

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

**DİKDÖRTGEN KESİTLİ YARIİLETKEN
KUANTUM ÇUKURLU LAZERLERDE
NORMALİZE YAYILMA SABİTİNİN
HESAPLANMASI**

Özgür Önder KARAKILINÇ

Yüksek Lisans Tezi

DENİZLİ – 2005

**DİKDÖRTGEN KESİTLİ YARIİLETKEN
KUANTUM ÇUKURLU LAZERLERDE
NORMALİZE YAYILMA SABİTİNİN
HESAPLANMASI**

**Pamukkale Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Tarafından Kabul Edilen
Elektrik-Elektronik Mühendisliği Anabilim Dalı
Yüksek Lisans Tezi**

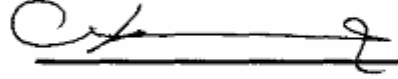
Özgür Önder KARAKILINÇ

Tez Savunma Tarihi: 15.06.2005

DENİZLİ – 2005

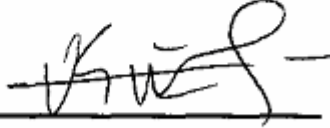
TEZ SINAV SONUÇ FORMU

Bu tez tarafımızdan okunmuş, kapsamı ve niteliği açısından Yüksek Lisans Tezi olarak kabul edilmiştir.



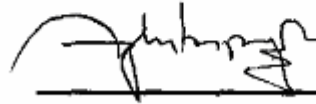
Prof. Dr. Mustafa TEMİZ

(Yönetici)



Prof. Dr. Veysel KUZUCU

(Jüri Üyesi)



Yrd. Doç. Dr. Ceyhun KARPUZ

(Jüri Üyesi)

Pamukkale Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu'nun

tarih

ve sayılı kararıyla onaylanmıştır.

Prof. Dr. M. Ali SARIGÖL

Müdür

Fen Bilimleri Enstitüsü

TEŞEKKÜR

Yüksek lisans tez çalışmalarım süresince kıymetli zamanını benden esirgemeyen, bilgi ve tecrübesi ile her konuda bana yön gösteren değerli danışman hocam Prof. Dr. Mustafa TEMİZ'e teşekkürlerimi sunarım.

Tez çalışması sürecince fikirleri ile destek olan, yardımlarını esirgemeyen bölüm öğretim üyelerim ve çalışma arkadaşlarıma teşekkürü bir borç bilirim.

Özgür Önder KARAKILINÇ

ÖZET

Bu tez çalışmasında dikdörtgen kesitli simetrik yapıli yarıiletken kuantum çukurlu lazerde normalize yayılma sabiti hesaplanmıştır. Normalize yayılma sabiti, normalize frekansın $\pi/2$ 'den küçük olduğu temel mod aralığında Matlab'ta hazırlanan pratik bir yazılım ile Newton-Raphson methodu kullanılarak hesaplanmış ve değerler liste halinde ekte verilmiştir. Dikdörtgen kesitli simetrik yarı iletken düzlemsel çift farklı yapıli lazerlerin elektronik ve optik özellikleri, değerlik ve iletim bandındaki taşıyıcıların enerji özdeğerleri ile ifade edilen elektrik alanının bazı parametrelerine ve kullanılan malzeme özelliklerine göre incelenmiştir. Elementer modda kuantum çukurundaki elektron ve delikler gibi taşıyıcıların enerji özdeğerlerine bağlı olan bazı tasarım parametreleri hesaplanmış ve sonuçlar normalize yayılma sabiti ile ilişkili olarak sunulmuştur. Bu anlamda tasarım parametreleri açasından pratik bir örnek verilmiştir.

Anahtar kelimeler: Yarıiletken kuantum çukurlu lazer, normalize yayılma sabiti.

ABSTRACT

In this thesis, normalized propagation constant is calculated in rectangular and symmetrical semiconductor quantum well lasers. Normalized propagation constant in the range of the normalized frequency smaller than $\pi/2$ is calculated by using Newton-Raphson algorithm in Matlab. Results are attached to the appendix. Moreover, in this research, optical and electronics properties of rectangular and symmetrical planar double hetero structure semiconductor quantum well lasers are analyzed in terms of some parameters of electrical field which are defined with energy eigenvalue of the carriers in the valance and conducting band and material structures. At fundamental mode, some design parameters depending on the energy eigenvalue belong to electrons and holes in the quantum well are examined. The relationship between the results of the examination and the normalize propagation constant is presented in a practical design manner.

Key words: Semiconductor quantum well laser, normalized propagation constant.

İÇİNDEKİLER

	Sayfa
İçindekiler.....	VII
Şekiller Dizini.....	X
Çizelgeler Dizini.....	XII
Simgeler Dizini.....	XIII

Birinci Bölüm

GİRİŞ

1 GİRİŞ.....	1
1.1 Literatür Özeti	2
1.2 Çalışmanın Amacı	4

İkinci Bölüm

LAZER IŞIMA PRENSİBİ

2. LAZER IŞIMA PRENSİBİ	6
2.1 Lazerde Temel Işıma Prensibi.....	6
2.2 Yarıiletken Lazerlerde Işıma	9
2.2.1 Işık Yayan Diyot İle Yarıiletken Lazerin Farkı	10
2.3 Lazer Ortamında Rezonans Oluşumu.....	11
2.4 Kuantum Çukurlu Lazerlerde Işıma	13

Üçüncü Bölüm

KUANTUM ÇUKURUNDA ELEKTRİK ALAN İFADELERİ VE YAPISAL PARAMETRELER

3. KUANTUM ÇUKURUNDA ELEKTRİK ALAN İFADELERİ VE YAPISAL PARAMETRELER.....	18
3.1 Dikdörtgen Kuantum Çukurlu Yapı	18
3.2 Kuantum Çukurunda Elektrik Alan İfadesi Ve Çözümü.....	20
3.3 Yarıiletken Düzlemsel Çift Farklı Yapılı Lazerlerde Taşıyıcılara Ait Temel Modlar	27
3.4 Kuantum Çukurunun Yapısal Parametreleri	31
3.4.1 Yayılma Sabiti	31
3.4.2 Z, H Boyutsuz Parametreleri	32
3.4.3 Normalize Yayılma Sabiti	33
3.4.4 Enerji Özdeğerleri	35
3.5 ζ - η Düzleminde Enerji Özdeğerlerine Ait Eğrilerin Analizi Ve Parametrik Koordinatları.....	37
3.6 Bazı Normalize Frekanslarda Enerji Özdeğerleri.....	39

Dördüncü Bölüm

GÜÇ ORANLARI VE HAPSEDİCİLİK FAKTÖRÜ

4. GÜÇ ORANLARI VE HAPSEDİCİLİK FAKTÖRÜ	48
4.1 Yarıiletken Lazerde Dalga Kılavuzu Parametreleri	48
4.2 Yarıiletken Kuantum Çukurlu Lazerde Güç İfadeleri	54
4.3 Yarıiletken Kuantum Çukurlu Lazerde Güç Oranları	56
4.4 Hapsedicilik Faktörü	63
4.5 Sayısal Uygulama	66

Beşinci Bölüm**SONUÇ VE DEĞERLENDİRME**

5. SONUÇ VE DEĞERLENDİRME	71
Kaynaklar	73
Ekler	79
Özgeçmiş	93

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 2.1: İki seviyeli lazer sistemi.....	7
Şekil 2.2: Üç seviyeli lazer sistemi.....	8
Şekil 2.3: Yarıiletken eklem	9
Şekil 2.4: Lazer akım yoğunluğuna bağlı ışınım	10
Şekil 2.5: Yarıiletken lazer eklem kesiti.....	10
Şekil 2.6: Fabry-Perot rezonatör yapısı	12
Şekil 2.7: Lazer rezonans boşluğunda dalga hareketi.....	13
Şekil 2.8: Denge durumunda n-p-P GaAs/AlGaAs farklı yapıli eklemde enerji bant yapısı.....	13
Şekil 2.9: Farklı yapıli yarıiletken lazer çeşitleri.....	14
Şekil 2.10: Dikdörtgen kuantum çukurlu lazerin temel bölgeleri ve bu bölgelere ait enerji bant yapısı.....	15
Şekil 2.11: Kuantum çukur yapısı	16
Şekil 3.1: Asimetrik yarıiletken düzlemsel çift farklı yapıli lazerler ve elektronik enerji-bant yapısı.....	18
(a) Aktif bölge ve gömlekler bölgeleri	18
(b) Enerji-bant diyagramı	18
Şekil 3.2: AlGaAs /GaAs/AlGaAs Dikdörtgen kuantum çukurlu lazerde ayrik enerji seviyeleri	20
Şekil 3.3: En düşük alan modlarının değişimleri	
(a) Çift modlu elektrik alanı $E_{yII}^c(x)^{(1)}$	29
(b) Tek modlu elektrik alanı $E_{yII}^t(x)^{(2)}$	29
Şekil 3.4: $0 < V < 12$ için simetrik yarıiletken düzlemsel çift farklı yapıli lazerlerde TE_m modunun $\alpha - V$ eğrileri	38

Şekil 3.5: $V < \pi/2$ için simetrik yarıiletken düzlemsel çift farklı yapıli lazerlerde tek modlu alanın $\alpha - V$ eğrileri	39
Şekil 3.6: Asimetrik yarıiletken düzlemsel çift farklı yapıli lazerlerde $0 < V < \pi/2$ için TE_m 'ye ait $\alpha - V$ eğrileri	39
Şekil 3.7: $\zeta - \eta$ normalize koordinat sisteminde normalize ζ ekseninde 0 ve $\pi/2$ arasında bir taşıyıcıya ait çift modlu elektrik alanı $\cos \zeta$ 'nin gerçek ve tam olarak bulunmuş enerji özdeğer noktaları	
(a) Çift modlu elektrik alanı $\cos \zeta$ 'ya ait $V=1$ için $(\zeta_o)_1=0.739085133215161$, $(\eta_o)_1=0.673612029183215$	40
(b) $V=2$ için $(\zeta_o)_2=1.02986652932226$, $(\eta_o)_2=1.71446053666503$	41
(c) Tek modlu elektrik alanı $\sin \zeta$ 'ya ait $V=2$ için $(\zeta_o)_2=1.89549426703398$, $(\eta_o)_2=0.638045048285238$	41
Şekil 4.1: Yarıiletken lazer enine kesiti	48
Şekil 4.2: Yarıiletken lazerde güç akışı	54
Şekil 4.3 Çift modlu alanlara ait R güç oranının NYS'ne göre değişimi	62
Şekil 4.4: Çift modlu alanlara ait K güç oranının NYS'ne göre değişimi.....	62
Şekil 4.5: Çift modlu alanlara ait Γ hapsedicilik faktörünün NYS'ne göre değişimi.....	66

ÇİZELGELER DİZİNİ

Çizelge 2.1: Yarıiletken lazer çeşitlerinin uygulama alanları.....	17
Çizelge 3.1: Frekansın bazı değerlerine karşılık belirli bir dalgaboyu ve kırılma indisi farkında, aktif bölge ve gömlek bölgelerinin kırılma indisi değerleri.....	
(a) $V=0.7001$, $\alpha= 0.3040490227$, $\zeta=0.5840491579$, $\eta=0.3860396236$ ve $\lambda= 0.9\mu\text{m}$ için,.....	45
(b) $V=0.1001$, $\alpha= 0.0098888165$, $\zeta=0.0996038678$, $\eta=0.0099538694$ ve $\lambda= 0.9\mu\text{m}$ için,.....	45
(c) $V=1,4001$, $\alpha=0.5997291654$, $\zeta= 0.8858007200$, $\eta=1.0842679993$ ve $\lambda= 0.9\mu\text{m}$ için,.....	46
(d) $V=0,7001$, $\alpha= 0.3040490227$, $\zeta=0.5840491579$, $\eta=0.3860396236$ ve $\lambda= 1,55\mu\text{m}$ için,.....	46
(e) $V=0,1001$, $\alpha= 0.0098888165$, $\zeta=0.0996038678$, $\eta=0.0099538694$ ve $\lambda= 1,55\mu\text{m}$ için,.....	47
(f) $V=1,4001$, $\alpha=0.5997291654$, $\zeta= 0.8858007200$, $\eta=1.0842679993$ ve $\lambda= 1,55\mu\text{m}$ için,.....	47
Çizelge 4.1: Yarıiletken lazerde verilen dalgaboyu, kırılma indisleri ve aktif bölge boyutlarında tasarım parametreleri ve değerleri.....	69

SİMGELER DİZİNİ

m_0	Bir elektronun kütlesi (9.02×10^{-31} kg.)
a	Aktif bölge genişliği (Angström, 10^{-10} m)
K	Kelvin
c	Işık hızı (3×10^8 m/sn)
λ	Dalga boyu (m)
Δ	Normalize kırılma indisi farkı (birimsiz)
α	Normalize yayılma sabiti (birimsiz)
ζ	Enerji özdeğerlerinin normalize koordinat sistemi parametresi (birimsiz)
η	Enerji özdeğerlerinin normalize koordinat sistemi parametresi (birimsiz)
ν	Frekans (Hz)
h	Planck sabiti (joule-sn)
β	Faz sabiti (m^{-1})
k_0	Dalga numarası (m^{-1})
α_I	Yayılma sabiti (m^{-1})
α_{II}	Yayılma sabiti (m^{-1})
α_{III}	Yayılma sabiti (m^{-1})
n_I	Gömlek bölgesi kırılma indisi
n_{III}	Gömlek bölgesi kırılma indisi
n_{II}	Aktif bölge kırılma indisi
A_{21}	Einstein katsayısı
B_{12}	Einstein katsayısı
B_{21}	Einstein katsayısı
ϵ_0	Boşluğun dielektrik sabiti (6.682×10^{-12} F/m)
μ_0	Boşluğun manyetik geçirgenliği ($4\pi \times 10^{-7}$ H/m)
V_0	Hapsedicilik potansiyeli
V	Normalize frekans (birimsiz)

- Γ Çift modlu alanlar için hapsedicilik faktörü
- Λ Tek modlu alanlar için hapsedicilik faktörü
- Z Karakteristik empedans (Ω)

BİRİNCİ BÖLÜM

GİRİŞ

1. GİRİŞ

Yarıiletken lazerler fiber optik haberleşme sistemleri, medikal sistemler, kompakt disk (yoğun disk) oynatıcılar, tarayıcılar gibi günlük hayatımızda kullandığımız bir çok uygulamada ve modern haberleşme sistemlerinde ışık kaynağı olarak kullanılır ve bu uygulamaların temel elemanlarıdır. Opto-elektronikğin büyümesi ve gelişmesiyle yarıiletken lazerlerde uygun malzeme kullanımı önem kazanmıştır. Günümüzde birçok yarıiletken lazer, nano-ölçeğinde kuantum çukuru içerir. Yarıiletken kuantum çukurları, geleneksel yarıiletken lazerler ve çoklu kuantum çukurlu lazerlere dayanan yarıiletken cihazların temel elemanı olarak kullanılır (Temiz ve Karakılınç, 2003a). Ayrıca, kuantum iletken ve kuantum noktalı lazerlerin yapılarına da geçiş teşkil ederler (Harrison, 1998). Bu sebepten, çoğu modern optik cihazların anlaşılması, bu temel elemanın parametrelerinin anlaşılmasına bağlıdır.

Kuantum çukurlu lazerler geometrik kristal yapısından dolayı lazer ışığı üretir. Bu yüzden geleneksel yapıların en önemlilerinden olan malzeme gurubu galyum-arsenik (GaAs) ve alüminyum-galyum arsenik ($Al_xGa_{1-x}As$) yarıiletkenleri olarak bilinirler. Buradaki x indisi, GaAs malzemesi içine katılan alüminyum (Al) malzemesinin yüzdesini gösterir. Yarıiletken malzeme içine katılan Al, bu malzemelerin iletkenliğini ve enerji-bant yapısını etkin bir şekilde değiştirir. Al, içine katıldığı malzemenin enerji-bant aralığını büyütmede ve kırılma indisini küçültmektedir. Al malzemesinin yarıiletkenlere bahsettiği bu özellik, ileri teknolojik malzeme üretiminde vazgeçilmez bir özellik olarak ortadadır (Temiz ve diğ., 2005). Son yıllarda teknolojideki gelişmelerle birlikte bilim adamları, kristal yapısını dikkatli bir şekilde değiştirerek daha iyi kuantum çukurlu yapılar elde etmekte ve optik iletim hatlarına en uygun olacak şekilde ışımaya dalga boyunu ayarlayabilmektedirler (Jeng-Ya Yeh ve diğ., 2004, Yi-An

Chang ve diğ., 2004, C. H. Gao ve diğ, 2004). Bu nedenle yarıiletken malzemelerin ve bu malzemelerden elde edilen yapıların özelliklerinin daha iyi anlaşılması ve kullanımı önem kazanmıştır.

1.1 Literatür Özeti

Uyarılmış ışık emisyonu anlamına gelen lazer (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation) yirminci yüzyılın en önemli buluşlarından biridir. Keşfedildiği 1960'lı yıllardan beri lazerler, haberleşmeden, tıp elektroniğine, askeri uygulamalardan günlük hayatta kullandığımız birçok cihaza kadar geniş bir alanda kullanılmaktadır.

Atom ve moleküllerdeki enerji seviyeleri arasındaki elektron geçişlerinden ışınım olacağı fikri ilk olarak Albert Einstein tarafından öne sürülmüştü. Bilim adamları yıllarca sadece kendiliğinden emisyon ile ışık yayımının olacağını düşündüler. Fakat, İkinci Dünya Savaşı'ndan sonra uyarılmış emisyon üzerinde de durulmaya başlandı.

İlk olarak Charles H. Townes, ışınımın uyarılmış salınımıyla mikrodalga kuvvetlendirilmesi anlamına gelen MASER (Microwave Amplification by the Stimulated Emission of Radiation) adını verdiği aygıtın kavramını 1951 yılında Columbia Üniversitesi'nde duyurdu.

Lazerin ana fikirleri 1957 yılında atıldı. Townes ve Arthur Schawlow (1958) uyarılmış emisyonun şartlarını anlatan makale yayınladılar. Aynı zamanda Gordon Gould isimli bir öğrenci de benzer fikirleri yazılarında belirtmişti.

1960 yılında Theodore Maiman (1960) ilk sentetik Ruby lazerini yaptı. 1964 yılında Townes ile Rus bilim adamları Nikolai Bosov ve Aleksander Prokhorov lazer alanında yaptıkları çalışmalarla Nobel ödülü kazandılar.

Yarıiletken fiziğinin ilk yılları olan 1950'li yıllarda yarıiletkenlerden uyarılmış emisyon ile ışığın kuvvetlendirileceği fikri oluşmasına rağmen resmi olarak

gerçekleştirme yapılamamıştı. Yarıiletkenlerden uyarılmış foton yayılımı ilk defa Bosov ve arkadaşları tarafından (1961) yılında meydana getirildi. Kısa bir süre sonra düşük sıcaklıklarda darbeli olarak çalışan lazerler A.B.D.'nde farklı gruplar tarafından gerçekleştirildi. Farklı yapılı (Heteroyapılı) lazer fikrinin 1963 yılında önerilmesi ve birkaç yıl içerisinde farklı yapıların kullanılmasıyla birlikte oda sıcaklığında sürekli çalışan lazerlerin yapımı mümkün olmuştur. Moleküler Işın Epitaksi (MBE), Sıvı Faz Epitaksi (LPE) ve Metal-Organik Kimyasal Buhar Depolama (MOCVD) gibi moleküler büyüme tekniklerinin gelişmesiyle daha verimli, oldukça ince tabakalı yarıiletken bileşimler yapmak mümkün olmuştur (Eli Kapon, 1998). Yarıiletken lazerler düşük eşik akımına sahip olmaları, yüksek hızlı modülasyona elverişli olmaları, yüksek çıkış güçlü olmaları, düşük güç tüketimine ve düşük maliyete sahip olmaları gibi avantajları nedeniyle birçok uygulamada Gaz ve Katı Hal lazerlerin yerini almıştır (Adams ve Suematsu, 1994).

Kuantum çukurlu lazerler geleneksel farklı yapılı lazerlerden geliştirilmiştir ve klasik farklı yapılı lazerlere göre daha iyi hapsedicilik özelliklerine sahiptir. Kuantum Çukurlu lazerlerin avantajları, diğer yarıiletken lazerlere göre düşük eşik akım yoğunluğuna sahip olması, sıcaklığa bağlı olarak eşik akımının değişiminin az olması, ışınım dalga boyunun ayarlanabilme aralığının geniş olması ve dinamik karakteristiklerinin daha iyi olması şeklinde sıralanabilir (Bozkurt, 1994).

J.P. van der Ziel ve diğ. (1975) yılında 15 K'de optik olarak pompalanan AlGaAs/GaAs kuantum çukurlu lazerin çalışmasını gerçekleştirdiler.

Dupuis ve diğ (1978), Kazarinov ve Tsarenkov (1979) tarafından 1976 yılında MOCVD tekniği kullanılarak oda sıcaklığında çalışan kuantum çukurlu lazer elde edilmiştir. Elde edilen bu lazer 3 kA/cm^2 eşik akım yoğunluğuna ve 200Å dalga boyuna sahipti. Daha iyi özelliklere sahip tekli kuantum çukurlu lazer, LPE tekniği kullanılarak 1977 yılında yapıldı (Rezek ve diğ., 1977).

MBE'nin gelişmesine bağlı olarak 1981 yılında Tsang (1982) MBE tekniği kullanarak 800 A/cm^2 eşik akım yoğunluğunda çoklu tabakalı GaAs/Al_xGa_{1-x}As lazerini

yapmıştır. 1982 yılında yaptıkları bir çalışmada da 160 A/cm^2 akım yoğunluğu elde etmiştir (Tsang, 1982).

İlk yapılan çalışmalarda yüksek değerlerde olan akım yoğunluğu, araştırmalar yapıldıkça küçülmüş 6 A/cm^2 eşik akım yoğunluğu ve 100 mA 'den küçük eşik akımına ulaşılmıştır (Sandra R. ve diğ., 2001, Fischer M. ve diğ., 2003). Akım yoğunluğunun küçülmesi ile ısınma ve buna bağlı olan kayıp azalmış, dolayısıyla verimin artması sağlanmıştır (Temiz, 2002a). Lazer üzerine yapılan araştırmalara bakıldığında yapılan yayınlar ve alınan patentler içerisinde yarıiletken lazerlerin oranının yüksek olduğu görülmektedir. Yarıiletken lazerler içerisinde de kuantum çukurlu lazerler önemli yer teşkil etmektedir (Golnabi ve Mahdieh, 2005). Günümüzde birçok ticari uygulamada yarıiletken lazer kullanan aygıtlar yerleşmiş olmasına rağmen, hala yeni uygulamalara uyum sağlayacak daha iyi karakteristiklerde çok çeşitli yarıiletken yapıları araştırma-geliştirme çalışmaları yapılmasına ve modülasyon hızı, optik çıkış gücü, lazer güvenilirliği gibi lazer karakteristiklerinin literatürde incelenmesine devam edilmektedir (Eli Kapon, 1998).

1.2 Çalışmanın Amacı

Bu çalışmada, dikdörtgen kesitli simetrik yarıiletken düzlemsel çift farklı yapılı lazerlerin elektronik ve optik özellikleri, değerlik ve iletim bandındaki taşıyıcıların enerji özdeğerleri ile ifade edilen elektrik alanının bazı parametrelerine ve kullanılan malzeme özelliklerine göre incelenmiştir. Temel modda kuantum çukurundaki elektron ve delikler gibi taşıyıcıların enerji özdeğerlerine bağlı olan bazı tasarım parametreleri hesaplanmıştır.

