek kuantum kuyusunun toplam bağıl kırılma indisi üzerine alüminyum konsantrasyonunun etkisi gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak gösterilmiştir. Alüminyum konsantrasyonu arttırıldığında sistemin kuşatma potansiyeli derinliği artar ve bu artış en düşük iki enerji seviyesi arasındaki enerji farkının artmasına neden olur. Bu iki enerji seviyesi arasındaki enerji farkının artmasından dolayı bağıl kırılma indisinin maksimum pik pozisyonu maviye doğru yani daha yüksek enerji seviyelerine doğru kaymaktadır. Alüminyum konsantrasyonunun artmasıyla kırılma indisi eğrilerinin pik genliklerinin azalma sebebi ise şekil 5-6 da görüldüğü gibi dipol moment matris elemanındaki azalmadan kaynaklanmaktadır.



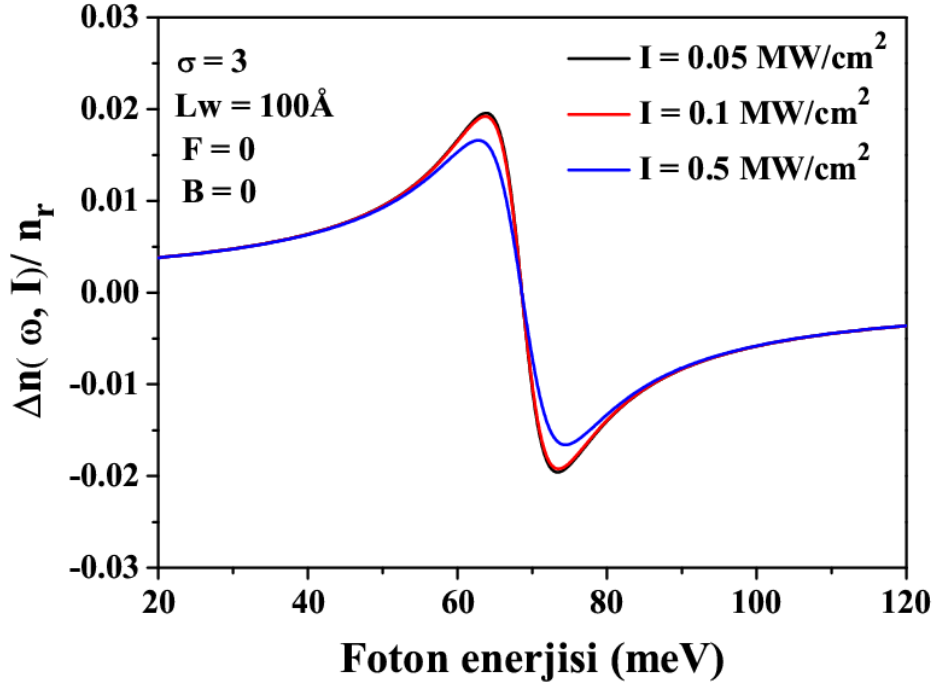
Şekil 6.10 Ters parabolik şekilli GaAs/Ga_{0.7}Al_{0.3}As tek kuantum kuyusunun büyütme doğrultusuna paralel uygulanan üç farklı elektrik alan değeri için gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak bağıl kırılma indisinin değişimi.

Herhangi bir dış manyetik alan etkisi olmaksızın, ters parabolik şekilli GaAs/Ga_{0.7}Al_{0.3}As tek kuantum kuyusunun büyütme doğrultusuna paralel uygulanan üç farklı elektrik alan ($F=0$, $F=25$ kV/cm, $F=50$ kV/cm) değeri için gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak bağıl kırılma indisinin değişimi şekil 6.20’da gösterilmiştir. Uygulanan statik elektrik alanın değeri arttırıldıkça kırılma indisinin pik değeri genliği azalarak yüksek enerji değerlerine doğru kaydığı açıkça görülmektedir. Bu maviye doğru kaymanın fiziksel olarak açıklaması optik geçişlerin gerçekleşeceği en düşük iki altbant enerji seviyesi arasındaki enerji farkının uygulanan statik elektrik alana bağlı olarak artışı ile açıklanır (bkz. şekil 5-7 (a, b, c)). Bağıl kırılma indisi tepe noktası genliklerinde ki azalmanın nedeni ise dipol matris elemanının uygulanan elektrik alana bağlı olarak değişimi ile açıklanır.



Şekil 6.11 Ters parabolik şekilli GaAs/Ga_{0.7}Al_{0.3}As tek kuantum kuyusunun büyütme doğrultusuna dik uygulanan üç farklı statik manyetik alan değeri için gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak kırılma indisinin değişimi

Şekil 6-11'de ters parabolik şekilli GaAs/Ga_{0.7}Al_{0.3}As tek kuantum kuyusunun büyütme doğrultusuna dik uygulanan üç farklı statik manyetik alan ($B=0$, $B=20\text{T}$, $B=40$) değeri için gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak bağlı kırılma indisinin değişimi sunulmuştur. Yapının büyütme doğrultusunda uygulanan statik manyetik alanın değeri büyütüldüğünde toplam bağlı kırılma indisinin pik noktalarının büyük enerji değerlerine yani maviye doğru kaydığı görülmektedir. Bu maviye kaymanın fiziksel nedeni, uygulanan statik manyetik alanın artması ile sisteme gelen ek geometrik kuşatma artar ve bu etki taban durum ve birinci uyarılmış enerji seviyesi arasındaki enerji farkının artmasına neden olarak pik pozisyonunu yüksek enerji seviyelerine doğru kaymasına neden olur. Toplam bağlı kırılma indisinin genliğinde ki azda olsa küçülmenin nedeni dipol moment matris elemanının büyüklüğün deki değişimden kaynaklanmaktadır.



Şekil 6.12 Ters parabolik şekilli GaAs/Ga_{0.7}Al_{0.3}As tek kuantum kuyusunun uygulanan ışığın şiddeti ($I=0,05 \text{ MW/cm}^2$, $I=0,1 \text{ MW/cm}^2$, $I=0,5 \text{ MW/cm}^2$) değeri için gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak kırılma indisinin değişimi.

Şekil 6.12 de ters parabolik şekilli GaAs/Ga_{0.7}Al_{0.3}As tek kuantum kuyusunun uygulanan ışığın üç farklı şiddet değeri ($I=0,05 \text{ MW/cm}^2$, $I=0,1 \text{ MW/cm}^2$, $I=0,5 \text{ MW/cm}^2$) için gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak toplam bağıl kırılma indisinin değişimi verilmiştir. Be şekilden görüldüğü üzere, uygulanan ışığın şiddeti ($I=0,05 \text{ MW/cm}^2$, $I=0,1 \text{ MW/cm}^2$, $I=0,5 \text{ MW/cm}^2$) artırıldıkça sistemin toplam bağıl kırılma indisi pik büyüklüğünün azaldığı ve pik pozisyonunun değişmediği görülmüştür. Sisteme uygulanan ışığın şiddetinin değişmesi yapının taban ve birinci uyarılmış enerji seviyelerine ve arasındaki enerji farkına etki etmemesi nedeniyle toplam bağıl kırılma indisi tepe değerlerinde bir kayma olmamıştır. Uygulanan ışığın şiddetin arttırılması sistemin doğrusal olmayan kırılma indisi büyüklüğünü artırarak toplam bağıl kırılma indisi genliğinin azalmasına neden olur.