Önemli bir parametre olan normalize yayılma sabiti (NYS) α , yarı iletken düzlemsel çift farklı yapılı lazerler için kullanılan malzemenin bir çok yapısal özelliklerini içerir. Ayrıca, NYS α , aktif bölgedeki taşıyıcıların bağlı ve/veya temel enerji seviyelerinin doğrudan bir fonksiyonudur. Bu sabit daima pozitifdir ve 0 ile 1 arasındadır. Temel tasarım parametreleri açısından NYS α , normalize frekans (NF) V , simetrik yarıiletken

düzlemsel çift farklı yapılı lazerlerin aktif bölgesindeki yüklü taşıyıcıların enerji özdeğerlerinin normalize koordinat parametreleri olan ζ ve η en düşük modlu çift ve tek optik elektrik alanları ile belirlenmiş ve bunların arasındaki ilişkiler temel tasarım düşüncesi açısından sunulmuştur.

Bu çalışma çerçevesinde birinci bölümde literatür özeti verilir, çalışmanın amacı belirtildikten sonra, ikinci bölümde lazerlerde temel ışınma prensibi ele alınmış ve yarıiletken lazerlerin özelliklerinden bahsedilmiştir.

Üçüncü bölümde kuantum çukurunun özellikleri verilir, dikdörtgen kesitli kuantum çukurlu lazer için alan denklemlerinin çözümü gösterilmiştir. Alan ifadelerine bağlı olarak boyutsuz koordinat parametreleri, normalize frekans, normalize yayılma sabiti ve bunlar arasındaki ilişkiler ele alınıp, bilgisayar yazılımı yardımıyla NPS ve diğer temel tasarım parametreleri hesaplanmıştır. Çift modlu alanlar için normalize frekansın 0 ile 1.5 aralığındaki değişim değerlerine karşı düşen temel tasarım parametrelerinin olması gereken değerler belirlenmiş ve tablo olarak verilmiştir.

Dördüncü bölümde ise literatürde incelenen elektromagnetik dalga dağılım denklemleri, faz ve grup hızları, elektromagnetik alan empedans ifadeleri, aktif bölge ve gömlek bölgelerine ait güç ifadeleri ve hapsedilme faktörü ile ilgili çalışmalardan faydalanılarak (Li W.L.ve diğ., 1997, J. Hader ve diğ., 2002, S. Tomi ve diğ., 2002, Temiz, 2003b, Temiz, 2002b) NYS, normalize frekans, kırılma indisleri ve normalize koordinat parametreleri cinsinden örnekler verilmiştir. Beşinci bölüm olan son bölümde de sayısal sonuçlar değerlendirilip, NYS'nin önemi vurgulanmıştır.

İKİNCİ BÖLÜM

LAZER IŞIMA PRENSİBİ

2. LAZER IŞIMA PRENSİBİ

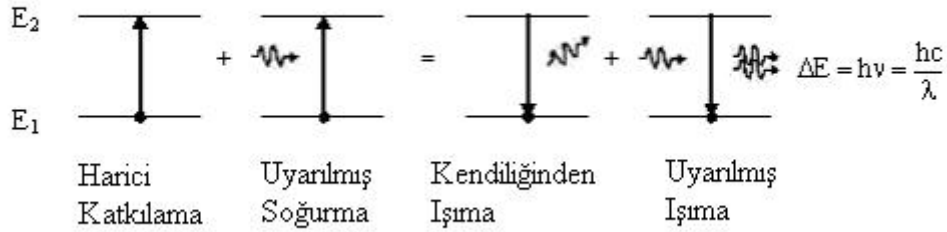
2.1 Lazerde Temel Işıma Prensibi

Her elementin atomik yapısında yalnız o elemente özgü olan elektron enerji seviyeleri vardır; yani o elementteki atomların elektronları, kararlı yörüngeleri olan belli enerji düzeylerinde bulunurlar. Oda sıcaklığında moleküllerdeki enerji seviyelerinde alt enerji seviyesinde, üst enerji seviyesine göre daha çok elektron bulunur ve denge durumu söz konusudur. Yörüngelerinde kararlı olarak bulunan elektronların, dışarıdan gelen bir enerji ile uyarılıp bir üst yörüngeye çıkarak tekrar eski kararlı konumuna dönmesi sırasında aldığı enerjiyi foton şeklinde dışarıya salma işlemi lazerin ana prensiplerinden bir tanesini oluşturmaktadır.

Lazer sisteminde enerji seviyeleri arasında elektron geçişi temel olarak dört şekilde olur. Basit olarak Şekil 2.1'deki gibi iki seviyeli bir sistem ele alırsak, oda sıcaklığında atomlar alt enerji seviyesinde olma eğilimindedirler. Harici olarak sisteme elektron enjeksiyonu yapılarak üst enerji seviyelerine geçiş sağlanabileceği gibi, üst ve alt seviyeler arasındaki enerji farkına bağlı olan $\nu_{21}=(E_2-E_1)/h$ denkleminde ilişkili olarak atomlar foton soğurup üst seviyeye geçebilirler. Bu tür geçişe uyarılmış soğurma denir.

Bu geçişten nano mertebesinde olan bir süre sonra uyarılmış durumdaki atom eski alt seviyesine geri döner. Bu sırada $h\nu_{21}=E_2-E_1$ enerjisinde foton yayar. Bu tür üst seviyeden alt seviyeye geçiş kendiliğinden olabileceği gibi (kendiliğinden ışımaya) dışarıdan foton uyarımıyla uyarılmış şekilde de (uyarılmış ışımaya) olur. Bir atomun uyarılmış durumda bulunduğu kısa zaman aralığında üzerine belli bir dalga boyunda foton düşürülürse, atom aynı fazda foton yayar. Bu işlem peş-peşe tekrarlanırsa,

tamamen aynı evrede bir ışın demeti elde edilir. Uyarılmış ışımada üretilen ışık gelen uyarıcı ışık ile aynı frekansta, fazda, polarizasyonda ve yöndedir.



Şekil 2.1: İki seviyeli lazer sistemi (Chang, 1999)

Bu geçişler arasında bir denge durumu mevcuttur ve Einstein tarafından geçiş denklemleri aşağıdaki şekilde ifade edilmiştir (Verdeyen J.T., 1989).

Kendiliğinden Işıma Katsayısı (A_{21}):

$$\left. \frac{dN_2}{dt} \right|_{\text{kendiliğinden ışımada}} = -A_{21}N_2 \quad (2.1)$$

Soğurma Katsayısı (B_{12}):

$$\left. \frac{dN_2}{dt} \right|_{\text{soğurma}} = B_{12}N_1\rho(\nu) = -\left. \frac{dN_1}{dt} \right|_{\text{soğurma}} \quad (2.2)$$

Uyarılmış Işıma Katsayısı (B_{21}):

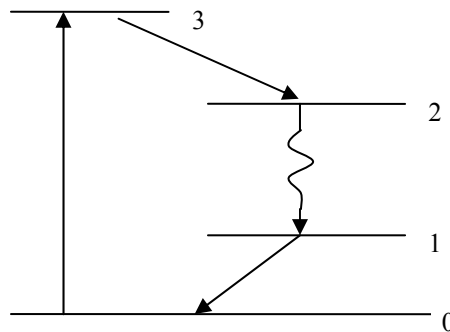
$$\left. \frac{dN_2}{dt} \right|_{\text{zorlanmış ışımada}} = B_{21}N_2\rho(\nu) = -\left. \frac{dN_1}{dt} \right|_{\text{zorlanmış ışımada}} \quad (2.3)$$

Burada N_2 , N_1 enerji seviyelerindeki taşıyıcı konsantrasyonu (birim hacimde bulunan taşıyıcı sayısı), $\rho(\nu)$ ışımaya yoğunluğu, A_{21} , B_{12} ve B_{21} Einstein katsayılarıdır. Termodinamik denge durumunda kendiliğinden emisyon ve soğurma birbirine eşittir .

Oda sıcaklığında taşıyıcılar en düşük enerji seviyesindedir. Lazerin çalışması için enerji seviyesi düşen atomlardan daha fazla sayıdaki atomların uyarılarak enerji seviyelerine yükseltilmesi gerekir. Yani üst enerji seviyesinde alt enerji seviyesinden daha çok elektron olması gerekmektedir. Bu durum ise normal olarak atomların enerji seviyesi dağılımının tersidir. Bu sebepten lazerin çalışması için gerekli durum tersine çevrilmiş dağılım olarak adlandırılır.

Lazerde taşıyıcı konsantrasyonu ters çevrimini sağlamak için, ortam dışarıdan optik olarak, elektriksel olarak veya daha başka yollarla uyarılır. Optik uyarım yüksek frekanslı yoğun ışınlar ile yapılabilir. Yarıiletkenli lazerlerde uyarım elektrik akımı yardımıyla gerçekleştirilir ve işlem elektriksel uyarım olarak isimlendirilir. Gaz lazerlerinde ise uyarım işlemi elektron-atom veya atom-atom çarpıştırılmasıyla ortaya çıkarılır ve çarpışma uyarımı olarak bilinir. Kimyasal uyarım işleminde ise kimyasal lazerlerde kimyasal reaksiyonlarla atom ve moleküller uyarılır. Uyarılmış seviyede üst seviyeye geçen atomlar orada çok kısa süre kalırlar ve enerji yayarak alt seviyeye inerler. Taşıyıcı konsantrasyonu terslenmesi için daha uzun ömürlü enerji seviyelerinin olması istenir.

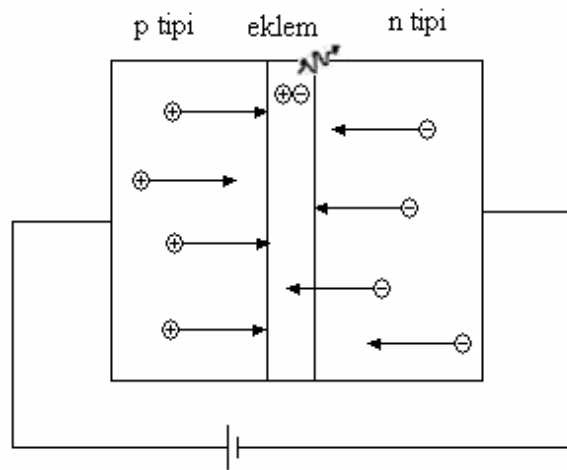
Taşıyıcı konsantrasyonu terslenmesini iki seviyeli sistemde yapmak mümkün değildir. Genelde lazer sistemleri Şekil 2.2'deki gibi üç ya da dört seviyelidir. Bu şekilde atom kat kat enerji seviyelerine çıkarılırsa bu seviyelerden düşerken de katlar halinde foton üretir.



Şekil 2.2: Üç seviyeli lazer sistemi

2.2 Yarıiletken Lazerlerde Işıma

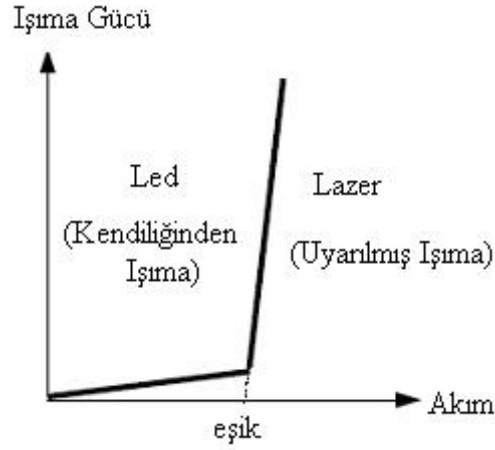
Yarıiletken lazerler küçük boyutları, düşük güç tüketimleri ve düşük maliyetleri nedeniyle birçok uygulamada tercih edilirler. Klasik lazerlerden farklı olarak yarıiletken lazerlerde ışınım olayı elektron ve delik taşıyıcılarının birleşiminden ortaya çıkmaktadır (Suematsu ve Adams, 1994). Yarıiletkendeki enerji seviyeleri bant şeklindedir ve elektronlar iletim bandında, delikler ise değerlik bandında yer alırlar. İlk lazerler Şekil 2.3'deki pn eklemi şeklindeki bir yapıda herhangi bir kutuplamanın olmadığı denge durumunda difüzyon bölgesinde azınlık taşıyıcıları olan elektronlar ile çoğunluk taşıyıcıları olan delikler birleşirler ve yerlerine yeni elektron delik çiftlerinin oluşmasına yola açarlar. Bu durumda net yük akışı sıfırdır. Pn jonksiyonuna p bölgesine pozitif yönde gerilim uygulandığında p ve n bölgesindeki taşıyıcılar karşı bölgeye geçmeye zorlanır. Bu geçiş sırasında elektron ve delikler birleşerek eklemdaki enerji bant aralığına bağlı olarak enerji yayarlar. Silisyum gibi bazı yarıiletkenlerde bu enerji ısı şeklindedir. GaAs gibi yarıiletkenlerde ise ışık şeklinde yayılım mevcuttur ve yarıiletken lazerlerin temelini oluşturur. Si gibi doğrudan olmayan band geçiş aralığına sahip olan yarıiletkenler genellikle optik dedektörlerde ve bazı düşük modülasyon hızlarında ışık yayan diyot olarak, AlGaAs/GaAs gibi doğrudan band geçiş aralığına sahip yarıiletken grupları ise optik ışık kaynağı olarak kullanılırlar.



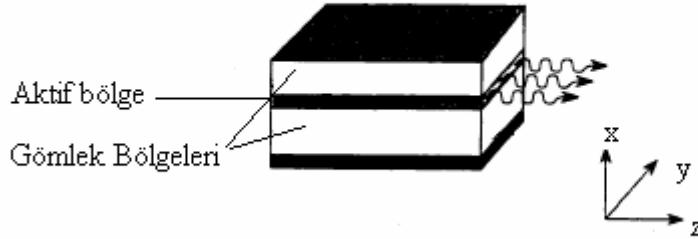
Şekil 2.3: Yarıiletken eklem

2.2.1 Işık Yayan Diyot ile Yarıiletken Lazerin Farkı

Işık yayan diyod'daki (LED, Light Emission Diode) ile lazer arasındaki temel fark ışınım şeklidir. LED'teki ışınım kendiliğinden ışınımıdır. Lazerin özelliği, uyarılmış ışınım olmasıdır.



Şekil 2.4: Lazer akım yoğunluğuna bağlı ışınım (Serpengüzel ve Sağol,1999)



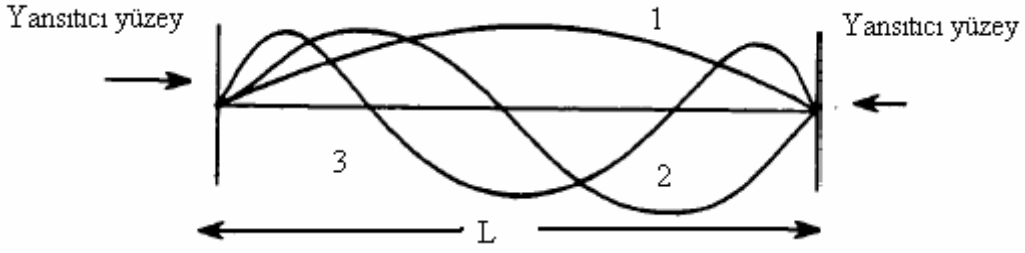
Şekil 2.5: Yarıiletken lazer eklem kesiti (Chang,1999)

Eğer akım yoğunluğu Şekil 2.4'de gösterildiği gibi eşik seviyesini geçerse uyarılmış ışınım meydana gelir. Düşük akım seviyelerinde yarıiletken lazer LED gibi davranır. Yarıiletken lazerde ışınım Şekil 2.5'deki eklem kesitinden gösterildiği üzere aktif bölge olarak adlandırılan optik dalga kılavuzu özelliği gösteren ortamda olur. Lazer ortamında kuvvetlenme nedeniyle oluşan güç kazancının ortamdaki toplam kayıptan büyük olması gerekmektedir. Lazer ortamında salınımın (osilasyonun) olması için bir geri besleme

mekanizmasının olması gerekmektedir. Bu geri besleme ise lazer ortamının her iki uç kısmı ayna ile kaplanarak Fabry-Perot rezonatör boşluğu oluşturularak gerçekleştirilir. LED’de Fabry-Perot yapı kullanılmadığından sadece kendiliğinden ışıma gözlenir. Yarıiletken lazerin önemli özelliğinden biri ışıma olayının ekleme paralel olmasıdır. LED’de ışıma herhangi bir doğrultuda olabilir. Lazer ışık demeti uyumlu olup spektral eni dardır ve odaklanması mükemmeldir. LED’den yayılan ışık demeti ise uyumlu olmayıp spektral eni geniştir ve odaklanması zordur. Lazer ışınları tek frekanslı olduğu için monokromatik özellik taşır ve kayıpları azdır. Aynı fazda yapılan ışık dalgaları olduğu için şiddeti büyük olur. Dalga boyunun küçük olması dağılmayı büyük ölçüde azaltır ve kolaylıkla yön verilebilir. Lazer ışını dağılmaz olduğundan kısa darbeler halinde yayınlanabilmesi mümkündür. Frekans dağılım aralığı, frekansının bir milyonda biri civarındadır. Bu sebepten istenilen frekansta çok sayıda dalgalar lazer dalgası üzerine bindirilmek suretiyle haberleşmede iyi bir sinyal kaynağı olarak kullanılır.

2.3 Lazer Ortamında Rezonans Oluşumu

Lazerin etkili çalışmasında taşıyıcı konsantrasyonu ters çevrimi tek başına etkili değildir. Taşıyıcı konsantrasyonu terslenmesini gerçeklenmesi ve lazer ışık demetinin daha verimli olması için rezonatör (çınlaç) boşluğu kullanılır. Basit olarak rezonatör boşluğu Şekil 2.6’daki gibi lazer ortamının her iki uç yüzeyi yansıtıcı aynalarla kaplanarak yapılabilir. C. Fabry ve A. Perot adlı bilim adamları bu yapıyı 1899 yılında keşfetmişlerdir. Işın demeti Şekil 2.7’de gösterildiği gibi aynalar arasında defalarca gidip gelirken kuvvetlenir. Bu işlem iki paralel ayna arasında aynı fazda olan fotonların toplanması şeklinde devam eder. Optik osilatör olarak da isimlendirilebilecek bu ortamda güç kazancı yansıma, kırılma ve diğer kayıpları karşılayacak durumda olmalıdır. Lazer salınımı başladığında rezonatör boşluğu öyle ayarlanmalıdır ki aynalardan iki yansımadan sonra aynalar arasında dalganın kopyası oluşsun ve birbiri üzerine binerek kuvvetlensin. İki ayna arasındaki mesafe dalga boyunun tam katları ise ışık fotonları rezonansa girerler. Lazer ortamıyla beraber optik osilatör oluşturulmuş olur. Yansıtıcılardan biri belli bir ölçüde saydam yapılarak rezonans frekansına ulaşan ışının lazer ışını olarak ortamından dışarı çıkmasını sağlar.



Şekil 2.6.:Fabry-Perot rezonatör yapısı

Salınımın olması için boşluk uzunluğu duran dalgalar aynalar arasına tam uyacak şekilde seçilmelidir. Yani boyuna mod için

$$L = \lambda/2 \quad (2.4)$$

seçilmelidir.

Burada m mod sayısını göstermek üzere, m modlu durum için boşluğun uzunluğu

$$L = m \lambda_m/2 \quad (2.5)$$

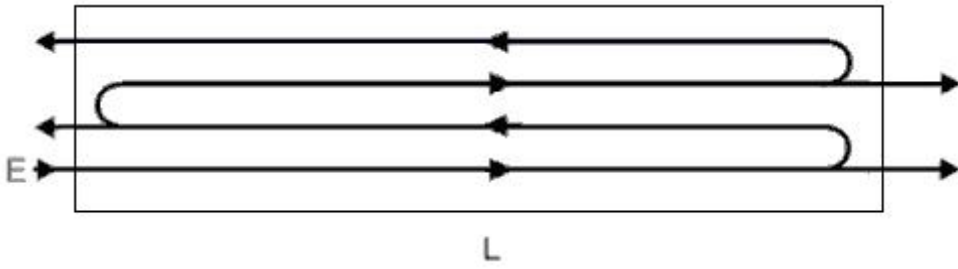
olur. $v = c/n\lambda$ şeklinde olduğundan yukarıdaki denklemde yerine koyarsak rezonans frekansı

$$v_m = mc/2Ln \quad (2.6)$$

şeklinde yazılabilir. Örneğin, $200\mu\text{m}$. boşluk uzunluğuna ve 3,6 kırılma indisine sahip GaAs için $0,85\mu\text{m}$. dalgaboyunda 1694 adet rezonans modu oluşur. Oluşan m adet farklı modlarının rezonans frekansları arasındaki mesafe ise

$$\Delta v = v_{i+1} - v_i = c/2Ln \quad (2.7)$$

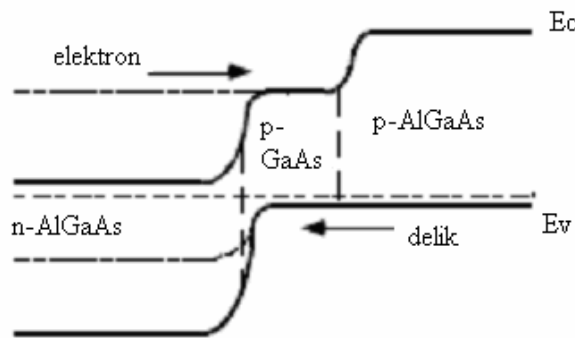
şeklinde olur.



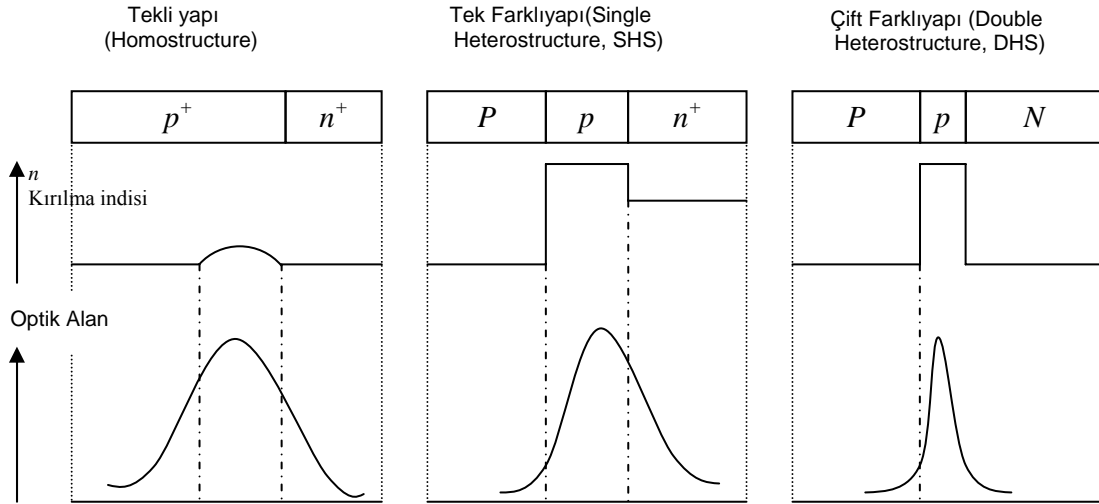
Şekil 2.7: Lazer rezonans boşluğunda dalga hareketi

2.4 Kuantum Çukurlu Lazerlerde Işıma

Bilim adamlarının oda sıcaklığında devamlı çalışan, daha verimli, eşik akımı daha düşük lazerler yapmak girişimi yeni yapıların geliştirilmesine yol açmıştır. Tek bir yarıiletken bileşim grubundan farklı olarak daha iyi özellikler sergilemesi açısından farklı yapıları bileşimler kullanılırlar. Bunlardan temel olarak en basiti çift farklı yapıdır. Temel olarak çift farklı yapı Şekil 2.8’de gösterildiği gibi farklı enerji bant aralığına sahip yarıiletken bileşimlerden oluşmaktadır. Kullanılan bu yapıda elektriksel ve optik hapsedicilik daha yüksek, eşik akımı daha düşüktür. Şekil 2.9’da da farklı yapıları yarıiletken lazer çeşitleri görülmektedir.



Şekil 2.8: Denge durumunda n-p-P GaAs/AlGaAs farklı yapıları eklemede enerji bant yapısı (Hepburn, 2001)

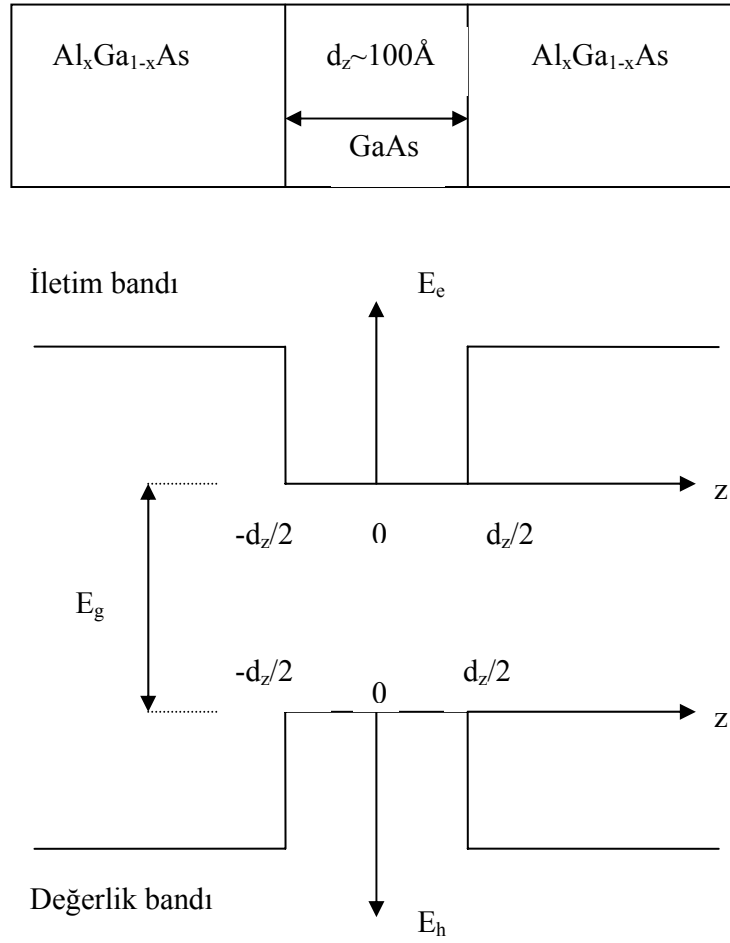


Şekil 2.9: Farklı yapıları yarıiletken lazer çeşitleri

Yarıiletken lazerler artarak kuantum etkilerini kullanmaktadırlar. Kuantum çukurlu lazerlerin temel prensiplerini anlamak için basit kuantum çukuru problemini ele almak gerekir. Kuantum çukurlu lazerlerin çalışma prensibi, kuantum çukurunda taşıyıcıların hapsedilmesine dayanır.

Şekil 2.10'da görüldüğü gibi, iki farklı yarıiletken birleşiminden oluşan tekli kuantum çukuru yapısı, en çok kullanılan malzeme gurubu olarak düşük bant aralıklı (yüksek kırılma indisli) GaAs'dan oluşan aktif bölge ile bu bölgeyi saran daha yüksek enerji bant aralıklı (düşük kırılma indisli) $Al_xGa_{1-x}As$ 'dan oluşan gömlek bölgelerinden meydana gelir. Buradaki x bileşime katılan alüminyumun (Al) yüzdesidir.

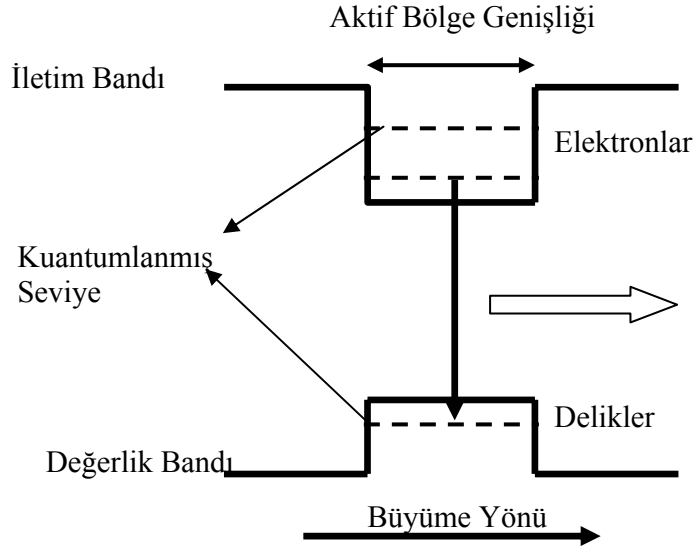
Yarıiletken içine yabancı malzeme katkısıyla meydana getirilen bu yapı düzeninde, elektron ve deliklerin meydana getirdiği yük taşıyıcıları ile optik alan tarafından temsil edilen fotonlar aktif bölge içinde hapsedilir ve aynı bölge içinde taşıyıcılarla fotonlar etkileşirler. Elektron ve delik birleşmesinden oluşan ışık, aktif bölgenin kırılma indisinin büyük olmasından dolayı dielektrik dalga kılavuzu gibi davranan bu bölgede hapis olur ve kılavuzlanır. Aktif bölge genel anlamda yük taşıyıcıları için çok iyi bir dielektrik dalga kılavuzu özelliği taşır.



Şekil 2.10: Dikdörtgen kuantum çukurlu lazerin temel bölgeleri ve bu bölgelere ait enerji bant yapısı (Kapon, 1998)

Aktif bölgenin genişliği Broglie dalga uzunluğu ile karşılaştırılabilecek kadar küçük ise kuantum etkisi meydana gelir. Yani aktif bölge genişliği 100 \AA civarına düştüğünde artık bu yapı optik alanı daha fazla hapsedemez. Aktif bölge genişliği malzemenin karakteristik dalgaboyu ile karşılaştırılabilecek seviyede olduğu bu yapıda elektron ve delikleri kuantum boyutlarındaki aktif bölgede daha iyi hapsetmek (tuzaklamak) mümkün olmuştur. Ayrıca enerji seviyeleri de Şekil 2.11'de gösterildiği gibi ayrı bir hal alır. Bu durumda ayrı enerji seviyeleri oluşur. Taşıyıcılar yeni özellikler sergiler ve kuantum seviyeleri arasında sıçrama yaparak ışık yayarlar. Aktif bölgeye kuantum çukuru ve bu tip lazerlere de kuantum çukurlu lazerler ismi verilmiştir.

Kuantum çukurunun aktif bölgesindeki taşıyıcıların sınırlı enerji seviyeleri, taşıyıcılar için kuantize elektrik alan ve enerji özdeğerlerini tanımlamak için Schrödinger dalga denkleminin çözümüyle bulunabilir. Özdeğer denklemlerinin çözümü üçüncü bölüme bırakılmıştır.



Şekil 2.11: Kuantum çukur yapısı

Kuantum çukurunda taşıyıcıların hapsedilmesi bir boyutta olur. Bu yapıların en önemli özelliği düşük eşik akım yoğunluğunun olması, sıcaklığa bağlı olarak eşik seviyesinin değişiminin az olması, dar ışın çizgisi, geniş bir sahada ışın dalga boyunun ayarlanabiliyor olması, yüksek hız ve yüksek güç çalışmasına sahip olması ve dinamik karakteristiklerinin iyi olması sayılabilir (Suematsu ve Adams, 1994). Ayrıca bunlar, oldukça uzun çalışma ömrüne sahiptirler. Çukur sayısı arttıkça düşük eşik taşıyıcı yoğunluğuna gitme eğilimi vardır. Maksimum modülasyon bant genişliğine ulaşmak için gereken akım yoğunluğu miktarı ve güç ihtiyacının tekli kuantum çukurlu lazerlerden düşük olması nedeniyle çoklu kuantum çukurlu lazerler kullanılır. Düşük güç kullanımı, lazerde ortaya çıkabilecek hasarları azaltmaktadır. Termal etkilerin ve optik bozulmaların azaltılmasıyla çoklu kuantum çukurlu lazerlerde yüksek hızlı bant genişliği limitlerine çıkılabilmektedir (Kapon, 1998).

Eşik akım yoğunluğunun yüksek olması fazla güç ihtiyacını ve ısı problemini de beraberinde getirir. Yukarıda bahsedilen yapıda eşik akımı aktif bölge genişliği azaltılarak düşürülebilir. Eğer aktif bölge kalınlığı çok büyük olursa, kuantum çukurunda alt banta yakın enerji paketleri olur ve eşik seviyesinde üst alt bantta önemli taşıyıcı miktarına yol açar. Eğer aktif bölge kalınlığı çok küçük olursa, ilk kuantumlanmış seviye kuantum çukurunun en üstüne yükselir ve bu durum eşik seviyesinde aktif bölgede taşıyıcı miktarında önemli artışa neden olur. Her iki durumda da büyük eşik akım yoğunluğu görülür. Bu nedenle optimum aktif bölge genişliği seçilmelidir.

Şimdiye kadar düşük eşik akım yoğunluğu elde etmek üzere değişik yarıiletken bileşimler üzerine çalışmalar yapılmış ve hala sürdürülmektedir. Bu yapıdan başka GaInAsP/GaAs, GaInAsP/GaInP, GaInAsP/AlGaAs gibi her biri farklı dalga boylarında ışığa yapan bileşimler de kullanılırlar. Haberleşme uygulamaları için fiber optik hat ortamında dağılımın minimum olduğu 1.3 μm ve zayıflamanın minimum olduğu 1.55 μm dalga boyları kullanılır. Çizelge 2.1’de çeşitli uygulamalar için kullanılan yapılar ve ışığa dalga boyları gösterilmektedir (Suematsu ve Adams, 1994). Üçüncü bölümde tekli kuantum çukurunun özellikleri daha detaylı incelenmiştir.

Çizelge 2.1: Yarıiletken lazer çeşitlerinin uygulama alanları (Hepburn, 2001)

Bileşim	Dalgaboyu	Uygulamalar
AlGaAs/GaAs	680-870 nm	Kızılötesi kaynak, optik bilgi kayıt etme
InGaAs/GaAs	950-1100 nm	Optik fiber uygulamaları
InGaAsP/InP	1.0-1.7 μm	1.3 μm ve 1.55 μm bölgesi optik fiber uygulamaları
AlGaInP/ GaAs	600-700 nm	Görülebilir ışık spektrumu uygulamaları, yüksek sıcaklıktaki uygulamalar
ZnCdSSe	450-550 nm	Renkli monitör uygulamaları
GaN	365 nm	TV ekranları, bilgisayar monitörleri, aydınlatma ve optik okuma uygulamaları
GaInNAs	1.3-1.55 μm	Telekomünikasyon uygulamaları
AlGaInN	200-640 nm	Ultraviyole(UV) ve görünür ışık spektrumu uygulamaları

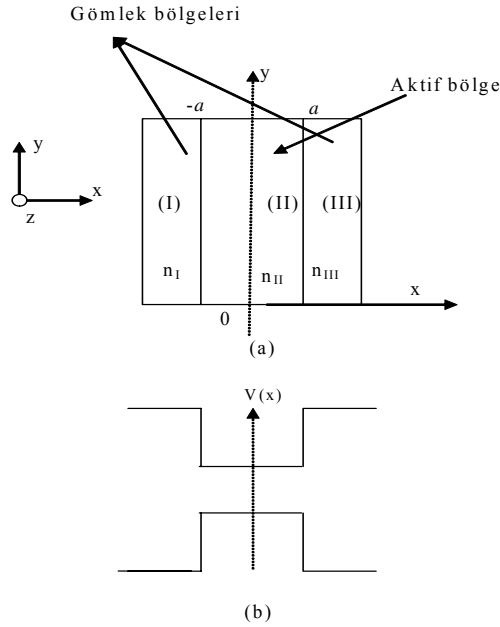
ÜÇÜNCÜ BÖLÜM

KUANTUM ÇUKURUNDA ELEKTRİK ALAN İFADELERİ VE YAPISAL PARAMETRELER

3. KUANTUM ÇUKURUNDA ELEKTRİK ALAN İFADELERİ VE YAPISAL PARAMETRELER

3.1 Dikdörtgen Kuantum Çukurlu Yapı

Dikdörtgen kesitli kuantum çukurlu lazerlerin çalışmasını anlamak için basit olarak kuantum çukur problemi ele almak gerekir. Dikdörtgen kesitli lazerlerin çalışma prensibi tek bir kuantum çukurunda taşıyıcıların hapsedilmesine dayanır.



Şekil 3.1: Asimetrik yarıiletken düzlemsel çift farklı yapılı lazerler ve elektronik enerji-bant yapısı. (a) Aktif bölge ve gömlek bölgeleri (b) Enerji-bant diyagramı

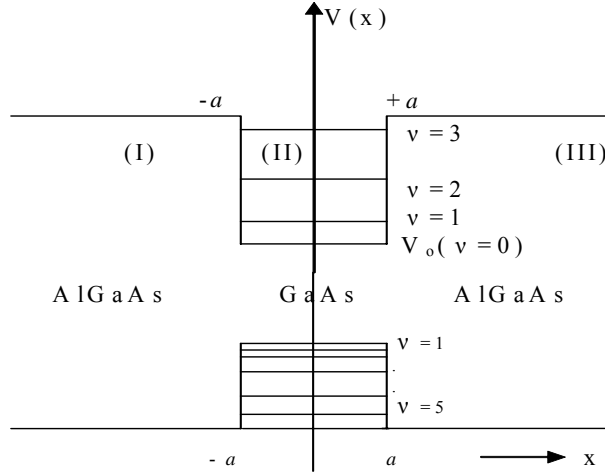
(Temiz, 2003)

Bir kuantum çukuru, Şekil 3.1’de görüldüğü gibi üç bölgeden oluşur. I, II ve III ile gösterilen bu bölgeler, n_I , n_{II} ve n_{III} ile gösterilen kırılma indislerine sahiptirler. Üç bölgenin iki farklı yapıya eklemi vardır. Bu farklı yapılar, yarıiletkenlere yabancı katkı enjeksiyonu ile elde edilen n-tipi ve p-tipi yarıiletkenlerle meydana getirilir. Geleneksel yapıların en önemlilerinden olan malzeme gurubu galyum-arsenik (GaAs) ve alüminyum-galyum arsenik ($Al_xGa_{1-x}As$) yarıiletkenleri olarak bilinirler. Buradaki x indisi, GaAs malzemesi içine katılan alüminyum (Al) malzemesinin yüzdesini gösterir. Yarıiletken malzeme içine katılan Al, bu malzemelerin iletkenliğini ve enerji-bant yapısını (E_g) etkin bir şekilde değiştirir. Al, içine katıldığı malzemenin enerji-bant yapısını büyütme ve kırılma indisini küçültmektedir.

Şekil 3.1’deki asimetrik yarıiletken düzlemsel çift farklı yapıya lazer yapı düzeninde n_I , n_{III} gömlek bölgelerinin kırılma indislerini ve n_{II} ise aktif bölgenin kırılma indisini oluşturur. Aktif bölgenin kırılma indisi, gömlek bölgelerinin kırılma indislerinden büyüktür. Aktif bölge genel anlamda yük taşıyıcıları için dalga kılavuzu özelliği taşır. Yarıiletken içine yabancı malzeme katkısıyla meydana getirilen bu yapı düzeninde, elektron ve deliklerin meydana getirdiği yük taşıyıcıları ile optik alan tarafından temsil edilen fotonlar Aktif bölge içinde hapsedilir ve aynı bölge içinde taşıyıcılarla fotonlar etkileşirler.

Eğer Aktif bölgenin genişliği karakteristik De Broglie dalga boyu ile karşılaştırılabilecek kadar küçük ise kuantum etkisi meydana gelir. Bu durumda taşıyıcılar yeni özellikler sergilerler ve Şekil 3.2’de gösterilen ayrık kuantumlanmış enerji seviyeleri arasında geçiş yaparak ışık yayarlar.

Bu bölümde, yarıiletken kuantum çukurunda taşıyıcıların tek modlu çift elektrik alan ve tek modlu elektrik alan fonksiyonlarına ait temel parametreler ve kuantum çukurunun yapısal parametreleri elde edilmiştir. Ayrıca bu parametreler arasındaki ilişkiler ortaya konulmuş, bilgisayar yazılımı yardımıyla normalize yayılım sabiti hesaplanmış ve verilen bazı normalize frekanslarda enerji öz değerlerinin özellikleri incelenmiştir.



Şekil 3.2: AlGaAs /GaAs/AlGaAs Dikdörtgen Kuantum Çukurlu Lazerde Ayrık Enerji Seviyeleri (Suematsu ve Adams, 1994)

3.2 Kuantum Çukurunda Elektrik Alan İfadesi Ve Çözümü

Dik kartezyen koordinat sisteminde aktif bölgede hapsedebilmiş bir elektrik alan dalgasının z-doğrultusunda yayıldığı farz eder ve y-doğrultusundaki değişimi ihmal edersek, aktif bölge ve gömlek bölgelerine ait bir boyutlu dalga kılavuzu denklemini

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} E_{yi}(x) = \left[\beta_z^2 - n_i^2 k_o^2 \right] E_{yi}(x) \quad (3.1)$$

olarak verilebilir. Denklem (3.1)'deki $\left[\beta_z^2 - n_i^2 k_o^2 \right]$ ifadesine fizik kavramında öz fonksiyon denilen $E_{yi}(x)$ enine elektrik alanının öz değeri denir. i indisi i=I,II,III, değerlerinde olup asimetrik yarıiletken düzlemsel çift farklı yapıları lazerlerin yapısal 3 bölgesini temsil eder. Dalga kılavuzunda z yönünde kılavuzlanmış modların var olması için $n_{I,III} < \beta/k_o < n_{II}$ olmalıdır. Aktif bölge ve gömlek bölgeleri içinde dalga kılavuzu denklemini çözülürse; aktif bölge içinde çift modlu elektrik alanı ve tek modlu elektrik alanı için (3.1) denklemini sağlayan bu alanlar

$$E_{yII}^{\zeta} = A \cos(\alpha_{II} x) \quad (3.2)$$

$$E_{yII}^t = B \sin(\alpha_{II} x) \quad (3.3)$$

ve bu alanlara karşı düşen çift modlu elektrik alanı ve tek modlu elektrik alanına ilişkin gömlek bölgelerindeki sönümlü alanlar ise sırasıyla

$$E_{yI}^c = A_I \exp[\alpha_I (x+a)] \quad (3.4)$$

$$E_{yIII}^c = A_{III} \exp[-\alpha_{III} (x-a)] \quad (3.5)$$

$$E_{yI}^t = B_I \exp[\alpha_I (x+a)] \quad (3.6)$$

$$E_{yIII}^t = B_{III} \exp[-\alpha_{III} (x-a)] \quad (3.7)$$

şeklinde olur. Bunlar, çift modlu elektrik alanı ve tek modlu elektrik alanının en düşük modlarını oluştururlar.

Fonksiyonun I,II,III bölgeleri arasında $x=-a$ ve $x=a$ sınır koşullarında süreklilik arz etmesi gerektiğinden çift modlu elektrik alanı için

$$E_{yII}^c(x=a) = E_{yIII}^c(x=a) \quad (3.8)$$

$$E_{yII}^c(x=-a) = E_{yI}^c(x=-a) \quad (3.9)$$

ve tek modlu elektrik alanı için

$$E_{yII}^t(x=a) = E_{yIII}^t(x=a) \quad (3.10)$$

$$E_{yII}^t(x = -a) = E_{yI}^t(x = -a) \quad (3.11)$$

koşulları sağlanmalıdır. Sınır koşullarından $A_I, A_{III}, B_I, B_{III}$ katsayıları

$$A_I = A \cos(\alpha_{II} a) \quad (3.12)$$

$$A_{III} = A \cos(\alpha_{II} a) = A_I = A_{I, III} \quad (3.13)$$

$$B_I = B \sin(\alpha_{II} a) \quad (3.14)$$

$$B_{III} = B \sin(\alpha_{II} a) = B_I = B_{I, III} \quad (3.15)$$

olur.

Görüldüğü gibi, denklem (3.12) ve denklem (3.13)'deki sırasıyla A_I ve A_{III} ve Denklem (3.14) ve denklem (3.15)'deki B_I ve B_{III} , $x=a$ 'da sırasıyla çift modlu elektrik alanı ve tek modlu elektrik alanının fonksiyonudurlar. Buradan hareket ederek, denklem (3.2) ve denklem (3.3)'deki genliklerin sırasıyla kendi çift modlu elektrik alanı ve tek modlu elektrik alanının fonksiyonu olduklarını söyleyebiliriz. Bir asimetrik yarıiletken düzlemsel çift farklı yapıya lazere ait α_I , α_{II} ve α_{III} yayılma sabitleri

$$\alpha_I^2 = \beta_z^2 - \left(\frac{\omega n_I}{c}\right)^2 = \beta_z^2 - k_I^2, \quad (3.16a)$$

$$k_I = \frac{\omega n_I}{c} = k_o n_I \quad (3.16b)$$

$$\alpha_{II}^2 = \left(\frac{\omega n_{II}}{c}\right)^2 - \beta_z^2 = k_{II}^2 - \beta_z^2 \quad (3.17a)$$

$$k_{II} = \frac{\omega n_{II}}{c} = k_o n_{II} \quad (3.17b)$$

$$\alpha_{III}^2 = \beta_z^2 - \left(\frac{\omega n_{III}}{c}\right)^2 = \beta_z^2 - k_{III}^2, \quad (3.18a)$$

$$k_{III} = \frac{\omega n_{III}}{c} = k_o n_{III} \quad (3.18b)$$

$$k = \frac{\omega n}{c}, \quad k_o = |k_o| = \omega/c \quad (3.19)$$

olarak tanımlanırlar.

β_z , z-doğrultusunda yayılan dalganın faz sabiti, k dalga numarası ve λ dalga boyudur. Serbest uzayın dielektrik sabiti, manyetik geçirgenlik sabiti, dalga numarası ve ışık hızı sırasıyla ϵ_o , μ_o , k_o ve c ile gösterilmiştir. Bunlar arasında $\epsilon_o \mu_o = 1/c^2$ ilişkisi bulunur. Her bir frekans ayrı bir dalga numarası tanımlar. Eğer kırılma indisleri $n_I = n_{III} = n_{I,III}$ olarak alınırlarsa, o zaman bir simetrik yarıiletken düzlemsel çift farklı yapılı lazer elde edilir. Bu durumda α_I , α_{II} ve α_{III} yayılma sabitleri arasındaki ilişki $\alpha_I = \alpha_{III} = \alpha_{I,III}$ şeklini alır. Asimetrik yarıiletken düzlemsel çift farklı yapılı lazerdeki E_{yI}^c , E_{yIII}^c ve E_{yI}^t , E_{yI}^t alanları, simetrik yarıiletken düzlemsel çift farklı yapılı lazerlerde çift modlu elektrik alanı için $E_{yI,III}^c$ ile ve tek modlu elektrik alanı için $E_{yI,III}^t$ ile gösterilebilir.