7. SONUÇ VE TARTIŞMALAR

Bu tez çalışmasında, ters parabolik bir GaAs-Al_{1-x}Ga_xAs kuantum kuyu yapısının elektronik ve optik özellikleri üzerine sistemin yapı parametreleri ve dışarıdan uygulanan statik elektrik ve manyetik alan etkisi teorik olarak araştırılmıştır. Ayrıca sistemin optik özellikleri üzerine dışarıdan uygulanan ışık şiddetinin etkisi de incelenmiştir. Bu araştırmayı yapmak için ilk olarak elektromanyetik alan altındaki ters parabolik bir kuantum kuyusunda kuşatılmış bir elektronun enerji özdeğer ve özfonksiyonları etkin kütle yaklaşımı altında tam set çözüm tekniği kullanılarak elde edilmiştir. Elde edilen bu enerji özdeğer ve özfonksiyonlardan faydalanarak ve yoğunluk matris yaklaşımı kullanarak, sistemin doğrusal, doğrusal olmayan ve toplam soğurma katsayısı ve bağıl kırılma indisi değişimleri elde edilmiştir.

Elde edilen sonuçları burada kısaca özetleyecek olursak; Sistemin elektronik özelliklerinin yapı parametrelerine (σ , kuantum kuyu genişliği, alüminyum konsantrasyonu) duyarlı olduğu görülmüştür. σ parametresi ve alüminyum konsantrasyonunun artması en düşük iki enerji seviyesi arasındaki enerji farkını artırırken, kuantum kuyu genişliğinin artması bu enerji farkının azalmasına neden olduğu görülmüştür. Böylece, sistemin yapı parametrelerinin değiştirilmesi ile optik geçişlerin olacağı en düşük iki altbant enerji seviyesi arasındaki enerji farkının amaca yönelik ayarlanabileceği görülmüştür.

Yapıya dışarıdan uygulanan statik elektrik ve manyetik alanın etkisi ile sistemin hem kuşatma potansiyel profilleri hem de enerji seviyelerinin konumu değişmektedir. Bu enerji değişimleri bize amaca yönelik enerji farklarını ayarlayarak uygun optik geçişlerin yapılmasına kontrol olanağı sağlar.

Sonuç olarak, yapı parametrelerinin ve dış alanların yapının optiksel süreçlerini önemli ölçüde etkilediği görülmüştür. Yaptığımız bu çalışmada dalga fonksiyonlarının enerji farkları arasındaki yayılmış olan fotonun sahip olduğu dalga fonksiyonunun ya da frekansın Terahertz rejimine doğru kaydığı görülüyor. Terahertz rejimi de savunma sanayinin yanında tıpta da kullanılan ışınlamalar olduğu için önem teşkil etmektedir. Elde etmiş olduğumuz sonuçların teknolojiye, elektronik ve optoelektronik aygıt tasarımına yeni katkılar sağlayacağı beklenmektedir.

KAYNAKLAR

- [1] **Ebnesajjad, Sina** (2003). Applications in Microelectronics Industry , Melt Processible Fluoroplastics, Pages 509-530
- [2] **Aydınođlu, Hafize Seda** (2018).Asimetrik ift Eđimli Kuantum Kuyusunun Optiksel zellikleri. Cumhuriyet Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, (Yüksek Lisans Tezi). Sivas.
- [3] **Dönmez, Ömer** (2008). Kuantum Kuyulu Yarıiletken Yapıların Modülasyon Spektroskopisi İle İncelenmesi. İstanbul Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, (Yüksek Lisans Tezi). İstanbul.
- [4] **Sandıkçı, Tuba Akgün** (2013). Bor, Selenyum Ve Kurşun Katkılı Yarıiletken Alaşımların Üretimi ve Yapısal zelliklerinin Karakterizasyonu Yıldız Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, (Yüksek Lisans Tezi). İstanbul.
- [5] **Guanghai Liu, KangxianGuo, ZhongminZhang,** (2016). Nonlinear optical rectification inspherical dome semiconductor nano shells, Physica B, 50381–85.
- [6] **Sofia Evangelou,** (2019). Nonlinear optical rectification of a coupled semiconductor quantum dot Metallic nanosphere system under a strong electromagnetic field, Physica B: Condensed Matter Volume 556, Pages 170-174.
- [7] **Aixi Chen, Liujuan Zhang, Li Deng,** (2018). Controllable diffraction pattern in semiconductor quantum well based on quantum coherence, Annals of Physics Volume 396, Pages 459-467.
- [8] **Anonim** http://www.katihal.sakarya.edu.tr/kutuphane/yi_teknolojideki_yeri.htm
- [9] **John, W.,ve oğl.** (1976). Introduction to solid state physics. 5th ed., New York
- [10] **Anonim**(<http://80.251.40.59/eng.ankara.edu.tr/hsari/bolum-11-yariiletkenler-1.pdf>)
- [11]**Anonim** (12.03.2017). <http://eng.harran.edu.tr/~nbesli/SEG/02.YariIletkenler.pdf>