Eğer taşıyıcıların bir boyutlu hareketini göz önüne alırsak, taşıyıcıları uyaran elektrik alanı ifadesi denklem (3.20)'deki zamandan bağımsız Schrödinger denkleminin çözümüyle hesaplanabilir. Yukarıda tanımlanan E_{yi}^c ve/veya E_{yi}^t alanları kısaca $u_{yi}(x)$ öz fonksiyonu ile temsil edilirlerse, bu öz fonksiyon

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m_i^*} \frac{d^2}{dx^2} + V_0 \right] u_{yi}(x) = E_v u_{yi}(x) \quad \hbar = h/2\pi, \quad i=I,II,III \quad (3.20)$$

olarak Schrödinger dalga denklemini sağlar. Bu denklemde $u_{yi}(x)$, $i=I, II, III$ yüklü taşıyıcılar için ilgili alanda enerji öz durum fonksiyonlarını temsil eder. İfadelerde h Planck sabiti, m^* efektif kütle ve V_0 , hapsedicilik potansiyeli olarak adlandırılan bariyer potansiyelidir. Bu potansiyel malzemenin işlenmesiyle meydana getirilir.

$-V_0$ potansiyeline sahip aktif bölgede $|V_0-E|>0$ olmak şartıyla denklem (3.20)

$$\alpha_{II}^2 = \frac{2m_{II}^*(V_0 - E_{vII})}{\hbar^2} \quad (3.21)$$

olmak üzere

$$\frac{d^2 u_{yII}(x)}{dx^2} = -\alpha_{II}^2 u_{yII}(x) \quad (3.22)$$

şeklinde yazılabilir.

Benzer şekilde denklem (3.20), $V_0=0$ potansiyeline sahip gömlek bölgelerinde ise

$$\alpha_{I,III}^2 = \frac{2m_{I,III}^* E_{vIII}}{\hbar^2} \quad (3.23)$$

olmak üzere

$$\frac{d^2 u_{yI,III}(x)}{dx^2} = \alpha_{I,III}^2 u_{yI,III}(x) \quad (3.24)$$

şeklindedir.

Dalga kılavuzu denkleminde benzer olarak denklem (3.22) ve denklem (3.24) çözümlerse

Aktif bölgede çift modlu elektrik alanı için

$$u_{yII} = A \cos(\alpha_{II} x) \quad -a \leq x \leq a \quad (3.25)$$

ve tek modlu elektrik alanı için

$$u_{yII} = A \sin(\alpha_{II} x) \quad -a \leq x \leq a \quad (3.26)$$

olur.

Gömlek bölgelerindeki sönümlü alanlar ise

$$u_{yIII} = B \exp(-\alpha_{III} x) \quad a \leq x \quad (3.27)$$

$$u_{yI} = B \exp(\alpha_I x) \quad x \leq -a \quad (3.28)$$

şeklinde olur.

$x = \pm a$ 'da fonksiyon ve fonksiyonun birinci türevinin sürekli olması şartıyla kullanırsak, çift modlu elektrik alanı için;

$$A \cos(\alpha_{II} a) = B \exp(-\alpha_{III} a) \quad (3.29)$$

ve birinci türevinin sürekli olması koşulundan

$$-\alpha_{II} A \sin(\alpha_{II} a) = -\alpha_{III} B \exp(-\alpha_{III} a) \quad (3.30)$$

eşitlikleri sağlanmalıdır. Denklem (29) ve denklem (30) eşitliklerini taraf tarafa bölersek çift modlu elektrik alanı için özdeğer denklemi

$$\alpha_{II} \tan(\alpha_{II} a) = \alpha_{III} \quad (3.31)$$

şeklinde elde edilir.

Benzer şekilde tek modlu elektrik alanı için,

$$A \sin(\alpha_{II} a) = B \exp(-\alpha_{III} a) \quad (3.32)$$

ve birinci türevinin sürekliliğinden

$$\alpha_{II} A \cos(\alpha_{II} a) = \alpha_{III} B \exp(-\alpha_{III} a) \quad (3.33)$$

eşitlikleri elde edilir. Denklem (3.32) ve denklem (3.33) ifadeleri taraf tarafa bölünerek tek modlu elektrik alanı için özdeğer denklemi

$$-\alpha_{II} \cot(\alpha_{II} a) = \alpha_{III} \quad (3.34)$$

olur. Özet olarak simetrik yarıiletken düzlemsel çift farklı yapılu lazerlerde özdeğer denklemleri

$$\alpha_{I,III} / \alpha_{II} = \tan(\alpha_{II} a) \quad (3.35)$$

$$\alpha_{I,III} / \alpha_{II} = -\cot(\alpha_{II} a) \quad (3.36)$$

denklemleri ile verilirler.

3.3 Yarıiletken Düzlemsel Çift Farklı Yapılı Lazerlerde Taşıyıcılara Ait Elementer Modlar

Kuantum çukurunda en düşük modlu çift modlu elektrik alanı için kosinüslü ve tek modlu elektrik alanı için sinüslü fonksiyonun bulunduğu görülmektedir. Çukur potansiyeli yok iken (çukur potansiyeli yoksa kuantum çukuru bir potansiyel çukuru özelliğindedir) $2a$ genişlikli iki duvara sahip olan bir dikdörtgen biçimli kuantum çukuru içine bir boyutta hapsedilmiş bir taşıyıcıya ait çift modlu elektrik alanı ve tek modlu elektrik alanı

$$E_{yII}^c(x)^{(n)} = a_{II} \cos(n\pi x / 2a) \quad (n \text{ tek}) \quad (3.37)$$

$$E_{yII}^t(x)^{(n)} = b_{II} \sin(n\pi x / 2a) \quad (n \text{ çift}) \quad (3.38)$$

olsun. Denklem (3.37) ve denklem (3.38)'de n 'in negatif değerlerine ait çözümler, onun pozitif değerlerinin lineer bağımlısı değildir. Bu sebepten, n 'in bütün pozitif değerlerine ait olan ayrık enerji seviyelerinin sonsuz bir sonucu vardır. Yani, $|E_y^c|^2$ 'nin ya da $|E_y^t|^2$ 'nin fiziksel bir anlamı olduğu için $-n$ ile belirlenen bir enerji durumu $+n$ ile belirlenen enerji durumu ile aynıdır. Bu yüzden Denklem (3.37) ve denklem (3.38)'in mod numaralarını temsil eden n 'nin sadece pozitif değerlerini almak yeterlidir. Potansiyel çukuru içine hapsedilen n modlu bir fonksiyon çukur içinde alt enerji seviyeleri meydana getirir. Bu enerji seviyelerinin öz fonksiyon ve öz değerleri $v = (n-1)$ seviyesinden başlar. v , çukur içindeki alanın modunu ve enerji seviyesini gösterir. Bununla beraber, kılavuz içinde böyle modların yalnız bir tanesi nakledilebilir. v mertebeli kılavuzlanmış bir modun var olma şartı $2a > v\pi/k_0$ veya $4a/\lambda > v$ ya da $\lambda_e > v\lambda$ ile verilir ki en azından bu en düşük modlu çift modlu elektrik alanı için $\lambda_e = \lambda$ ve en düşük modlu tek modlu elektrik alanı için $2\lambda_0 > v$ veya en azından $2\lambda_0 = \lambda$ olur. Eğer

Aktif bölgenin $2a$ genişliği oldukça küçülürse, hiç bir mod tutunamaz. Aktif bölgenin genişliği ($2a$) büyümeye başlayınca önce tek modlu alan meydana gelir, bu genişlik arttıkça sonlu sayıda alan modları ortaya çıkar (Syms ve Cozen, 1992)

Bir yük taşıyıcısının aktif bölge içindeki bir noktada bulunma ihtimali %100 olduğu için, (*) ile kompleks eşleniği göstererek ve E_{yII}^c ve/veya E_{yII}^t alanlarını u_{yII} fonksiyonu ile temsil ederek

$$\int_{-a}^a u_{yII}(x)u_{yII}^*(x)dx = \int_0^{2a} u_{yII}(x)u_{yII}^*(x)dx = 1 \quad (3.39)$$

integralini yazabiliriz. Yani, denklem (3.39) ifadesi, yük taşıyıcısının aktif bölge içinde bulunma ihtimalinin 1 (%100) olduğunu gösterir. Denklem (3.2), (3.3), (3.37) ve (3.38) ifadeleri denklem (3.39)'da konularak A, B, a_{II} , ve b_{II} katsayıları

$$A=a_{II} = \sqrt{\frac{2\alpha_{II}}{2\alpha_{II}a + \sin(2\alpha_{II}a)}} = \sqrt{\frac{1}{a + \frac{a}{\pi} \sin \pi}}, (\alpha_{II} = \pi/2a) \quad (3.40)$$

$$B=b_{II} = \sqrt{\frac{2\alpha_{II}}{2\alpha_{II}a - \sin(2\alpha_{II}a)}} = \sqrt{\frac{2}{2a - \frac{a}{\pi} \sin 2\pi}}, (\alpha_{II} = \pi/a) \quad (3.41)$$

olarak bulunurlar (Temiz, 2001).

Özel bir hal olarak denklem (3.40) ve denklem (3.41)'deki sinüs terimi $\sin(2\alpha_{II}a) = 0$ olarak alınırsa, A, B, a_{II} , ve b_{II} sabitleri $1/\sqrt{a}$ bulunur. Yani, çift modlu elektrik alanı ve tek modlu elektrik alanının genlikleri aktif bölgenin yarım genişliğinin kare kökü ile ters orantılıdır. $\sin(2\alpha_{II}a) = 0$ durumu, $2\alpha_{II}a = \pi k$, $k=0,1,2,3,\dots$, rezonans ilişkisini verir ki buna Fabry-Perot interferometresi denir (Temiz ve Karakılınç, 2004).

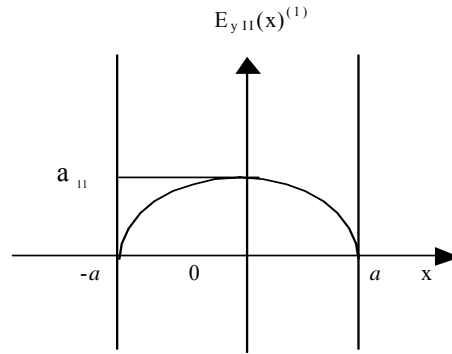
Bu etki $x=-a$ ve $x=a$ uçları arasında gidip gelen elektrik dalgasının girişimi sonunda ortaya çıkar.

Aktif bölgeye ait çift modlu elektrik alanı için $n=1$ ve tek modlu elektrik alanı için $n=2$ olarak sırasıyla denklem (3.37) ve denklem (3.38)'de elde edilen $E_{yII}^c(x)^{(1)}$ ve $E_{yII}^t(x)^{(2)}$ alanları

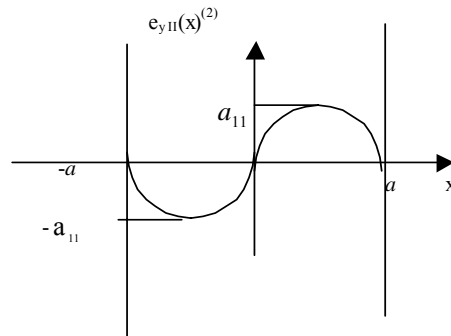
$$E_{yII}^c(x)^{(1)} = a_{II} \cos(\pi x / 2a) \quad (3.42)$$

$$E_{yII}^t(x)^{(2)} = b_{II} \sin(\pi x / a) \quad (3.43)$$

olur.



(a)



(b)

Şekil 3.3: En düşük alan modlarının değişimleri, (Temiz, 2004)

(a) Çift modlu elektrik alan $E_{yII}^c(x)^{(1)}$, (b) Tek modlu elektrik alan $E_{yII}^t(x)^{(2)}$

Denklem (3.42) ve denklem (3.43)'deki alanlar Şekil 3'te çizilmiştir. Şekil 3'te görüldüğü gibi, çift modlu elektrik alanı $E_{yII(x)}^c(1)$, $2a$ genişliği içinde yalnız bir alternansa ve tek modlu elektrik alanı $E_{yII(x)}^t(2)$ iki alternansa sahiptir.. Bundan dolayı, buradaki düşünce sistematığına göre dalga boyu $E_{yII}^c(1)$ için $\lambda_e = 4a$ ve $E_{yII}^t(2)$ için $\lambda_o = 2a$ olur (Kroemer, 1994). $E_{yII}^t(2)$ 'nin frekansı da $E_{yII}^c(1)$ 'in frekansından büyüktür. Bunun anlamı şunu gösterir: $E_{yII(x)}^t(2)$ 'e ait f_o frekansının $E_{yII(x)}^c(1)$ 'e ait f_e frekansına oranı, f_o/f_e , 2'dir. Yani, $E_{yII(x)}^c(1)$ ve $E_{yII(x)}^t(2)$ alanlarına ait frekanslar sırasıyla $f_e = v/\lambda_e = v/4a$ ve $f_o = v/\lambda_o = v/2a$ olarak bulunur. Burada v dalganın aktif bölgedeki faz hızını gösterir. Foton enerjisi $E=hf$ ifadesine göre $E_{yII(x)}^c(1)$ alanı için $E_1=hf_e=hv/4a$ ve $E_{yII(x)}^t(2)$ alanı için $E_2=hf_o=hv/2a$ ile verilir. Dolayısıyla, $E_{yII(x)}^c(1)$ alanına ait E_1 enerjisinin $E_{yII(x)}^t(2)$ alanına ait E_2 enerjisine oranı $E_1/E_2=1/2$ olarak ortaya çıkar. Bu sebepten, $E_{yII}^t(2)$ 'nin enerjisi, $E_{yII}^c(1)$ 'in enerjisinden daha büyük olur. Bu, $E_{yII(x)}^c(1)$ alanının $E_{yII(x)}^t(2)$ alanından 2 kat daha az enerji gerektirdiğini gösterir (Temiz ve Karakılınç, 2004).

Denklem (3.2) ve denklem (3.3) ifadeleri denklem (3.37) ve denklem (3.38) ile karşılaştırılarak

$$\alpha_{II} = n\pi/2a \quad (3.44)$$

bulunur. $V_o > 0$ için denklem (3.21)'deki $\alpha_{II} = 1/\hbar \sqrt{2m_{II}^* [V_o - E_{vII}]}$ ile denklem (3.44) ifadelerinin eşitlenmesi V_o duvar potansiyeline sahip olan simetrik yarıiletken düzlemsel çift farklı yapılı lazer içinde taşıyıcılara ait enerji özdeğerini

$$E_v = V_o - n^2 \hbar^2 \pi^2 / 8m^* a^2, \quad n=1,3,5 \text{ (Çift modlu elektrik alan için)} \quad (3.45)$$

$$n=0,2,4 \text{ (Tek modlu elektrik alan için)}$$

olarak verir.

$V_0 < 0$ 'a karşı düşen enerji özdeğeri için

$$E_v = -V_0 + n^2 \hbar^2 \pi^2 / 8m^* a^2 \quad (3.46)$$

bulunur. Burada v çukur içindeki enerji durumlarını ve alanların modlarını belirler.

3.4 Kuantum Çukurunun Yapısal Parametreleri

3.4.1 Yayılma Sabiti

Aktif bölge ve Gömlek bölgeleri için $i=II$ ve $i=I, III$ olarak denklem (3.22) ve denklem (3.24) denklemlerinin (3.1) denklemiyle kıyaslanması ve denklem (3.17) ve denklem (3.18)'in göz önünde bulundurulmasıyla simetrik yarıiletken düzlemsel çift farklı yapıli lazerler için yayılma sabitleri α_{II} , $\alpha_{I,III}$ iletim bandındaki bir elektronun veya değerlik bandındaki bir deliğin efektif kütlesi cinsinden, aşağıdaki şekillerde elde edilirler.

$$\alpha_{II} = 1/\hbar \sqrt{2m_{II}^* [V_0 - E_v]} = \sqrt{[n_{II}^2 k_o^2 - \beta_z^2]} \quad (3.47)$$

$$\alpha_j = 1/\hbar \sqrt{2m_j^* E_v} = \sqrt{[\beta_z^2 - n_j^2 k_o^2]}, \quad j=I,III, \quad v=1, 2, 3, \dots \quad (3.48)$$

Burada, m_j , $j=I,III$, bir yük taşıyıcısının j . bölgedeki efektif kütlesini gösterir. simetrik yarıiletken düzlemsel çift farklı yapıli lazerlerde $n_I = n_{II} = n_{I,III}$ 'den dolayı $m_I^* = m_{II}^* = m_{I,III}^* = m^*$ alınır (3.48) eşitliği

$$\alpha_{I,III} = 1/\hbar \sqrt{2m_{I,III}^* E_v} = 1/\hbar \sqrt{2m^* E_v} = \sqrt{\left[\beta_z^2 - n_{I,III}^2 k_o^2 \right]} \quad (3.49)$$

olarak bulunur.

3.4.2 ζ, η Boyutsuz Parametreleri

Asimetrik yarıiletken düzlemsel çift farklı yapılı lazerlerde $\zeta = \alpha_{II} a$, $\eta_I = \alpha_I a$, $\eta_{III} = \alpha_{III} a$ boyutsuz parametre tanımları yapacak olursak, yüklü taşıyıcıların enerji öz değerleri için normalize $\zeta - \eta$ koordinat sisteminde yeni parametrik değişkenler tanımlanabilir. Buna göre ζ, η boyutsuz parametreleri denklem (3.47) ve denklem (3.48) ifadelerinden, asimetrik yarıiletken düzlemsel çift farklı yapılı lazerlerde

$$\zeta = \frac{a}{\hbar} \sqrt{2m_{II}^* [V_o - E_v]} \quad (3.50)$$

$$\eta_I = \frac{a}{\hbar} \sqrt{2m_I^* E_v}, \quad \eta_{III} = \frac{a}{\hbar} \sqrt{2m_{III}^* E_v} \quad (3.51)$$

ve simetrik yarıiletken düzlemsel çift farklı yapılı lazerlerde $\eta_{I,III} = \eta = \alpha_{I,III} a$ ve $m_{II}^* = m^*$ için

$$\zeta = \frac{a}{\hbar} \sqrt{2m^* [V_o - E_v]} \quad (3.52)$$

$$\eta_{I,III} = \eta = \frac{a}{\hbar} \sqrt{2m^* E_v} \quad (3.53)$$

şeklini alırlar. Denklem (3.47-3.53) ifadelerindeki v. enerji özdeğerleri potansiyel kuyu probleminden elde edilen $E_v = v^2 \hbar^2 \pi^2 / 8m_i^* a^2 = v^2 E_1$ $v=1, 2, 3, \dots, i=I,II,III$. ifadesi ile verilebilir. Bu, enerji özdeğerlerinin ayırık cümlesini oluşturur ve yük taşıyıcılarının

kararlı durumlarının kısıtlanmasıyla elde edilir. Taşıyıcıların bu ayrık enerji özdeğerleri cihazın yapıldığı malzemenin optik ve elektronik özelliklerini belirler.

3.4.3 Normalize Yayılma Sabiti (NYS)

Denklem (3.52) ve denklem (3.53) ifadeleri

$$V = \sqrt{\zeta^2 + \eta^2} = \frac{a}{\hbar} \sqrt{2m^* V_0} \quad (3.54)$$

şeklinde normalize frekansı (NF) verir ki bu, simetrik yarıiletken düzlemsel çift farklı yapıli lazerlerde $\frac{a}{\hbar} \sqrt{2m^* V_0}$ yarıçaplı bir daire tanımlar. Simetrik yarıiletken düzlemsel çift farklı yapıli lazerlerin analizini kolaylaştırmak için

$$\alpha = \eta^2 / V^2 \quad (3.55)$$

ile verilen normalize yayılma sabiti (NYS) tanımlanır ki bu, simetrik yarıiletken düzlemsel çift farklı yapıli lazerlerin yapısal özelliklerinin bir çoğunu içerir (Bhattacharya, 1998). NYS lineer değildir. NYS, Rudolf ve diğ. tarafından (Rudolf ve Neumann, 1976) şu şekilde tanımlanmıştır ve doğrusallık aralığı olarak $1.5 < V < 2.5$ aralığı verilmiştir.

$$\alpha = (1.1428V - 0.9960^2) / V^2 \quad (3.56)$$

Bazı matematiksel işlemlerle

$$1 - \alpha = (V^2 - \eta^2) / V^2 = \zeta^2 / V^2 \rightarrow \zeta = V\sqrt{1 - \alpha}, \quad \alpha = \eta^2 / V^2 \rightarrow \eta = V\sqrt{\alpha} \quad (3.57)$$

elde edilir ki burada NF, (3.16),(3.17),(3.18) ve (3.54) denklemlerinden

$$V = \left\{ \omega a / c \right\} \sqrt{n_{II}^2 - n_{I,III}^2} = \frac{2\pi a}{\lambda} NA = k_0 NA a = k_0 n_{II} a \sqrt{2\Delta} \quad (3.58)$$

bulunur. Δ ise $\Delta = \left[n_{II}^2 - n_{I,III}^2 \right] / 2n_{II}^2 \cong (n_{II} - n_{I,III}) / n_{II}$ ile verilen normalize kırılma indisi farkıdır.

Burada $NA = \sqrt{n_{II}^2 - n_{I,III}^2}$, simetrik yarıiletken düzlemsel çift farklı yapıli lazerlerde nümerik açıklık adını alır. NYS'ti, ζ ve η parametrelerinin reel olmaları için 0 ile 1 arasında alınır. Burada çukur potansiyelinin Denklem (3.53) ve denklem (3.54)'den

$$V_o = V^2 E_v / \eta^2 \quad (3.59)$$

olarak elde edilebileceği kolayca görülebilir. Denklem (3.54)'deki NF V, verilen $n_{I,III}$, n_{II} indisleri ve λ optik dalga boyu için kesim frekansının belirlemek için kullanılabilir. $V = m\pi$ ifadesinde (Buck, 1994) çift modlu elektrik alanı için $m=0, 2, 4, \dots$, ve tek modlu elektrik alanı için $m=1, 3, 5, \dots$, olarak alınmak üzere kesim frekansı

$$f_c = mc/2aNA \quad (3.60)$$

olarak bulunur. Kesim frekansı bize, dominant modun iyi bir şekilde kılavuzlanması için, aktif bölgenin $2a$ genişliğini ve gömlek bölgelerindeki kırılma indislerini hesaplama imkanını verir. Denklem (3.53) ve denklem (3.54), denklem (3.55)'de yerine konularak simetrik yarıiletken düzlemsel çift farklı yapıli lazerlerde en düşük modlu optik çift modlu elektrik alanına ait NYS

$$\alpha = \frac{E_{vII}^c}{V_o} = \frac{v^2 \hbar^2 \pi^2}{8m_{II}^* a^2 V_o} = \frac{v^2 E_1}{V_o}, \quad v=1 \quad (3.61)$$

veya tek modlu elektrik alanına ait NYS

$$\alpha = \frac{E_{vII}^t}{V_o} = \frac{v^2 \hbar^2 \pi^2}{8m_{II}^* a^2 V_o} = \frac{v^2 E_1}{V_o}, v=2 \quad (3.62)$$

olarak bulunur. Denklem (3.61)'de en düşük modlu çift modlu elektrik alanın için bulunan enerji özdeğeri E_{vII}^c ve denklem (3.62)'te en düşük modlu tek modlu elektrik alanı için bulunan enerji özdeğeri E_{vII}^t aktif bölgede hapsedilirler. E_1 toprak enerjisidir. Bundan dolayı, özel halde, NYS, hapsedilmiş enerji ve/veya toprak enerjisinin bir fonksiyonudur. Denklem (3.61) ve denklem (3.62)'den görülmektedir ki, NYS, yarıiletken düzlemsel çift farklı yapıları için kullanılan malzemenin tabii ve yapısal özelliklerine kuvvetle bağlıdır.

3.4.4. Enerji Özdeğerleri

Eğer simetrik yarıiletken düzlemsel çift farklı yapıları için tanımlanan ζ ve η parametreleri değişken olarak düşünülürse (3.35) denkleminin ifadesi

$$\eta / \zeta = \tan \zeta \quad (3.63)$$

olur ve denklem (3.54) ile buradan

$$\zeta = V \cos \zeta, \quad \eta = V \sin \zeta, \quad (3.64)$$

$$\sin^2 \zeta = \alpha, \quad \cos^2 \zeta = 1 - \alpha \quad (3.65)$$

$$\alpha_{II} = k_o NA \cos \zeta \quad (3.66)$$

elde edilir.

Aynı usul ile E_{vII}^t fonksiyonu ve $2a$ aktif bölge genişliği için denklem (3.36) ifadesi

$$\eta/\zeta = -\cot \zeta \quad (3.67)$$

eşitliğini verir ki, bu

$$\zeta = V \sin \zeta, \quad \eta = V \cos \zeta, \quad (3.68)$$

$$\cos^2 \zeta = \alpha, \quad \sin^2 \zeta = 1 - \alpha \quad (3.69)$$

fonksiyonlarını ortaya çıkarır. Denklem (3.65) ve denklem (3.69) şunu gösterir ki NYS α daima pozitifdir ve 0 ve 1 arasındadır. ζ ve η parametrik koordinatları $\zeta, \eta > 0$ olmalıdır ve (3.57) ifadesini sağlarlar.

Sonuç itibariyle, taşıyıcılara ait enerji özdeğerlerinin ζ ve η parametrik koordinatları, ζ - η düzleminde (yani, ζ - η normalize koordinat sisteminde) E_{yII}^{ζ} fonksiyonu için

$$\zeta = V \cos \zeta, \quad \eta = V \sin \zeta, \quad (3.70)$$

olarak ve E_{yII}^t fonksiyonu için

$$\zeta = V \sin \zeta, \quad \eta = V \cos \zeta, \quad (3.71)$$

olarak verilir.

Görülmektedir ki, NYS α , taşıyıcıların efektif kütlelerinin, bölgelerin kırılma indislerinin, taşıyıcıların enerji özdeğerlerinin, çukur potansiyelinin, aktif bölgenin α_{II} ve gömlek bölgelerinin α_I , α_{III} yayılma sabitlerinin bir fonksiyonudur ve aktif bölgedeki bağlı enerji durumları tarafından belirlenir. Bu sebepten, ζ ve η parametrik koordinatları denklem (3.65) ve denklem (3.71)'den görüldüğü gibi bu α parametresi

cinsinden ifade edilebilir. Nitekim, literatürde de farklı metotlar kullanılarak normalize yayılma sabiti üzerine çalışmaların yoğun olduğu görülmektedir (Popescu , 2004).

3.5. ζ - η Düzleminde Enerji Özdeğerlerine Ait Eğrilerin Analizi Ve Parametrik Koordinatları

Elektrik alanına ait NF V , NYS'nin ve asimetrik yarıiletken düzlemsel çift farklı yapıları lazerlerde m . modun bir fonksiyonudur ve

$$V = \frac{1}{\sqrt{1-\alpha}} \left[m\pi + \tan^{-1} \sqrt{\frac{\alpha}{1-\alpha}} + \tan^{-1} \sqrt{\frac{\alpha+\tau}{1-\alpha}} \right] \quad \tau = \frac{n_I^2 - n_{III}^2}{n_{II}^2 - n_I^2}, \quad m=1,2,3,\dots \quad (3.72)$$

ifadesiyle verilir. (Iga, 1994) Burada τ 'ya asimetrik faktör denir. Simetrik yarıiletken düzlemsel çift farklı yapıları lazerler için (3.72) denklemi

$$V = \frac{1}{\sqrt{1-\alpha}} \left[\tan^{-1} \sqrt{\frac{\alpha}{1-\alpha}} + m \frac{\pi}{2} \right], \quad m=0,1,2,3\dots \quad (3.73a)$$

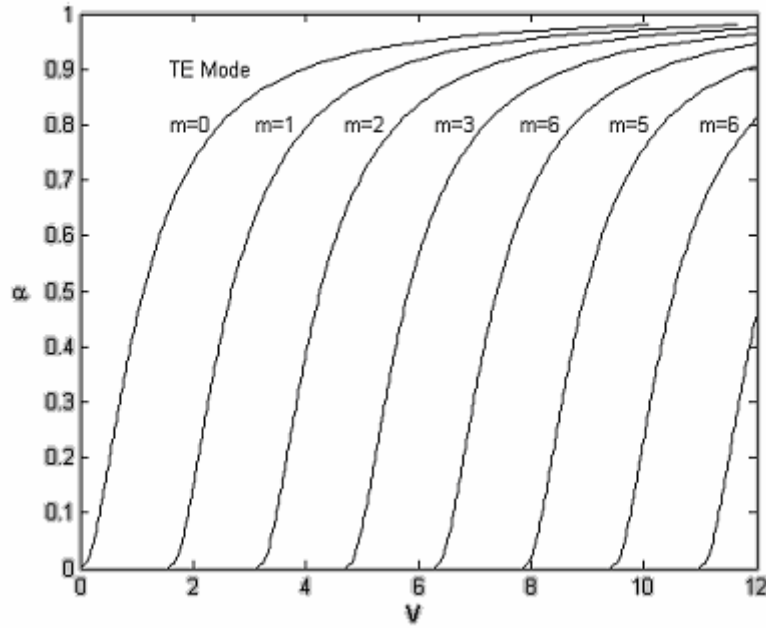
$$\tan(V\sqrt{1-\alpha}) = \sqrt{\alpha/(1-\alpha)} \quad \cot(V\sqrt{1-\alpha}) = -\sqrt{\alpha/(1-\alpha)} \quad (3.73b)$$

olur.

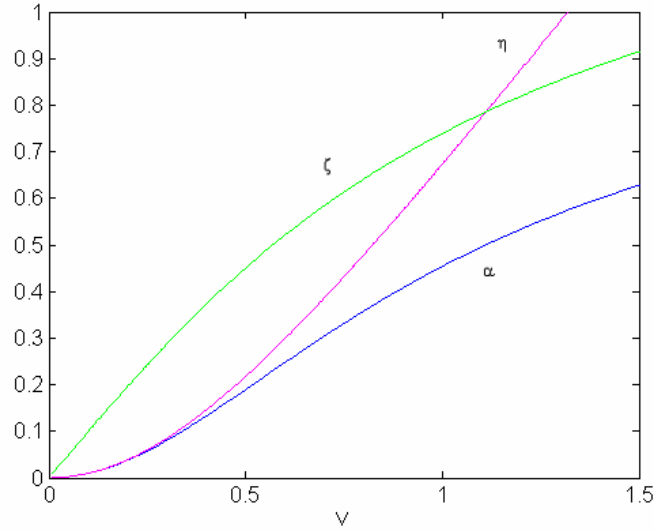
Denklem (3.73a)'da m arttıkça NF V de artar. Bu artış denklem (3.48)'de frekansın artışıyla lineer olarak artan serbest uzaya ait dalga numarası k_0 'ın artışıyla elde edilir. Şekil 3.4'den görüleceği gibi tek bir modlu alanlar için $V < \pi/2$ elde edilir. NF V 'nin 1.57'den daha büyük değerlerinde çok modlu alanlar söz konusudur. $\alpha=0$ ve $m=0$ için $V=0$ elde edilir. Bu durum (3.48) denklemine göre $k_0=0$ olmasıyla mümkündür. Bu ise frekansın sıfır alınması demektir. Elde edilen bu moda TE_0 modu denir. Bunun anlamı şudur: TE_0 modunun kesim frekansı $m=0$ için (3.60) denklemine göre sıfır olur. $\alpha=0$ ve

$m=1$, ki bu $m=1$ 'den dolayı $E_{yII}^{(1)}$ çift fonksiyonuna karşı düşer, (3.73a) denklemindeki ifadeye göre $V = \pi/2$ eşitliğini verir. Dolayısıyla bu moda TE_1 modu adı verilir ki bu sıfırdan farklı bir kesim frekansına sahiptir. Yani, TE_1 modunda $NF V$, 1.57'ye eşittir ($V_c=1.57$).

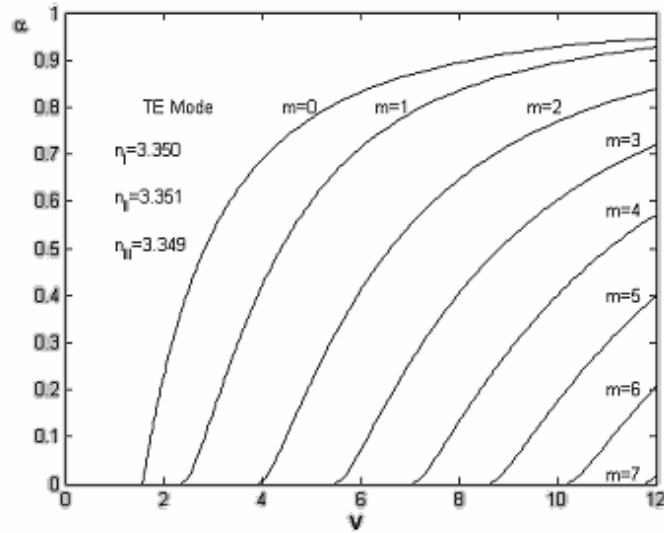
Sonuç olarak çift modlu alanlarda $NF V$, $V_c > V > 0$ aralığındadır. TE_0 modu bu aralıkta yayılır. Tek bir mod için değişim grafiği Şekil 3.5'te gösterilmiştir. Şekil 3.6'da asimetrik yarıiletken düzlemsel çift farklı yapıları lazerler için $\alpha - V$ eğrisi gösterilmiştir ve kırılma indisleri $n_I=3.350$, $n_{II}=3.351$ ve $n_{III}=3.349$ olarak alınmışlardır. Dikkat edilmelidir ki, simetrik yarıiletken düzlemsel çift farklı yapıları lazerlerde orijinden geçen eğri bulunduğu halde, asimetrik yarıiletken düzlemsel çift farklı yapıları lazerlerde orijinden geçen bir eğri yoktur. Bunun anlamı şudur asimetrik yarıiletken düzlemsel çift farklı yapıları lazerlerde $NF V$ hiçbir zaman sıfır olmamaktadır.



Şekil 3.4: $0 < V < 12$ için simetrik yarıiletken düzlemsel çift farklı yapıları lazerlerde TE_m modunun $\alpha - V$ eğrileri (Suematsu ve Adams, 1994)



Şekil 3.5: $V < \pi/2$ için simetrik yarıiletken düzlemsel çift farklı yapılı lazerlerde tek modlu alanın $\alpha - V$ eğrileri

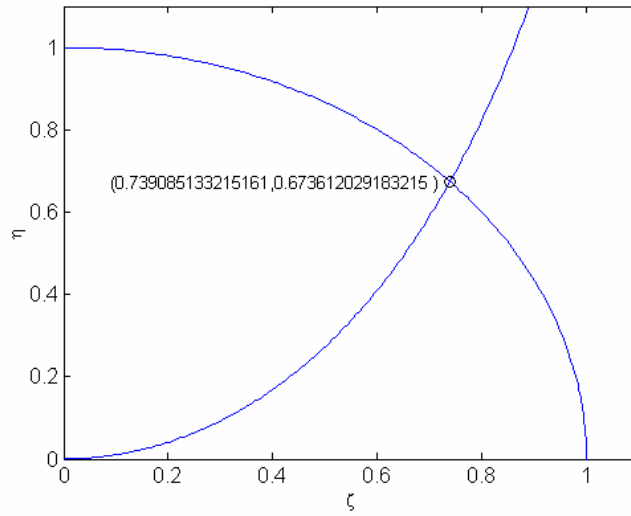


Şekil 3.6: Asimetrik yarıiletken düzlemsel çift farklı yapılı lazerlerde $0 < V < 12$ için TE_m 'ye ait $\alpha - V$ eğrileri (Suematsu ve Adams, 1994)

3.6 Bazı Normalize Frekanslarda Enerji Özdeğerleri

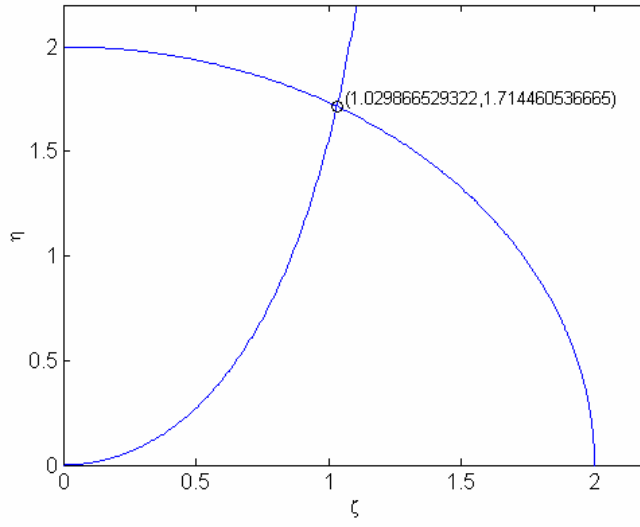
Pratik olarak Matlab'ta yapılan yazılım ile Newton-Raphson methodu kullanılarak, $\zeta - \eta$ normalize koordinat sisteminde ζ ekseninde 0 ile 2 arasında, $V=1$ ve $V=2$ NF'ları için tek modlu elektrik alanı $\sin \zeta$ ve çift modlu elektrik alanı $\cos \zeta$ 'ya ait gerçek enerji özdeğer noktaları hesaplanmış ve Şekil 3.7'de gösterilmiştir. Tek modlu elektrik alanı

$\sin \zeta$ 'ya ait eğri Şekil 3.7 (c)'de gösterilmiştir. Şekil 3.7(a), NF $V=1$ 'de çift modlu elektrik alanı $\cos \zeta$, için bulunan bir gerçek enerji özdeğerini temsil eder. Şekil 3.7 (b)'de $V=2$ NF'ları için çift modlu elektrik alanı $\cos \zeta$ 'ya ait ve Şekil 3.7 (c)'de $V=2$ NF'sı için tek modlu elektrik alanı $\sin \zeta$ 'ya ait enerji özdeğerleri vardır. Görüldüğü gibi, $V=1$ NF'sı için tek modlu elektrik alanı $\sin \zeta$ 'ya ait enerji özdeğerleri yoktur. Bununla beraber, Şekil 3.7 (c)'de görüldüğü gibi, $V=2$ için tek modlu elektrik alanı $\sin \zeta$ 'ya ait bir adet çözüm bulunur.

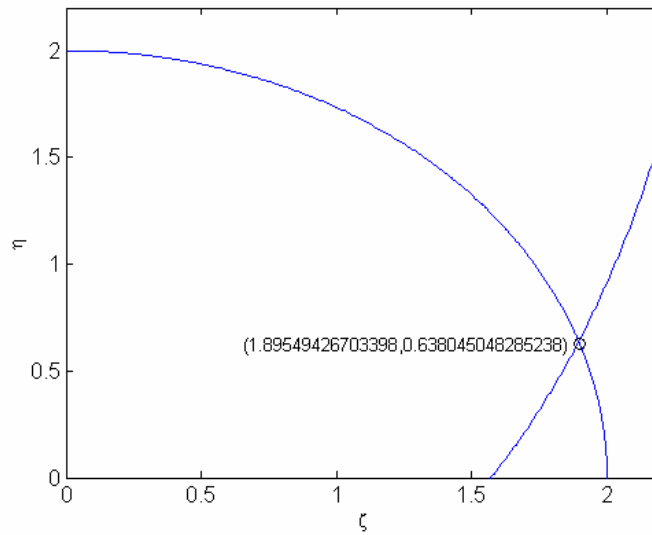


(a)

Şekil 3.7: $\zeta - \eta$ normalize koordinat sisteminde normalize ζ ekseninde 0 ve $\pi/2$ arasında bir taşıyıcıya ait çift modlu elektrik alanı $\cos \zeta$ 'nın gerçek ve tam olarak bulunmuş enerji özdeğer noktaları, (a) Çift modlu elektrik alanı $\cos \zeta$ 'ya ait $V=1$ için $(\zeta_0)_1=0.739085133215161$, $(\eta_0)_1=0.673612029183215$ (b) $V=2$ için $(\zeta_0)_2=1.02986652932226$, $(\eta_0)_2=1.71446053666503$ (c) Tek modlu elektrik alanı $\sin \zeta$ 'ya ait $V=2$ için $(\zeta_0)_2=1.89549426703398$, $(\eta_0)_2=0.638045048285238$.



(b)



(c)

Şekil 3.7:Devam.

Sonuç olarak, $V=1$ ve $V=2$ için toplam olarak üç çözüm vardır. Bunların iki tanesi çift modlu elektrik alanı $\cos \zeta$ 'ya ve bir tanesi tek modlu elektrik alanı $\sin \zeta$ 'ya ait olan enerji özdeğerleridir.

Normalize frekansın $0 < V < \pi/2$ arasındaki %1'lik değişim adımlarına karşılık gelen NYS α ve enerji özdeğerlerinin normalize koordinat sistemindeki parametrik

koordinatları ζ ve η 'nin aldığı değerler ek 1.1'de sunulmuştur. Ek 1.1'den, seçilen herhangi bir normalize frekansa karşı düşen enerji özdeğeri ve NYS kolayca görülebilir.

Denklem (3.52), (3.53), (3.54) ve (3.55)'den görüleceği üzere V , α , ζ ve η yarı iletken malzemenin yapısal özelliklerine bağlıdır. En çok kullanılan malzeme grubu olan $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ farklı yapıları bileşiminin, $0,9\mu\text{m}$ dalgaboyunda oda sıcaklığında GaAs 'in enerji bant aralığı $1,424\text{ eV}$, kırılma indisi $3,59$ ve elektronun efektif kütlesi $m_e=0,067m_0$ olmasına karşın içine katılan Al yüzdesine göre bileşimin yapısal özellikleri değişme gösterir. $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ bileşiminin içine katılan Al yüzdesinin $0,45$ 'den küçük değerleri ($x<0,45$) için bant aralığı $1,424+1,247x$ şeklinde artarken kırılma indisi $3,59-0,71x+0,091x^2$ şeklinde azalır. Ayrıca elektronun efektif kütlesi de Al oranıyla $m_e=(0,067+0,083x)m_0$ şeklinde değişim gösterir (Adams ve Suematsu, 1994). Deneysel sonuçlar göstermektedir ki, $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ farklı yapıları bileşim yayımladığı dalga boyu $0,63\mu\text{m}-0,92\mu\text{m}$ arasında değişmektedir. In (indiyum) veya P (fosfor) katkılı farklı yapıları bileşimlerin ise optik haberleşmeye daha uygun olan $1,3-1,55\mu\text{m}$ civarı dalga boyunda ışımaya yaptıkları gözlenmiştir.

Literatürde kırılma indisi farkı Δ , farklı yapıları bileşimde %5'ten küçük olacak şekilde seçilmektedir. Seçilen bir dalga boyunda ve kırılma indisi farkında, normalize frekansın bazı değerlerine karşılık aktif bölge ve gömlek bölgelerinin alması gereken kırılma indisleri için aşağıdaki çizelge 3.1'de birkaç örnek sunulmuştur. Ek 1.1 ve çizelge 3.1 yardımıyla istenen frekansta bulunan kırılma indisleri, NYS ve enerji özdeğeri ile farklı yapıları bileşimlerin katkı oranları da kolayca bulunabilir.

Örneğin, normalize frekansı $V=0,1$ ve dalga boyunu $\lambda=0,8\mu\text{m}$ alırsak, oda sıcaklığında aktif bölge GaAs 'in kırılma indisinin $n_{II}=3,59$ ve $\Delta=0,05$ seçimi için gömlek bölgelerini kırılma indisinin $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ için $n_{I,III}=3,38$ olduğu da göz önüne alınarak denklem (3.58)'den aktif bölge genişlik $a=112\text{ \AA}$ bulunur.

Diğer bir tasarım yolu ise belirli Al yüzdesine göre farklı yapıları bileşimin efektif kütlesi, enerji aralığı belirli olacağından istenilen frekansta seçilen normalize frekansa

karşı düşen NYS, ζ , η ek 1.1'de sunulan tablodan alınarak denklem (3.53), (3.54) ve (3.55) yardımıyla aktif bölge genişliği bulunabilir.

Örneğin; oda sıcaklığında 0,9 μm . dalga boyunda, GaAs enerji aralığı, m_0 elektronun serbest kütlesi $9,1 \times 10^{-31}$ kg. olmak üzere. elektronların efektif kütlesi, kırılma indisi sırasıyla (Adams ve Suematsu, 1994),

$$m_{II}=0,067m_0= 0,6097 \times 10^{-31} \text{kg.}, \quad (3.74)$$

$$E_{gII}= 1,424 \text{ eV}, \quad (3.75)$$

$$n_{II}=3,59 \quad (3.76)$$

ve $x=0,3$ Al katkı oranına karşılık olarak AlGaAs'ın enerji bant aralığı, elektronların efektif kütlesi ve kırılma indisi sırasıyla (Adams ve Suematsu, 1994),

$$E_{gI,III} = 1,424 + 1,247x = 1,798 \text{ eV}, \quad (3.77)$$

$$m_{I,III} = (0,067 + 0,083x)m_0 = 0,836 \times 10^{-31} \text{ kg.}, \quad (3.78)$$

$$n_{I,III} = 3,59 - 0,71x + 0,091x^2 = 3,38 \quad (3.79)$$

bulunur. Kırılma indisi farkı ise $\Delta=0,05$ olur. V_0 duvar potansiyeli ise yaklaşık olarak (Kapon,1998)

$$V_0 = 0,67(E_{gI,III} - E_{gII}) = 0,67(1,798 - 1,424) = 0,25 \text{ eV} \quad (3.80)$$

şeklinde olur. Normalize frekansı $V=0,7001$ seçersek, Ek 1.1'den NF'nin bu değerine karşılık olarak $\alpha= 0,3040490227$, $\zeta=0,5840491579$, $\eta=0,3860396236$ olduğu görülür.

Aktif bölge ve gömlek bölgelerinin efektif kütlelerini eşit seçersek, denklem (3.55)'ten $E_v = \alpha V_0 = 0.07 \text{ eV} = 0.1219 \times 10^{-19} \text{ J}$ bulunarak ve denklem (53)'ten a çekilerek aktif bölge genişliği

$$a = \frac{\eta \hbar}{\sqrt{2m_{I,III} E_v}} = 10 \text{ \AA} \quad (3.81)$$

bulunur.

Elektronlar için yapılan bu hesaplar delikler için deliklerin aktif bölge ve gömlek bölgelerindeki efektif kütleleri $m_{II} = 0,48m_0$ ve $m_{I,III} = (0,48 + 0,31x)m_0$ alınarak gerçekleştirilebilir.

Çizelge 3.1'den görüldüğü üzere dalgaboyu, normalize frekans ve kırılma indisi farkının sabit kalması için aktif bölge genişliğinin küçülmesi, buna karşılık kırılma indisinin artması gerekir. Buna karşın aktif bölge genişliğinin sabit kalıp, kırılma indisi farkının büyümesi ise küçük kırılma indislerine doğru götürmektedir. Ayrıca normalize frekansın azalması da kırılma indisinde azalmaya yol açmaktadır. Kuantum çukurlu lazerlerde aktif bölge kalınlığı 500 Å'dan küçük olacak şekildedir. Görüldüğü gibi bütün değerler fiziksel olarak gerçekleştirilebilir sonuç vermemektedir. Bunun nedeni ise kullanılan malzemenin duvar potansiyeli, efektif kütlesi gibi yapısal özellikleri, aktif bölge kalınlığı ve ortamın sıcaklığı, coulomb genişleme faktörü (Ren G.B, 2004) gibi lazerin performansına etki eden birçok parametrenin bulunmasıdır. Ayrıca bu değerler ortalama değerler olup belirli bir sıcaklık ve frekansta geçerlidir. Sıcaklık ve frekansa göre kırılma indisi değişmekte, dolayısıyla ortam içindeki taşıyıcının hızı, efektif kütlesi ve enerji aralığı değişim göstermektedir. Literatürde de halen lazer performansına etki eden parametreler üzerinde çalışmalar sürmektedir.