- [12] **Yıldız, Y. E.** (2015). Safsızlık Düzeyleri Arasındaki Kızılötesi Geçişler üzerine Elektrik Alan Etkisi. Cumhuriyet üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, (Yüksek Lisans Tezi). Sivas.
- [13] **Anonim**(http://www.acikders.org.tr/pluginfile.php/1073/mod_resource/content/1/Bolum-12.pdf)
- [14] **Üstün, T.** (2011). Kuantum Nokta Temelli Bellek Yapılara Kuantum Noktalarının Elektronik Yapısının Derin Seviye Geçiş Spektroskopisi İle Belirlenmesi. Ankara Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, (Yüksek Lisans Tezi). Ankara.
- [15] **Jaros, M.** (1989). Physics and Applications of Semiconductor Heterostructures Oxford University Press. New York.
- [16] **Aydın, Raşit** (2016).İki Elektronlu Ve Çok Tabakalı Küresel Bir Kuantum Noktasının Optik Özelliklerinin İncelenmesi. Selçuk Üniversitesi. Fen Bilimleri Enstitüsü, (Doktora Tezi). Konya.
- [17] **Casey, H. C., Panish, M. B.** (1978). Heterostructure Lasers”, Academic, New York,193. **John, W.,ve oğl.** (1976). Introduction to solid state physics. 5th ed., New York
- [18] **Köse, Erman** (2009) Farklı Kuantum Kuyularının Elektrik Alan Altında Davranışları. Cumhuriyet Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, (Yüksek Lisans Tezi). Sivas.
- [19] **Türkoğlu, Aslan** (2012) GaAs-AlxGa1-xAs Heteroyapı Ve Çoklu Kuantum Kuyu İr Fotodedektörün Elektro-Optik Özelliklerinin İncelenmesi. Cumhuriyet Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, (Yüksek Lisans Tezi). Sivas.
- [20] **Picciotto, R.de, Stormer, H.L., Yacoby, A., Pfeiffer, L.N., Baldwin, K.W., West, K.W.** (2001). Transport in Cleaved-Edge Overgrowth Wires. Physica E, 9, (1) : 17-21
- [21] **Grayson, M., Roth, S.F., Xiang, Y., Fischer, F, Schuh, D., Bichler, M.** (2005). Four-Point Measurements of n- and p-type Two-Dimensional Systems Fabricated with CleavedEdge Overgrowth. Appl. Phys. Lett., 87, (21) : 1-2