Bu bölümü bitirirken diyebiliriz ki, NYS α , NF V ve yüklü taşıyıcılara ait enerji özdeğerlerinin de fonksiyonu olan ζ ve η parametrik koordinatları Şekil 3.7'den görüldüğü gibi, tasarım düşünceleri açısından yarıiletken düzlemsel çift farklı yapı

lazerlerin önemli bazı parametreleridirler ve herhangi bir tasarım için hassas olarak hesaplanan Ek 1'deki bu nümerik değerler kullanılabilir.

Çizelge 3.1: Normalize frekansın bazı değerlerine karşılık belirli bir dalgaboyu ve kırılma indisi farkında, aktif bölge ve gömlek bölgelerinin kırılma indisi değerleri

(a) $V=0.7001$, $\alpha= 0.3040490227$, $\zeta=0.5840491579$, $\eta=0.3860396236$ ve
 $\lambda= 0.9\mu\text{m}$ için,

a (Å)	Δ	n_{II}	$n_{I,III}$
5000	0,0005	6,343	6,340
5000	0,01	1,42	1,40
5000	0,05	0,64	0,61
1000	0,0005	31,71	31,70
1000	0,01	7,10	7,03
1000	0,05	3,21	3,05
500	0,0005	63,43	63,40
500	0,01	14,21	14,07
500	0,05	6,42	6,10
100	0,0005	317,15	317,00
100	0,01	71,08	70,37
100	0,05	32,11	30,5
100	0,5	11,5	5,78
50	0,05	64,23	61,02

(b) $V=0.1001$, $\alpha= 0.0098888165$, $\zeta=0.0996038678$, $\eta=0.0099538694$ ve
 $\lambda= 0.9\mu\text{m}$ için,

a (Å)	Δ	n_{II}	$n_{I,III}$
5000	0,0005	0,9069	0,9065
5000	0,01	0,203	0,201
5000	0,05	0,09	0,08
1000	0,0005	4,534	4,532
1000	0,01	1,01	1,00
1000	0,05	0,45	0,43
500	0,0005	9,069	9,064
500	0,01	2,03	2,01
500	0,05	0,91	0,87
100	0,0005	45,34	45,32
100	0,01	10,16	10,06
100	0,05	4,56	4,36
50	0,05	9,18	8,72

Çizelge 3.1:Devam

(c) $V=1,4001$, $\alpha=0.5997291654$, $\zeta=0.8858007200$, $\eta=1.0842679993$ ve
 $\lambda=0.9\mu\text{m}$ için,

a (Å)	Δ	n_{II}	$n_{I,III}$
5000	0,0005	12,68	12,67
5000	0,01	2,84	2,81
5000	0,05	1,28	1,22
1000	0,0005	63,42	63,39
1000	0,01	14,21	14,07
1000	0,05	6,42	6,10
500	0,0005	126,85	126,79
500	0,01	28,43	28,14
500	0,05	12,84	12,20
100	0,0005	634,27	633,95
100	0,01	142,16	140,74
100	0,05	64,22	64,01
50	0,05	128,45	122,03

(d) $V=0,7001$, $\alpha=0.3040490227$, $\zeta=0.5840491579$, $\eta=0.3860396236$ ve
 $\lambda=1,55\mu\text{m}$ için,

a (Å)	Δ	n_{II}	$n_{I,III}$
5000	0,0005	10,92	10,91
5000	0,01	2,44	2,42
5000	0,05	1,10	1,05
1000	0,0005	54,62	54,59
1000	0,01	12,24	12,11
1000	0,05	5,53	5,25
500	0,0005	109,24	109,18
500	0,01	24,48	24,23
500	0,05	11,06	10,50
100	0,0005	546,21	545,94
100	0,01	122,41	121,18
100	0,05	55,30	52,53
50	0,05	110,62	105,09

Çizelge 3.1:Devam

(e) $V=0,1001$, $\alpha=0.0098888165$, $\zeta=0.0996038678$, $\eta=0.0099538694$ ve
 $\lambda=1,55\mu\text{m}$ için,

a (Å)	Δ	n_{II}	$n_{I,III}$
5000	0,005	1,5620	1,5612
5000	0,01	0,35	0,34
5000	0,05	0,1582	0,1503
1000	0,005	7,809	7,805
1000	0,01	1,75	1,73
1000	0,05	0,79	0,75
500	0,005	15,619	15,611
500	0,01	3,49	3,46
500	0,05	1,58	1,50
100	0,0005	78,09	78,05
100	0,01	17,48	17,31
100	0,05	7,9	7,5
50	0,05	15,81	15,02

(f) $V=1,4001$, $\alpha=0.5997291654$, $\zeta=0.8858007200$, $\eta=1.0842679993$ ve
 $\lambda=1,55\mu\text{m}$ için.

a (Å)	Δ	n_{II}	$n_{I,III}$
5000	0,0005	21,84	21,836
5000	0,01	4,89	4,84
5000	0,05	2,21	2,10
1000	0,0005	109,23	109,18
1000	0,01	24,48	24,23
1000	0,05	11,06	10,50
500	0,0005	218,47	218,36
500	0,01	48,96	48,47
500	0,05	22,12	21,01
100	0,0005	1092	1091
100	0,01	244,84	242,39
100	0,05	110,61	105,08
50	0,05	221,22	210,16

DÖRDÜNCÜ BÖLÜM

GÜÇ ORANLARI VE HAPSEDİCİLİK FAKTÖRÜ

4. GÜÇ ORANLARI VE HAPSEDİCİLİK FAKTÖRÜ

4.1 Yarıiletken Lazerde Dalga Kılavuzu Parametreleri

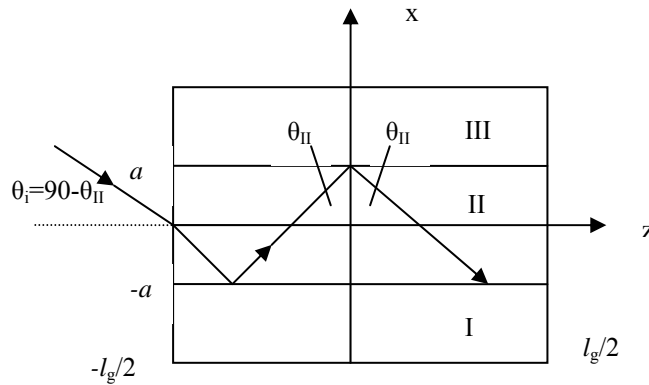
Genel anlamda şekil 4.1'deki gibi l_g uzunluğunda ve $2a$ genişliğinde aktif bölge boşluğuna sahip bir simetrik yarıiletken çift farklı yapılı lazerde z yönünde ilerleyen aktif bölge ve gömlek bölgelerindeki elektrik alanları denklem (3.2) ve (3.3)'ten tekrar yazarsak,

$$C = \sqrt{A^2 + B^2} \quad (4.1)$$

ve

$$\theta = \arctan\left(\frac{B}{A}\right) \quad (4.2)$$

olmak üzere,



Şekil 4.1: Yarıiletken lazer enine kesiti (Temiz, 2003a)

$$E_{yII} = C \cos(\alpha_{II} x - \theta) \quad (4.3)$$

$$E_I = C \cos(\alpha_{II} a + \theta) e^{\alpha_I (x+a)} = C \cos(\zeta + \theta) e^{\alpha_I (x+a)} \quad (4.4)$$

$$E_{III} = C \cos(\alpha_{II} a - \theta) e^{-\alpha_{III} (x-a)} = C \cos(\zeta - \theta) e^{-\alpha_{III} (x-a)} \quad (4.5)$$

şeklinde olur. Burada çift modlu alanlarda $m=0,2,4,\dots$ ve tek modlu alanlarda $m=1,3,5,\dots$ olmak üzere $\theta = m \frac{\pi}{2}$ şeklindedir.

Bu durumda bölüm 3.1'de bahsedilen özdeğer denklemleri ise genel olarak,

$$\tan(\zeta - \theta) = \frac{\alpha_{III}}{\alpha_{II}} \quad (4.6)$$

$$\tan(\zeta + \theta) = \frac{\alpha_I}{\alpha_{II}} \quad (4.7)$$

ve buradan da

$$\zeta = V \cos(\zeta - \theta) \quad (4.8)$$

$$\eta = V \sin(\zeta - \theta) \quad (4.9)$$

$$\sin^2(\zeta - \theta) = \alpha \quad (4.10)$$

$$\cos^2(\zeta - \theta) = 1 - \alpha \quad (4.11)$$

olur.

Yayımla sabitleri ise, denklem (4.8) den ve denklem (3.58)'den

$$\cos(\zeta - \theta) = \frac{\alpha_{II}}{\sqrt{\alpha_{II}^2 + \alpha_{I,III}^2}} \quad (4.12)$$

$$\cos(\zeta - \theta) = \frac{\alpha_{II} a}{k_0 a NA} = \frac{\alpha_{II}}{k_0 \sqrt{n_{II}^2 - n_{I,III}^2}} \quad (4.13)$$

ve denklem (3.44), (3.52), (3.53) ve (4.10) ile beraber

$$\alpha_{II} = k_0 n_{II} \sqrt{2\Delta(1-\alpha)} \quad (4.14)$$

ve

$$\alpha_{I,III} = k_0 n_{II} \sqrt{2\Delta\alpha} \quad (4.15)$$

olur.

Denklem (3.17a)'dan da faz sabiti,

$$\beta_z = \sqrt{k_{II}^2 - \alpha_{II}^2} = k_0 \sqrt{n_{II}^2 - NA^2 \cos^2(\zeta - \theta)} \quad (4.16)$$

$$\beta_z = k_0 \sqrt{n_{I,III}^2 - \alpha(n_{II}^2 - n_{I,III}^2)} \quad (4.17)$$

olarak elde edilir. Faz sabiti, çift modlu alanlar için

$$\beta_z^\zeta = k_0 \sqrt{n_{II}^2 - NA^2 \cos^2 \zeta} = k_0 n_{II} \sqrt{1 - 2\Delta(1-\alpha)} \quad (4.18)$$

ve tek modlu alanlar için

$$\beta_z^t = k_0 \sqrt{n_{II}^2 - NA^2 \sin^2 \zeta} = k_0 n_{II} \sqrt{1 - 2\Delta(1 - \alpha)} \quad (4.19)$$

şeklini alır. Görüldüğü üzere tek ve çift modlu alanlar için $\beta_z^c = \beta_z^t$ dir.

$$\sin \theta_{II} = \frac{\beta_z}{k} = \frac{\beta_z}{n_{II} k_0} \quad (4.20)$$

Şekil 4.1'deki θ_{II} açısı

ile verilir (Temiz, 2003). Denklem (4.18) veya (4.19)'u kullanırsak

$$\theta_{II} = \sin^{-1} \sqrt{1 - 2\Delta(1 - \alpha)} \quad (4.21)$$

şeklinde dalga kılavuzundaki kabul açısını bulmamıza yardımcı olacak ifade elde edilir.

Dalga kılavuzunda hareket eden elektromanyetik dalga, ω merkez frekansın etrafında toplanmış birden çok frekanslı bileşenin kombinezonundan oluşur. Bu durumda taşıyıcı faz hızı ve grup hızı kavramları girer. Modülasyon hızı taşıyıcı hızından farklıdır. Taşıyıcı faz hızı, ω merkez frekansı olmak üzere

$$v_p = \frac{c}{n_{eff}} = \frac{\omega}{\beta_z} \quad (4.22)$$

ile verilir. Burada $n_{eff} = \beta_z / k_0$ şeklinde efektif kırılma indisidir.

Dalganın grup hızı ise, n_g grup indeksi olmak üzere,

$$v_g = \frac{c}{n_g} = \frac{d\omega}{d\beta_z} \quad (4.23)$$

şeklindedir. Verilen frekansta farklı modlar farklı faz sabitine ve farklı grup hızlarına sahip olur. Her bir moda sinyal gücünün bir kısmı taşınır ve toplam güç modlardaki güç dağılımlarının toplamı olur. Bu sebeple tek bir modlu çalışma tercih edilir. Denklem (4.23)'ten görüldüğü üzere grup hızı frekansa bağlı olarak değişmektedir. Farklı malzeme dielektrik katsayısı da frekansla değişmekte dolayısıyla yayılma sabiti de değişmektedir.

Yukarıdaki denklem (4.22)'de denklem (4.19)'u yerine koyarsak, faz hızı

$$v_p = \frac{\omega}{k_0 \sqrt{n_{II}^2 - NA^2 \cos^2(\zeta - \theta)}} = \frac{c}{k_0 \sqrt{n_{II}^2 - NA^2 \cos^2(\zeta - \theta)}} \quad (4.24)$$

yada

$$v_p = \frac{c}{n_{II} \sqrt{1 - 2\Delta(1 - \alpha)}} \quad (4.25)$$

olur. Bu durumda efektif kırılma indisinin

$$n_{eff} = n_{II} \sqrt{1 - 2\Delta(1 - \alpha)} \quad (4.26)$$

$$\beta_z = \frac{\omega n_{eff}}{c} = \frac{2\pi n_{eff}}{\lambda} \quad (4.27)$$

olduğu görülür.

Çift modlu ve tek modlu alanlara ait faz hızı,

$$v_p^c = \frac{\omega}{k_0 \sqrt{n_{II}^2 - NA^2 \cos^2 \zeta}} = \frac{c}{n_{II} \sqrt{1 - 2\Delta(1 - \alpha)}} \quad (4.28)$$

$$v_p^t = \frac{\omega}{k_0 \sqrt{n_{II}^2 - NA^2 \sin^2 \zeta}} = \frac{c}{n_{II} \sqrt{1 - 2\Delta(1 - \alpha)}} \quad (4.29)$$

halini alır. Denklem (4.28) ve (4.29)'dan görüldüğü üzere $v_p^c = v_p^t$ eşit olmaktadır. Denklem (4.25) den görüleceği gibi $\zeta = \pi/2$ olduğunda $\alpha = 1$ ve $v_p = c/n_{II}$, yani optik enerjinin büyük bölümü aktif bölgede hapsolür. $\zeta = 0$ durumunda ise $\alpha = 0$ ve $v_p = c/n_{I,III}$ olur. Bu durumda da enerjinin çoğunluğu gömlek bölgelerinde saklanır.

Grup hızı için ise (4.23) denkleminde,

$$v_g = \frac{1}{\frac{\beta_z}{\omega} + \left[\frac{\beta_z}{n_{II}} - \frac{k_0^2 n_{I,III} (1 - \alpha)}{\beta_z} \right] \frac{dn_{II}}{d\omega}} \quad (4.30)$$

veya

$$v_g = \frac{c}{k_0 \left[\frac{c\beta_z}{n_{II}} - \frac{ck_0^2 n_{I,III} (1 - \alpha)}{\beta_z} \right] \frac{dn_{II}}{d\omega}} \quad (4.31)$$

ya da diğer bir şekilde,

$$v_g = \frac{c}{n_{eff} - \lambda \left[\frac{n_{eff}}{n_{II}} - \frac{k_0 n_{I,III} (1 - \alpha)}{\beta_z} \right] \frac{dn_{II}}{d\lambda}} \quad (4.32)$$

elde edilir. Normal dağılım için $dn_{II}/d\lambda > 0$ olmalıdır (Temiz, 2003b).

4.2 Yarıiletken Kuantum Çukurlu Lazerde Güç İfadeleri

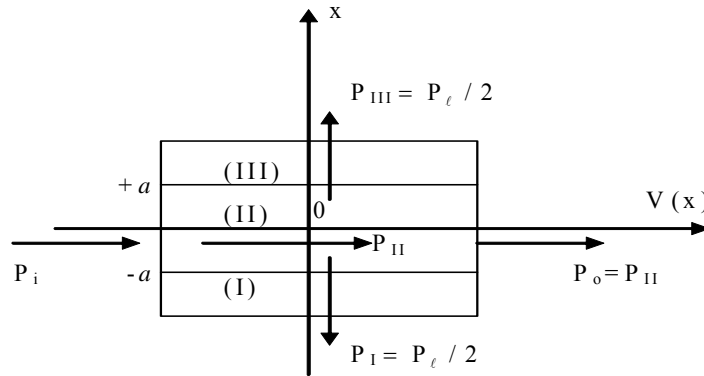
Yarıiletken lazer ortamında güç dağılımlarını bilmek önem taşır. Kuantum çukurlu lazerler, aktif bölgesi içinde taşıyıcıların hapsolmesini iyi sağladığı için yüksek optik kazançla sahiptir. Dalga kılavuzu özelliği gösteren aktif bölgede elektromanyetik alanlar hapis olmasına rağmen gömlek bölgelerine de şekil 4.2'de gösterildiği gibi bir miktar güç akışı olur. Gömlek bölgelerine giren güç üstel olarak azalır. Elektromanyetik dalga hareketinin olduğu birim yüzeyden geçen güç akışı $S = E \times H$ Poynting ifadesi ile verilir. Zamanaki ortalaması ise,

$$S_{ort} = \frac{1}{2} \text{Re}[\vec{E} \times \vec{H}^*] \text{ W/m}^2 \quad (4.33)$$

şeklindedir ve genel anlamda lazerin birim enine kesitindeki ortalama güç

$$P = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} S_{ort} \vec{a}_z dx dy \quad (4.34)$$

ile verilir.



Şekil 4.2: Yarıiletken lazerde güç akışı (Temiz, 2003a)

Yarıiletken lazerin aktif bölge ve gömlek bölgelerindeki güç akışı yoğunluğunun denklem (4.33) ile verildiğine göre, z yönünde , xy düzlemine paralel olarak hareket eden dalgaya ait poynting ifadesi, TE modunda,

$$S_{yx} = \frac{1}{2} E_{yi} H_{xi}^* \bar{a}_z = \frac{1}{2} \frac{|E_{yi}|^2}{Z_{yzi}^*} \bar{a}_z, \quad i=I,II,III \quad (4.35)$$

şeklinde olur. Burada aktif bölge ve gömlek bölgelerine ait empedans ifadesi ise

$$Z_{yxi} = \frac{\omega\mu_0}{\beta_z}, \quad i=I,II,III \quad (4.36)$$

ile verilir.

Denklem (4.35)'de denklem (4.3), (4.4), (4.5) ifadelerini yerine koyarsak aktif bölge ve gömlek bölgelerine ait güç yoğunluğu ifadesi

$$S_{yxII} = \frac{1}{2} \frac{[C \cos(\alpha_{II} a - \theta)]^2}{\omega\mu_0} \beta_z \bar{a}_z \quad (4.37)$$

$$S_{yxI} = \frac{1}{2} \frac{[C \cos(\alpha_{II} a + \theta)]^2}{\omega\mu_0} \beta_z e^{2\alpha_I(x+a)} \bar{a}_z \quad (4.38)$$

$$S_{yxIII} = \frac{1}{2} \frac{[C \cos(\alpha_{II} a - \theta)]^2}{\omega\mu_0} \beta_z e^{2\alpha_{III}(x-a)} \bar{a}_z \quad (4.39)$$

olur. z yönündeki dalga hareketine dik xy düzleminde, aktif bölgenin y yönünde uzunluğu L_y , x yönündeki uzunluğunu a olarak alırsak, denklem (4.34)'den güç ifadeleri

$$P_{yxII} = 1/2 \int_{-a-L_y/2}^{-a} \int_{-L_y/2}^{L_y/2} S_{yxII} a_z dx dy \quad (4.40)$$

$$P_{yxI,III} = 1/2 \int_{-\infty-L_y/2}^{-a} \int_{-L_y/2}^{L_y/2} S_{yxI,III} a_z dx dy \quad (4.41)$$

olur. Sonuç olarak güç akışı ifadeleri çift modlu alanlar için,

$$P_{yxII}^{\zeta} = \frac{A^2 \beta_z L_y}{\omega \mu_0} \left[\frac{2\zeta + \sin 2\zeta}{2\alpha_{II}} \right] \quad (4.42)$$

$$P_{yxI,III}^{\zeta} = \frac{1}{4} \left[\frac{A \sqrt{(1-\alpha)} \beta_z L_y}{\omega \mu_0 \alpha_{I,III}} \right] \quad \theta=0, m=0 \quad (4.43)$$

ve tek modlu alanlar için,

$$P_{yxII}^t = \frac{B^2 \beta_z L_y}{\omega \mu_0} \left[\frac{2\zeta - \sin 2\zeta}{2\alpha_{II}} \right] \quad (4.44)$$

$$P_{yxI,III}^t = \frac{1}{4} \left[\frac{B \sqrt{\alpha} \beta_z L_y}{\omega \mu_0 \alpha_{I,III}} \right] \quad \theta=\pi/2, m=1 \quad (4.45)$$

halini alır (Temiz, 2003b).

4.3 Yarıiletken Kuantum Çukurlu Lazerde Güç Oranları

Şekil 4.2'deki gibi bir yarıiletken lazer ortamında, y yönünde birim genişlik alırsak elektromanyetik alanlara ait z yönündeki ortalama güç

$$P = \frac{1}{2} \text{Re} \int \vec{E} \times \vec{H} \quad (4.46)$$

$$P = \frac{1}{2} \text{Re} \int_{-\infty}^{\infty} \left[E_x H_y^* - E_y H_x^* \right] dx \quad \text{W/m} \quad (4.47)$$

denklemleri ile ifade edilebilir.

Yarıiletken lazerin aktif bölge ve gömlek bölgelerindeki güç ise sırasıyla çift modlu alanlar için

$$P_{I}^{\zeta} = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{-a} \left[E_{xI}^{\zeta}(x) H_{yI}^{\zeta}(x)^* - E_{yI}^{\zeta}(x) H_{xI}^{\zeta}(x)^* \right] dx \quad (4.48)$$

$$P_{III}^{\zeta} = \frac{1}{2} \int_{-a}^{-\infty} \left[E_{xIII}^{\zeta}(x) H_{yIII}^{\zeta}(x)^* - E_{yIII}^{\zeta}(x) H_{xIII}^{\zeta}(x)^* \right] dx \quad (4.49)$$

$$P_{II}^{\zeta} = \frac{1}{2} \int_{-a}^{-a} \left[E_{xII}^{\zeta}(x) H_{yII}^{\zeta}(x)^* - E_{yII}^{\zeta}(x) H_{xII}^{\zeta}(x)^* \right] dx \quad (4.50)$$

şeklinde olur. Elektromanyetik alanlara ait empedans

$$Z = \frac{-E_y}{H_x} \quad (4.51)$$

olduğundan denklem (4.51)'i, denklem (4.48), (4.49 ve (4.50)'de yerine koyarsak ve TE modunda $E_x=0$ olduğunu göz önüne alırsak, aktif bölge ve gömlek bölgelerindeki güç ifadeleri aşağıdaki denklemler haline gelir.

$$P_{I}^{\zeta} = \frac{1}{2Z} \int_{-\infty}^{-a} \left[E_{yI}^{\zeta}(x) E_{yI}^{\zeta}(x)^* \right] dx \quad (4.52)$$

$$P_{III}^{\zeta} = \frac{1}{2Z} \int_{-a}^{-\infty} \left[E_{yIII}^{\zeta}(x) E_{yIII}^{\zeta}(x)^* \right] dx \quad (4.53)$$

$$P_{II}^{\zeta} = \frac{1}{2Z} \int_{-a}^{-a} \left[E_{yII}^{\zeta}(x) E_{yII}^{\zeta}(x)^* \right] dx \quad (4.54)$$

Tek modlu alanlar için de benzer şekilde $E_y^{\zeta}(x)$ yerine $E_y^t(y)$ alınarak ve (4.52), (4.53) ve (4.54) denklemlerinde konularak

$$P_I^t = \frac{1}{2Z} \int_{-\infty}^{-a} \left[E_{yI}^t(x) E_{yI}^t(x)^* \right] dx \quad (4.55)$$

$$P_{III}^t = \frac{1}{2Z} \int_{-a}^{-\infty} \left[E_{yIII}^t(x) E_{yIII}^t(x)^* \right] dx \quad (4.56)$$

$$P_{II}^t = \frac{1}{2Z} \int_{-a}^{-a} \left[E_{yII}^t(x) E_{yII}^t(x)^* \right] dx \quad (4.57)$$

ifadeleri elde edilir.

Yukarıdaki ifadelerde $P_I^{\zeta}, P_{III}^{\zeta}, P_I^t, P_{III}^t$ yarıiletken lazer ortamındaki kayıp gücü gösterir. Simetrik yarıiletken düzlemsel çift farklı yapıli lazerler için $P_I^{\zeta} = P_{III}^{\zeta}$ ve $P_I^t = P_{III}^t$ şeklindedir. Toplam kayıp gücü

$$P_l = P_I + P_{III} \quad (4.58)$$

olmak üzere giriş gücü ise

$$P_i = P_I + P_{II} \quad (4.59)$$

şeklinde olur.

Yarıiletken lazer ortamında i . bölgedeki x noktasındaki taşıyıcıların bulunma olasılığı

$$I_i = \int \left| E_{yi}(x) \right|^2 dx, \quad i=I,II,III \quad (4.60)$$

ile verilir. Yarıiletken lazer giriş gücü, kayıp gücü ve aktif bölge gücü, taşıyıcıların bu bölgelerdeki bulunma olasılıkları cinsinden ise

$$P_i = \frac{I_i}{2Z} \quad (4.61)$$

$$P_I = \frac{I_I}{2Z} \quad (4.62)$$

$$P_{II} = \frac{I_{II}}{2Z} \quad (4.63)$$

denklemleri ile verilebilir. Burada I_i, I_I, I_{II} sırasıyla giriş gücü olasılığı, kayıp gücü olasılığı ve aktif bölge gücü olasılığını göstermektedir. Denklem (3.39)'dan görüleceği gibi taşıyıcıların aktif bölgede bulunma ihtimali 1 olduğundan $I_i = 1 + I_I$ yazılabilir.

Yarıiletken lazerin gömlek bölgelerindeki gücün, yani kayıp gücün, aktif bölgedeki güce oranını belirtmek üzere R ,

$$R = \frac{P_I + P_{III}}{P_{II}} \quad (4.64)$$

ve kayıp gücün giriş gücüne oranını belirtmek üzere K tanımlamaları yaparsak (Temiz, 2002b)

$$K = \frac{P_I + P_{III}}{P_i} \quad (4.65)$$

ve bu oranlar simetrik yarıiletken düzlemsel çift farklı yapıları için $E_{yI} = E_{yIII}$ olduğu göz önüne alınarak, çift modlu alanlar için

$$R = \frac{2 \int_0^{\infty} E_{yIII}^{\zeta}(x) E_{yIII}^{\zeta}(x)^* dx}{2 \int_0^a E_{yII}^{\zeta}(x) E_{yII}^{\zeta}(x)^* dx} \quad (4.66)$$

ve

$$K = \frac{2 \int_0^{\infty} E_{yIII}^{\zeta}(x) E_{yIII}^{\zeta}(x)^* dx}{2 \int_0^a E_{yII}^{\zeta}(x) E_{yII}^{\zeta}(x)^* dx + 2 \int_a^{\infty} E_{yIII}^{\zeta}(x) E_{yIII}^{\zeta}(x)^* dx} \quad (4.67)$$

olur.

Benzer şekilde tek modlu alanlar için sırasıyla R ve K'ya tekabül eden r ve q oranları ise,

$$r = \frac{P_I^t + P_{III}^t}{P_{II}^t} \quad (4.68)$$

$$q = \frac{P^t_I + P^t_{III}}{P^t_i} \quad (4.69)$$

ifadeleri ile tanımlanmak üzere denklem (4.70) ve denklem (4.71)'deki gibi olur.

$$r = \frac{2 \int_a^\infty E^t_{y_{III}}(x) E^t_{y_{III}}(x)^* dx}{2 \int_0^a E^t_{y_{II}}(x) E^t_{y_{II}}(x)^* dx} \quad (4.70)$$

$$q = \frac{2 \int_a^\infty E^t_{y_{III}}(x) E^t_{y_{III}}(x)^* dx}{2 \int_0^a E^t_{y_{II}}(x) E^t_{y_{II}}(x)^* dx + 2 \int_a^\infty E^t_{y_{III}}(x) E^t_{y_{III}}(x)^* dx} \quad (4.71)$$

Çift modlu alanlar için denklem (3.2), (3.4) ve (3.5)'i denklem (4.66) ve (4.67)'de yerine koyarsak R ve K oranları sırasıyla,

$$R = \frac{A_{III} \int_a^\infty e^{-2\alpha_{III}(x-a)} dx}{A^2 \int_0^a \cos^2(\alpha_{II}x) dx} \quad (4.72)$$

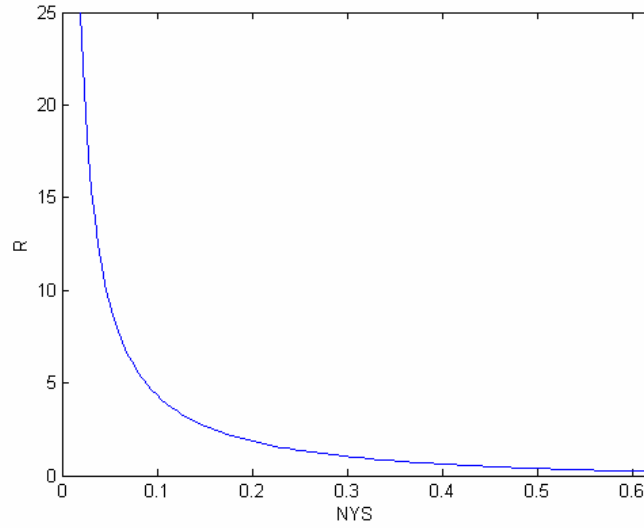
$$K = \frac{A_{III} \int_a^\infty e^{-2\alpha_{III}(x-a)} dx}{A^2 \int_0^a \cos^2(\alpha_{II}x) dx + A_{III} \int_a^\infty e^{-2\alpha_{III}(x-a)} dx} \quad (4.73)$$

halini alır. Burada $A_{III} = A \cos(\alpha_{II}a)$ şeklindedir ve denklem (4.72) ve (4.73)'de yerine koyup integralleri alırsak ve bölüm 3.4.2'deki $\zeta = \alpha_{II}a$, $\eta_I = \alpha_I a$, $\eta_{III} = \alpha_{III}a$ tanımlamalarını kullanırsak, R ve K güç oranları sırasıyla,

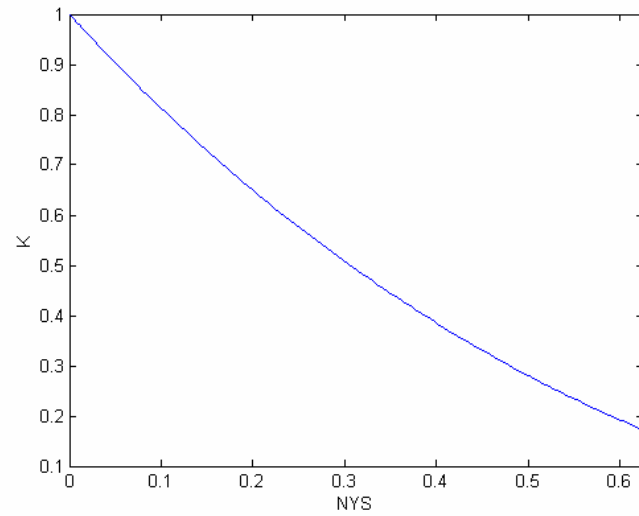
$$R = \frac{2\zeta \cos^2(\zeta)}{2\zeta\eta + \eta \sin(2\zeta)} = \frac{1-\alpha}{\eta+\alpha} \quad (4.74)$$

$$K = \frac{2\zeta \cos^2(\zeta)}{2\zeta\eta + \eta \sin(2\zeta) + 2\zeta \cos^2(\zeta)} = \frac{1-\alpha}{\eta+1} \quad (4.75)$$

olur. Ek 1'deki tablodaki değerlere göre çift modlu alanlara ait R ve K oranlarının normalize yayılma sabitine göre değişimleri şekil 4.3 ve şekil 4.4'te görülmektedir.



Şekil 4.3: Çift modlu alanlara ait R güç oranının NYS'ne göre değişimi



Şekil 4.4: Çift modlu alanlara ait K güç oranının NYS'ne göre değişimi

Tek modlu alanlar için ise benzer şekilde denklem (3.3), (3.6) ve (3.7)'i denklem (4.70) ve (4.71)'de yerine koyarsak r ve q oranları sırasıyla,

$$r = \frac{B_{III}^2 \int_0^{\infty} e^{-2\alpha_{III}(x-a)} dx}{B^2 \int_0^a \sin^2(\alpha_{II}x) dx} \quad (4.76)$$

$$q = \frac{B_{III}^2 \int_0^{\infty} e^{-2\alpha_{III}(x-a)} dx}{B^2 \int_0^a \sin^2(\alpha_{II}x) dx + B_{III}^2 \int_a^{\infty} e^{-2\alpha_{III}(x-a)} dx} \quad (4.77)$$

olur. Burada da $B_{III} = B \sin(\alpha_{II}a)$ şeklindedir ve denklem (4.76) ve denklem (4.77)'da yerine konup integraller çözümlürse, ζ , η ve α cinsinden r ve q güç oranları

$$r = \frac{2\zeta \sin^2(\zeta)}{2\zeta\eta - \eta \sin(2\zeta)} = \frac{1-\alpha}{\eta-\alpha} \quad (4.78)$$

$$q = \frac{2\zeta \sin^2(\zeta)}{2\zeta\eta - \eta \sin(2\zeta) + 2\zeta \sin^2(\zeta)} = \frac{1-\alpha}{\eta-2\alpha+1} \quad (4.79)$$

halini alır (Temiz, 2002b).

4.4 Hapsedicilik Faktörü

Yarıiletken lazerde diğer bir önemli parametre ise giriş gücünün aktif bölgenin gücüne oranı şeklinde ifade edilen hapsedicilik faktörüdür. Yarıiletken lazerde optimum gücün çıkışa aktarılması istenir. Kuantum çukurlu lazerlerde aktif bölge genişliği optik hapsolmayı yakından etkiler. Kuantum çukurunun aktif bölgesi küçüldükçe hapsedicilik

faktörü azalır, kayıplar artar ve yüksek kazançta sahip materyal kullanma zorunluluğu oluşur (Li W. L. ve diğ., 1997).

Çift modlu alanlar için hapsedicilik faktörü, iki boyutlu lazer ortamı ele alıp sadece x yönündeki değişimi ele alırsak,

$$\Gamma = \Gamma_{II} = \frac{P_{II}^{\zeta}}{P_i^{\zeta}} \quad (4.80)$$

$$\Gamma_{II} = \frac{2 \int_0^a E_{yII}^{\zeta}(x) E_{yII}^{\zeta}(x)^* dx}{2 \int_0^a E_{yII}^{\zeta}(x) E_{yII}^{\zeta}(x)^* dx + 2 \int_a^{\infty} E_{yIII}^{\zeta}(x) E_{yIII}^{\zeta}(x)^* dx} \quad (4.81)$$

$$\Gamma_{II} = \frac{A^2 \int_0^a \cos^2(\alpha_{II} x) dx}{A^2 \int_0^a \cos^2(\alpha_{II} x) dx + A_{III}^2 \int_a^{\infty} e^{-2\alpha_{III}(x-a)} dx} \quad (4.82)$$

denklemleriyle tanımlanabilir (Temiz, 2002b, Li W.L. ve diğ., 1997).

Tek modlu alanlar için ise hapsedicilik faktörü,

$$\Lambda_{II} = \frac{P_{II}^t}{P_i^t} \quad (4.83)$$

$$\Lambda_{II} = \frac{B^2 \int_0^a \sin^2(\alpha_{II} x) dx}{B^2 \int_0^a \sin^2(\alpha_{II} x) dx + B_{III}^2 \int_a^{\infty} e^{-2\alpha_{III}(x-a)} dx} \quad (4.84)$$

ile verilir (Temiz, 2002b, Li W.L. ve diğ. , 1997). Burada (4.82) ve (4.84) denklemleri, tek ve çift modlu alanlar için denklem (4.85) ve (4.86) sonucunu verir.

$$\Lambda_{II} = \frac{1 - \frac{\sin 2\zeta}{2\zeta}}{1 - \frac{\sin 2\zeta}{2\zeta} + \frac{\sin^2 \zeta}{\eta}} = \frac{\eta - \alpha}{\eta - 2\alpha + 1} \quad (4.85)$$

$$\Gamma_{II} = \frac{1 + \frac{\sin 2\zeta}{2\zeta}}{1 + \frac{\sin 2\zeta}{2\zeta} + \frac{\cos^2 \zeta}{\eta}} = \frac{\eta + \alpha}{\eta + 1} \quad (4.86)$$

Şekil 4.5'den görüldüğü üzere hapsedicilik faktörü, α ile artmaktadır. Benzer şekilde gömlek bölgelerindeki güçlerin de giriş gücüne oranı anlamında Γ_I , Λ_I , Γ_{III} ve Λ_{III} tanımlamaları yapılabilir. Bu durumda $\Gamma_I + \Gamma_{III} = K$ ve $\Lambda_I + \Lambda_{III} = q$ olacaktır.

Bunlar arasındaki ilişki sonuçlardan da görülebileceği gibi,

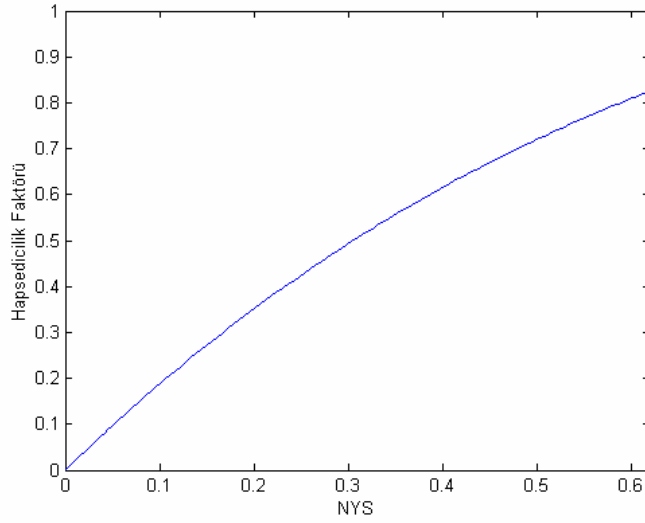
$$\Gamma_{II} + \Gamma_I + \Gamma_{III} = 1 \quad (4.87)$$

$$\Lambda_{II} + \Lambda_I + \Lambda_{III} = 1 \quad (4.88)$$

yani, $\Gamma_{II} = 1 - K$ ve $\Lambda_{II} = 1 - q$ şeklindedir.

Çift modlu alanlarda NYS dolayısıyla normalize frekans artarken hapsedicilik faktörü artar ve 1 değerine yaklaşır. Hapsedicilik faktörü maksimum değerine ulaştığında normalize frekans da en geniş değerlerine ulaşır. Bu durumda elektromanyetik dalga aktif bölgede iyi hapsolür. Hapsedicilik faktörü azalırken elektromanyetik dalga gömlek bölgelerine yayılır. Ayrıca taşıyıcı yoğunluğunun artması ile hapsedicilik faktörü azalırken (Alvarez, 2003), aktif bölge genişliğinin artması ile hapsedicilik faktörü artar (Botez, 1978). Tasarım açısından R, K, r ve q'nun mümkün

mertebe küçük, Γ ve Λ 'nın ise büyük olması istenir. Hapsedicilik faktörünün normalize yayılma sabitine bağlı değişim grafiği şekil 4.5'te görülmektedir.



Şekil 4.5: Çift modlu alanlara ait Γ hapsedicilik faktörünün NYS'ne göre değişimi

4.5 Sayısal Uygulama

Aktif bölge genişliği 500 \AA ve enine boyutu aktif bölge genişliğinin 100 katı olan (Hepburn C.J., 2001) yarıiletken kuantum çukurlu lazerde, örnek değerler olarak aktif bölgenin kırılma indisini 3.59 ve gömlek bölgelerinin kırılma indisini 3.52 alırsak, 0.9 \mu m dalga boyu için;

Denklem (3.58)'den NF'ın değeri,

$$V = \left\{ \omega a / c \right\} \sqrt{n_{II}^2 - n_{I,III}^2} = 0.2462580 \quad (4.89)$$

olur. Bu normalize frekansa (NF) değerine tekabül eden α , ζ ve η parametreleri matlab programı ile $\alpha=0.0561541$, $\zeta=0.2392440$ ve $\eta=0.0583555$ bulunur.

(4.14) ve (4.15) denklemlerinden yayılma sabitleri

$$\alpha_{II} = k_0 n_{II} \sqrt{2\Delta(1-\alpha)} = 4.808384 \times 10^6 \text{ (m}^{-1}\text{)} \quad (4.90)$$

$$\alpha_{I,III} = k_0 n_{II} \sqrt{2\Delta\alpha} = 1.172841 \times 10^6 \text{ (m}^{-1}\text{)} \quad (4.91)$$

bulunur.

Çift modlu elektrik alan şiddetleri ise (4.3), (4.4) ve (4.5) denklemlerinden

$$E_{yII}^{\zeta} = A \sqrt{(1-\alpha)} = 3.020647 \times 10^3 \text{ (V/m)} \quad (4.92)$$

$$E_I^{\zeta} = A \sqrt{(1-\alpha)} e^{\alpha_I (x+a)} = 3200.36 e^{1172841(x+500\text{\AA})} \text{ (V/m)} \quad (4.93)$$

$$E_{III}^{\zeta} = A \sqrt{(1-\alpha)} e^{-\alpha_{III} (x-a)} = 3200.36 e^{-1172841(x-500\text{\AA})} \text{ (V/m)} \quad (4.94)$$

şeklinde elde edilir. Buradaki A katsayısı denklem (3.40)'dan bulunur.

$$A = \sqrt{\frac{2\alpha_{II}}{2\alpha_{II} a + \sin(2\alpha_{II} a)}} = 3.200361 \times 10^3 \text{ (m}^{-1}\text{)} \quad (4.95)$$

Dalga kılavuzu ortamına ait diğer parametreler ise, (4.18) denkleminde faz sabiti,

$$\beta_z^{\zeta} = k_0 \sqrt{n_{II}^2 - NA^2 \cos^2 \zeta} = k_0 n_{II} \sqrt{1 - 2\Delta(1-\alpha)} = 24.597353 \times 10^6 \text{ (m}^{-1}\text{)} \quad (4.96)$$

(4.28) denkleminde faz hızı,

$$v_P^{\zeta} = \frac{\omega}{k_0 \sqrt{n_{II}^2 - NA^2 \cos^2 \zeta}} = \frac{c}{n_{II} \sqrt{1 - 2\Delta(1-\alpha)}} = 85.147172 \times 10^6 \text{ (m/sn)} \quad (4.97)$$

ve (4.36)denkleminde empedans değeri,

$$Z_{yxi} = \frac{\omega\mu_0}{\beta_z} = 106.999092 (\Omega) \quad (4.98)$$

olur. Simetrik yarıiletken düzlemsel çift farklı yapılı lazer için (4.42) ve (4.43) denklemlerindeki aktif bölgedeki güç ifadesi ve gömlek bölgelerindeki güç ifadesi

$$P_{yxII}^{\zeta} = \frac{A^2\beta_z L_y}{\omega\mu_0} \left[\frac{2\zeta + \sin 2\zeta}{2\alpha_{II}} \right] = 4.672936 \times 10^{-8} \text{ (W)} \quad (4.99)$$

$$P_{yxI,III}^{\zeta} = \frac{1}{4} \left[\frac{A\sqrt{(1-\alpha)}\beta_z L_y}{\omega\mu_0\alpha_{I,III}} \right] = 0.309699 \times 10^{-10} \text{ (W)} \quad (4.100)$$

değerlerinde olur.

(4.74) ve (4.75) denklemlerinden çift modlu alanlara ait K ve R güç oranları

$$R = \frac{1-\alpha}{\eta+\alpha} = 8.242504 \quad (4.101)$$

$$K = \frac{1-\alpha}{\eta+1} = 0.891804 \quad (4.102)$$

ve (4.86) denklemindeki hapsedicilik faktörü

$$\Gamma_{II} = \frac{\eta+\alpha}{\eta+1} = 0.108195 \quad (4.103)$$

değerlerini alır.

Verilen bir frekansta, kırılma indisleri ve aktif bölge genişliğinde bu ifadelerin aldığı değerler aşağıdaki çizelge 4.1’de örneklendirilmiştir. Aktif bölgenin y boyutundaki genişliği tipik olarak x boyutunun 20 ila 100 katı arasında değişmektedir (Hepburn C.J., 2001). Örnek alınan değerler normalize frekansın $\pi/2$ ’den küçük değerleri için olduğundan dolayısıyla sadece çift modlu alanlara ait elektrik alanları, güç oranları ve hapsedicilik faktörü hesaplanmıştır.

Çizelge 4.1.: Yarıiletken lazerde verilen dalgaboyu, kırılma indisleri ve aktif bölge boyutlarında tasarım parametreleri ve değerleri

$\lambda(\mu\text{m})$	1.55	0.9	1.55	0.9
n_{II}	3.49	3.21	3.59	3.59
$n_{I,III}$	3.46	3.05	3.52	3.52
$a(\text{\AA})$	500	1000	5000	500
$L(\text{\AA})$	100a	100a	100a	100a
	için	için	için	için
$NF(V)$	0.0925489	0.69869	1.429890	0.2462580
α	0.00846874	0.303268	0.608459	0.0561541
ζ	0.09215620	0.583200	0.894727	0.2392440
η	0.00851688	0.384767	1.115370	0.0583555
$k_o(m^{-1})$	4.053667×10^6	6.981317×10^6	4.053667×10^6	6.981317×10^6
NA	0.456618	1.000799	0.705478	0.705478
Δ	0.008595	0.049844	0.019498	0.019498
$\alpha_{II}(m^{-1})$	1.847097×10^6	5.906058×10^6	1.798241×10^6	4.808384×10^6
$\alpha_{I,III}(m^{-1})$	0.170704×10^6	3.896531×10^6	2.241687×10^6	1.172841×10^6
A_c	3.170166×10^3	2.379763×10^3	1.140357×10^3	3.200361×10^3
$E_{II}^c(V/m)$	3.143319×10^3	1.658057×10^3	4.464966×10^3	3.020647×10^3
$E_I^c(V/m)$	$3143.3e^{170704(x+500A)}$	$1658e^{3896531(x+1000A)}$	$446,49e^{2241687(x+5000A)}$	$3200.36e^{1172841(x+500A)}$
$E_{III}^c(V/m)$	$3143.3e^{-170704(x-500A)}$	$1658e^{-3896531(x-1000A)}$	$446,49e^{-2241687(x-5000A)}$	$3200.36e^{-1172841(x-500A)}$
$\beta_z(m^{-1})$	14.026202×10^6	21.617766×10^6	14.441138×10^6	24.597353×10^6
$\theta_{II}(rad)$	1.439860	1.304100	1.446911	1.377747
$v_p(m/sn)$	86.702039×10^6	96.883049×10^6	84.210840×10^6	85.147172×10^6
$P_{II}^c(W)$	4.589134×10^{-8}	8.213766×10^{-8}	47.248947×10^{-8}	4.672936×10^{-8}
$P_I^c(W)$	2.121584×10^{-10}	0.104681×10^{-10}	0.375998×10^{-10}	0.309699×10^{-10}
$P_{III}^c(W)$	2.121584×10^{-10}	0.104681×10^{-10}	0.375998×10^{-10}	0.309699×10^{-10}
$Z(\Omega)$	108.952996	121.746830	105.822463	106.999092
Γ	0.016842	0.496859	0.814906	0.108195
R	58.374746	1.012640	0.227134	8.242504
K	0.983157	0.503140	0.185093	0.891804

Bu bölümde yarıiletken kuantum çukurlu lazerin aktif bölge ve gömlek bölgelerine ait güç ve olasılık ifadeleri elde edilip, bu ifadelerle ilişkili olarak güç oranları tanımları ile enerji seviyelerinde sınırlanan taşıyıcıların özelliklerinden hapsedilme etkisi, normalize frekans, normalize yayılma sabiti ve enerji özdeğerleri açısından sunulmuş ve değerlendirilmiştir. Lazer ortamındaki propagasyon sabitleri, faz sabiti, faz ve grup hızları da normalize yayılma sabiti ve enerji özdeğerlerine bağlı olarak sunulmuştur.