- [22] **Cicek, E., Mese, A.I, Ulas, M., Siddiki, A.** (2010). Spatial Distribution of the Incompressible Strips at AB Interferometer. *Physica E:Low-dimensional Systems and Nanostructures* 42, (4) : 1066-1068
- [23] **Atasever, Kamil** (2007)Silindirik Kuantum Kuyusunda Dielektrik Sabiti Hidrojenlik Safsızlık Bağlanma Enerjisine Etkileri. Cumhuriyet Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, (Yüksek Lisans Tezi). Sivas.
- [24] **Ağılı, S.** (2012) $Ga_xIn_{1-x}N_yAs_{1-y}/GaAs$ Kuantum Kuyusunda Özkutuplanma, Cumhuriyet Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü (Yüksek Lisans Tezi). Sivas
- [25] **Doğan, E. Ş.** (2016). Kuantum Nokta Yapılarda Elektrik Alan Etkisinin Pertürbasyon Yöntemiyle İncelenmesi. Selçuk Üniversitesi. Fen Bilimleri Enstitüsü, (Yüksek Lisans Tezi). Konya.
- [26] **Ateş, Hakan,** (2015). Nano Parçacıklar ve Nano Teller GU J Sci, Part C, 3(1):437-442.
- [27] **Kızılet, Abdullah** (2012) Düşük Boyutlu Yarıiletken Yapılara Manyetik Alanın Etkisi Trakya Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, (Doktora Tezi). Trakya.
- [28] **Kılçoğlu, Özge** (2008) Kuantum Noktalarının Elektrik Ve Manyetik Alan Altında Elektronik Özellikleri, Trakya Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü (Yüksek Lisans Tezi). Edirne
- [29] **Anonim**(<http://www.edn.com/design/led/4391796/White-LEDs-Printed-on-Paper-A-Doctoral-Thesis-PartI>)
- [30] **Kılıçarslan, Ercan** (2009) Düşük Boyutlu Yarıiletkenlerde Alan Altında Safsızlıkların Diamanyetik Alınganlığı Cumhuriyet Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, (Yüksek Lisans Tezi). Sivas.
- [31] **Bilekkaya, Abdullah** (2008). Çoklu Kuantum Tel Ve Noktalarının Elektronik Özellikleri. Trakya Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, (Doktora Tezi). Trakya.
- [32] **Picciotto, R.de, Stormer, H.L. Yacoby, A., Pfeiffer, L.N., Baldwin, K.W., West, K.W.** (2001). Transport in Cleaved-Edge Overgrowth Wires. *Physica E*, 9, (1) : 17-21

- [33] **Karabulut, İ.** (2008).Asimetrik Kuantum Kuyu Yapılarının Lineer Olmayan Optik Özelliklerinin İncelenmesi. Selçuk Üniversitesi. Fen Bilimleri Enstitüsü, (Doktora Tezi).7s, Konya.
- [34] **Çakıcı, M. S.** (2013) Elektrik Alan Etkisi Altında Çoklu Kuantum Kuyu Yapılarının Optiksel Özellikleri. Selçuk Üniversitesi. Fen Bilimleri Enstitüsü, (Yüksek Lisans Tezi). 28s, Konya.
- [35] **Ungan, F.** (2011). Intensity-dependent nonlinear optical properties in a modulation-doped single quantum well. *Journal of Luminescence* 131 (2011) 2237-2243
- [36] **Boyd, R. W.** (2003). *Nonlinear Optics*. Academic Press, San Diego.
- [37] **Küçük, S.** (2013) Yarı Parabolik Kuantum Kuyusunda Lineer ve Lineer Olmayan Optik Özelliklerin İncelenmesi. Harran Üniversitesi. Fen Bilimleri Enstitüsü, (Yüksek Lisans Tezi). 20s, Şanlıurfa.

ÖZGEÇMİŞ

Kişisel Bilgiler

Adı Soyadı	Abdurrahman TUNÇER
Doğum Yeri ve Tarihi	Sivas, 01.05.1978
Medeni Hali	Evli
Yabancı Dil	İngilizce
İletişim Adresi	Ondokuzmayıs Üniversitesi Yeşilyurt Demir Çelik Meslek Yüksekokulu Samsun
E-Posta Adresi	Abdurrahman.tuncer@omu.edu.tr.

Eğitim ve Akademik Durumu

Lise	Sivas Teknik Lise ve End. Meslek Lisesi
Lisans	Gazi Üniversitesi Teknik Eğitim Fakültesi Elektrik Öğretmenliği Bölümü, 2001
Yüksek Lisans	Cumhuriyet Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Optik Mühendisliği Ana Bilim Dalı, 2019

İş Tecrübesi

Sivas Demir Çelik Fabrikası	Teknik İdareci 2004-2015
Ondokuzmayıs Üniversitesi	Öğretim Görevlisi, 2015