BEŞİNCİ BÖLÜM

SONUÇ VE DEĞERLENDİRME

5. SONUÇ VE DEĞERLENDİRME

Bölüm 4.5'deki sonuçlar incelendiğinde (şu sonuçlar gözlenmiştir) beklenen değerler görülmüştür. Normalize frekans oldukça küçük değerde olduğu için hapsedicilik faktörü de küçük değerde olmuştur. Denklem (3.58)'den görüldüğü üzere aktif bölge genişliğinin artması, dalga boyunun azalması ve kırılma indisi farkının artması, normalize frekansın dolayısıyla buna bağlı olarak α , ζ ve η 'nin artmasına neden olur. Çizelge 4.1'de verilen örnek değerler için elde edilen sonuçlardan görüleceği üzere normalize frekansın (dolayısıyla NYS'nin) artmasına neden olan etkenlerden dolayı diğer tasarım parametreleri de etkilenir.

NYS'nin artmasına neden olan dalgaboyunun azalması (k_0 'ın artması) ve normalize indis farkının ya da aktif bölgenin kırılma indisinin artması ile (4.14) ve (4.15) denklemlerinden yayılma sabitleri artarken, diğer taraftan NYS'nin artması ile aktif bölgedeki yayılma sabitinde azalma olur. NYS'nin artması ile (4.3), (4.4) ve (4.5) denklemlerinden görüleceği üzere aktif bölge ve gömlek bölgelerindeki çift modlu elektrik alan şiddetlerinde azalma meydana gelir. NYS'nin değerinde meydana gelen artış ya da NYS'nin artmasına sebep olan aktif bölge kırılma indisi veya kırılma indisi farkının artması ile faz sabiti β_z artar dolayısıyla faz hızı azalır. Faz sabitinin artması ile empedans azalır.

NYS'nin büyümesine neden olan parametrelerdeki değişimler ile (4.42) ve (4.43) denklemlerindeki aktif bölgedeki güç ifadesi artma eğilimindeyken gömlek bölgelerindeki güç ifadesi azalma eğilimindedir. Burada dikkat edilmesi gereken husus NYS'nin artmasına neden olan değişimlerin aktif bölge ve gömlek bölgelerindeki güç

değerlerinin azalması yönünde de etkide bulunmasıdır. Bu nedenle tasarım yapılırken optimum değerlerin elde edilmesi önem taşır. NYS'nin artmasıyla (4.74) ve (4.75) denklemlerinden çift modlu alanlara ait K ve R güç oranları azalma gösterirken (4.86) denklemindeki hapsedicilik faktörü artma gösterir. Dikkat edilmesi gereken diğer bir husus da, malzemenin yapısal özelliklerinden dolayı kırılma indisleri, dalga boyu ve aktif bölge genişliği seçiminde bölüm 3'te belirtilen sınırlamaların olmasıdır.

Sonuç itibariyle, simetrik yarıiletken düzlemsel çift farklı yapıları lazerler için tasarım ifadeleri denklemler enerji özdeğerlerine, dolayısıyla NYS'ne bağlı olarak elde edilmiştir. Görüldüğü üzere NYS ve enerji özdeğerlerinin bilinmesi ile faz sabiti, yayılma sabitleri, faz hızı, empedans değeri, elektrik alan ifadeleri, güç değerleri, güç oranları ve hapsedicilik faktörü kolaylıkla bulunabilmektedir.

Ayrıca, NYS, yarıiletken düzlemsel çift farklı yapıları lazerler için kullanılan malzemenin bir çok yapısal özelliklerini içerir. NYS, taşıyıcıların efektif kütlelerinin, bölgelerin kırılma indislerinin, taşıyıcıların enerji özdeğerlerinin, çukur potansiyelinin, aktif bölgenin α_{II} ve gömlek bölgelerinin α_I , α_{III} yayılma sabitlerinin bir fonksiyonudur ve aktif bölgedeki taşıyıcıların bağlı ve/veya temel enerji seviyelerinin doğrudan bir fonksiyonudur. Bu nedenle NYS'nin yüksek doğrulukla hesaplanması önem taşımaktadır. Yapılan bu çalışmada elementer modda, yani normalize frekansın $\pi/2$ 'den küçük olduğu aralıkta, NYS'i grafiksel olarak ve analitik olarak MATLAB programı yardımıyla hesaplanmış ve NYS'nin alması gereken değerler ek 1'de tablo halinde verilmiştir. Yapılacak olan bir tasarım için tablodaki bu değerler pratik olarak kullanılabilir. Literatürde NYS'nin tasarım parametrelerine etkisi üzerine bu kapsamda inceleme yapılmamıştır. İleriki tasarım çalışmalarında bu tezdeki sonuçlar kullanılabilir ve örnek teşkil edebilir.

KAYNAKLAR

Bhattacharya, P., *Semiconductor Optoelectronic Devices*, ISBN 0134956567 , 613 p., Prentice Hall , New Jersey, 1996.

Bosov N.G., Kroklin O.N. and Popov Y.M, Production of negative temperature states in p-n junctions of degenerate semiconductors, Sov. Phys. JETP 13, 1961

Botez D., Analytical Approximation of the Radiation Confinement Factor for the TE₀ Mode Double Heterojunction Laser, IEEE Journal Of Quantum Electronics, Vol. QE-14, No. 4, 1978.

Bozkurt M. K., Al_xGa_{1-x}As/GaAs Graded Index Separate Confinement Heterostructure Single Quantum Well Lasers, Yüksek Lisans Tezi, Bilkent Üniversitesi, 1994.

Buck John A., *Fundamentals of Optical Fibers*, ISBN 0-471-30818-8 , 247 p., John Wiley & Sons, England, 1994.

Chang Y., Kuo H., Chang Y. and Wang S., Simulation of 1300-nm In_{0.4}Ga_{0.6}As_{0.986}N_{0.014}/GaAs_{1-x}N_x quantum-well lasers with various GaAs_{1-x}N_x strain compensated barriers, Optics Communications, Vol. 241(1-3),195-202, 2004.

Chang Cheng H., Fabrication and Optical Studies of Semiconductor Quantum Well Structures, Doctor of Philosophy, State University of New York, 1999.

Dupius R.D., Dapkus P.D., N., Holonyak E.A Rezek., and R. Chin, Room temperature operation of quantum well AlGaAs-GaAs laser diodes grown by metal organic chemical vapour deposition, Appl. Phys. Lett., Vol. 32, 295, 1978.

Dupius R.D., Holonyak N., and Kolbas R.M., Continuous room temperature multiple quantum well AlGaAs-GaAs injection lasers grown by metal organic chemical vapour deposition, *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 35, 487, 1979.

E. Alvarez E., Soto H., Torres J., Investigation of the carrier density dependence on the confinement factor in a bulk semiconductor optical amplifier with a ridge waveguide, *Optics Communications*, Vol. 222, 161–167, 2003.

Fischer M., Gollub D., Reinhardt M., Kamp M. and Forchel A., GaInNAs for GaAs based lasers for the 1.3 to 1.5 μm range *Journal of Crystal Growth*, Vol. 251(1-4), 353-359, 2003.

Gao C.H., Ong H.Y., Fan W. J and Yoon S. F., Analysis of optical gain and threshold current density of 980 nm InGaAs/GaAs compressively strained quantum well lasers, *Computational Materials Science* , Vol. 30 (3-4), 296-302, 2004.

Golnabi H. and Mahdieh M.H., Trend of laser research developments in global level, *Optics & Laser Technology*, 2005.(Basım Aşamasında)

Hader J., Koch S. W. and Moloney J. V., Microscopic theory of gain and spontaneous emission in GaInNAs laser material, *Solid-State Electronics*, Vol. 47(3), 513-521, 2003.

Harrison P., *Quantum Wells, Wires and Dots*, ISBN 0-471-98495-7, 456 p., John Wiley & Sons, England, 1999.

Hepburn C. J., Temperature Dependent Operation of Vertical Cavity Surface Emitting Lasers (VCSELs), Master of Science in Physics, University of Essex, 2001.

Iga, K. *Fundamentals of Laser Optics*, ISBN 0306446049, 285 p. , Plenum Publishing Corporation, New York, 1994.

Kapon E., *Semiconductor Laser*, ISBN 0-12-397630-8, 452 p., Academic Press, U.S.A., 1998.

Kraus J. and P.P. Deimel, Calculation of the Propagation Constant of Optical Modes in Mult-quantum Well Structures, IEEE Journal Of Quantum Electronics, Vol. 26, No. 5, 1990.

Kroemer, H., *Quantum Mechanics*, ISBN 0137470983 , 639 p., Prentice Hall , New Jersey, 1994.

Kuhn Kelin J., *Laser Engineering*, ISBN 0-02-366921-7, 498 p., Prentice-Hall, U.S.A., 1998

Maiman T. H., Optical and Microwave Optical Experiments in Ruby, Phys., Rev. Lett., Vol. 4, 564, 1960.

Millman and Halkias, *Electronics Devices and Circuits*, ISBN 0070423806, McGraw-Hill Book Comp., 1967.

Popescu V. A., Improving the accuracy of normalized propagation constant for waveguides by using higher-order variational method, Optics Communications, Vol. 234, Issues 1-6 , 177-181, 2004.

Ren G.B, Coulomb Enhancement Of The Optical Gain In Quantum Well Structures, Physics Letters, 2004.

Rezek E. A., Holonyak N., Vojak B. A., Stillman G. E., Rossi J. A., Kenue D. L. And Fairing J.D., Appl. Phys.Lett., Vol. 31, 288, 1977.

Rudolf, H.D. and Neumann, E.G., Applications for the eigenvalues of the fundamentals mode of a step index glass, fiber waveguide, NTZ Communications Journal, Vol.29, 328-329, 1976.

Sağol B.Erol, Fabrication and Characterization of Semiconductor Double Quantum Well Diode Lasers, Yüksek Lisans Tezi, Bilkent Üniversitesi, 1998.

Serpengüzel A. ve Sağol B.E., Yarıiletken Diyot Lazerlerinde Kendiliğinden Salınımın Kuvvetlendirilmesi, TÜBİTAK TBAG Projesi, TBAG-1368, Ankara, 1999.

Sandra R. Selmic, Tso-Min Chou, Jiehping Sih, Jay B. Kirk, Art Mantie, Jerome K. Butler, David Bour, And Gary A. Evans, Design And Characterization of 1.3 μm AlGaInAs-InP Multiple-Quantum-Well Lasers, IEEE Journal On Selected Topics In Quantum Electronics, Vol. 7, No. 2, 2001.

Syms R. and Cozen J., *Optical Guided Waves and Devices*, ISBN 0077074254, 498 p., McGraw-Hill Companies, England, 1992

Shawlow A. L. and Townes C. H., Infrared and Optical Masers, Phys. Rev., Vol. 112, 1940, 1958.

Suematsu Y., Adams A. R., *Handbook of Semiconductor Lasers and Photonic Integrated Circuits*, ISBN 0-412-54720-1, 546 p., Chapman & Hall, England, 1994.

Temiz M, Karakılınç, Ö., A Novel Pocerure And Parameters For Design Of Symmetric Quantum Wells In Terms Of Normalised Propagation Constant As A Model A In The Single Mode, Hava Harp Okulu Havacılık ve Uzay Teknolojileri Enstitüsü, Havacılık ve Uzay Teknolojileri Dergisi ,Cilt. 1, Sayı. 2, 73-81, 2003.

Temiz M, The Effects of Some Parameters of the Propagation Constant for Heterojunction Construction on the Optical Modes, Laser Physics, Vol.11, No.3, 297-305, 2001.

Temiz M, Yarıiletken Diyod Lazerlerin Gelişiminde Akım Yoğunluğunun Önem Ve Seyri, Anadolu Üniversitesi, Bilim ve Teknoloji Dergisi, Cilt. 3, Sayı. 2, 211-218, 2002.

Temiz M., Impacts on the Confinement Factor of the Propagation Constants of Optical Fields in the Some Semiconductor Devices, *Laser Physics*, Vol. 12, No.7, 989-1006, 2002.

Temiz M., Karakılınç Ö., Ükte A., Şentürk H., An Approach To Power Ratios And Probabilities And Interpretations Of These Quantities In Rectangular Quantum Wells, Pamukkale Üniversitesi, Mühendislik Bilimleri Dergisi(Yayımlanacak), 2005.

Temiz M., Karakılınç Ö., Yarıiletken Kuantum Çukurunda Elementer Modlarda Temel Parametreler ve Bazı Normalize Frekanslarda Enerji Özdeğer Noktaları, Hava Harp Okulu, Havacılık ve Uzay Teknolojileri Enstitüsü, Havacılık ve Uzay Teknolojileri Dergisi, Cilt. 1, Sayı. 4, 61-73, 2004.

Temiz M., Review of Electromagnetic Fields and Powers in terms of the Optical Mode Inside Waveguide on Double Heterojunction Construction, *Laser Physics*, Vol. 13, No.9, 1123-1137, 2003.

Tomic S., Milanovic V. and Ikonik Z., Gain optimization in optically pumped unipolar quantum-well lasers, *Low-dimensional Systems and Nanostructures*, Vol. 13(2-4), 862-865, 2002.

Tsang W.T., Extremely low threshold AlGaAs graded index waveguide separate confinement heterostructure lasers grown by molecular beam epitaxy, *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 40, 217, 1982.

Verdeyen J.T., *Laser Electronics*, ISBN 0-13-523655-X, 621 p., Prentice-Hall, U.S.A., 1989.

W. L. Li, Y. K. Su and D. H. Jaw, The Influences of Refractive Index Dispersion on The Modal Gain of a Quantum-Well Laser, *IEEE Journal Of Quantum Electronics*, Vol. 33, No. 3, 1997.

Yeh J., Mawst L. and Tansu N., Characteristics of InGaAsN/GaAsN quantum well lasers emitting in the 1.4- μm regime, *Journal of Crystal Growth* ,Vol. 272, 2004

Ziel J.P. van der, Dingle R., Miller R.C., Wiegmann W., and Nordland W.A., Laser oscillation from quantized states in very thin AlGaAs-GaAs multilayer structure, *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 26, 463, 1975.

EKLER

Ek 1. NF'a göre NYS, ζ ve η 'nin dik kartezyen koordinat sistemindeki değişim tabloları

Normalize Frekans (V)	Normalize yayılma sabiti (α)	Absis zeta ζ	Ordinat eta η
0.0001	1.00x10 ⁻⁸	1.00x x10 ⁻⁴	1.00 x10 ⁻⁸
0.0101	0.000101996	0.010099485	0.000102003
0.0201	0.000403793	0.020095941	0.000403901
0.0301	0.000904917	0.030086378	0.000905463
0.0401	0.001604571	0.040067815	0.00160629
0.0501	0.002501642	0.050037295	0.002505823
0.0601	0.00359471	0.059991882	0.00360335
0.0701	0.004882054	0.069928675	0.004898006
0.0801	0.006361657	0.079844809	0.006388776
0.0901	0.00803122	0.089737464	0.008074498
0.1001	0.009888166	0.099603868	0.009953869
0.1101	0.011929656	0.109441302	0.012025448
0.1201	0.014152599	0.119247108	0.01428766
0.1301	0.016553666	0.12901869	0.016738803
0.1401	0.019129303	0.138753522	0.019377052
0.1501	0.021875745	0.148449147	0.022200468
0.1601	0.024789033	0.158103185	0.025206998
0.1701	0.027865026	0.167713336	0.028394488
0.1801	0.031099421	0.177277378	0.031760685
0.1901	0.034487764	0.186793177	0.035303246
0.2001	0.038025471	0.196258681	0.039019742
0.2101	0.04170784	0.205671928	0.042907667
0.2201	0.045530068	0.215031046	0.046964445
0.2301	0.04948727	0.224334252	0.051187435
0.2401	0.053574489	0.233579852	0.055573939
0.2501	0.057786714	0.242766246	0.060121207
0.2601	0.062118895	0.251891925	0.064826446
0.2701	0.066565956	0.260955469	0.069686824
0.2801	0.071122807	0.269955549	0.074699476
0.2901	0.075784363	0.278890926	0.079861512
0.3001	0.080545548	0.287760451	0.085170023
0.3101	0.085401314	0.296563059	0.090622084
0.3201	0.090346648	0.305297773	0.096214759
0.3301	0.095376583	0.313963699	0.101945111
0.3401	0.100486207	0.322560026	0.107810202
0.3501	0.105670674	0.331086023	0.113807098
0.3601	0.110925211	0.339541036	0.119932877
0.3701	0.116245123	0.347924488	0.126184629
0.3801	0.121625805	0.356235876	0.132559462
0.3901	0.127062742	0.364474766	0.139054504

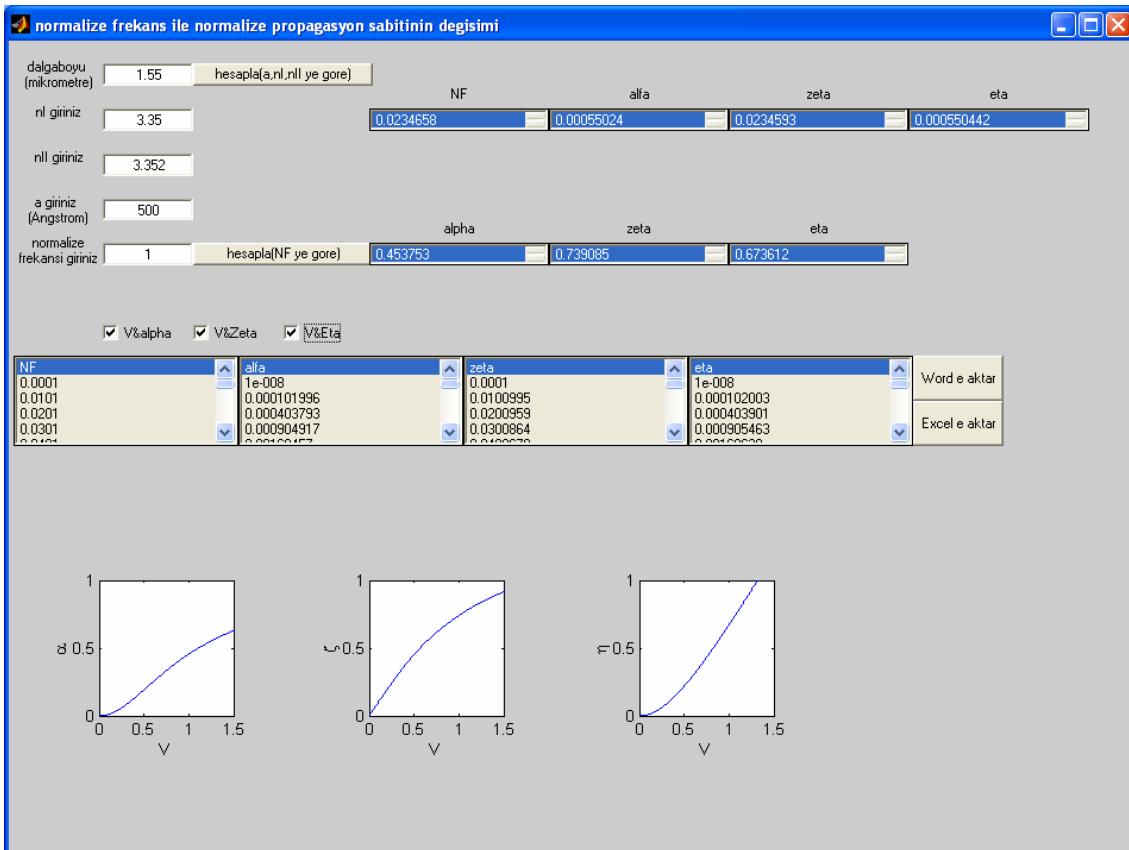
0.4001	0.132551518	0.372640794	0.145666909
0.4101	0.138087821	0.380733664	0.152393856
0.4201	0.143667445	0.388753139	0.159232556
0.4301	0.149286295	0.396699047	0.166180252
0.4401	0.154940388	0.404571272	0.173234222
0.4501	0.160625858	0.412369756	0.18039178
0.4601	0.166338956	0.420094492	0.187650281
0.4701	0.17207605	0.427745524	0.195007119
0.4801	0.177833631	0.435322946	0.20245973
0.4901	0.183608307	0.442826896	0.210005595
0.5001	0.189396807	0.450257556	0.217642237
0.5101	0.195195982	0.457615147	0.225367227
0.5201	0.201002799	0.464899932	0.233178179
0.5301	0.206814344	0.472112207	0.241072756
0.5401	0.212627822	0.479252304	0.249048667
0.5501	0.218440552	0.486320586	0.257103671
0.5601	0.224249967	0.493317446	0.26523557
0.5701	0.230053612	0.500243304	0.273442219
0.5801	0.235849144	0.507098607	0.281721516
0.5901	0.241634325	0.513883826	0.290071411
0.6001	0.247407024	0.520599453	0.298489899
0.6101	0.253165213	0.527246001	0.306975022
0.6201	0.258906965	0.533824003	0.315524871
0.6301	0.26463045	0.540334006	0.324137581
0.6401	0.270333934	0.546776577	0.332811335
0.6501	0.276015775	0.553152294	0.34154436
0.6601	0.281674423	0.559461748	0.350334929
0.6701	0.287308411	0.565705544	0.359181358
0.6801	0.292916359	0.571884294	0.368082007
0.6901	0.29849697	0.577998622	0.377035281
0.7001	0.304049023	0.584049158	0.386039624
0.7101	0.309571373	0.59003654	0.395093523
0.7201	0.315062951	0.595961411	0.404195505
0.7301	0.320522757	0.601824421	0.413344138
0.7401	0.325949857	0.607626221	0.422538029
0.7501	0.331343386	0.613367468	0.431775821
0.7601	0.336702541	0.619048819	0.441056198
0.7701	0.342026576	0.624670936	0.450377877
0.7801	0.347314807	0.630234478	0.459739614
0.7901	0.352566603	0.635740107	0.469140198
0.8001	0.357781387	0.641188485	0.478578454
0.8101	0.362958633	0.646580272	0.488053237
0.8201	0.368097862	0.651916126	0.497563438
0.8301	0.373198645	0.657196705	0.507107978
0.8401	0.378260592	0.662422663	0.516685809
0.8501	0.38328336	0.667594653	0.526295915
0.8601	0.388266645	0.672713322	0.535937306
0.8701	0.393210179	0.677779317	0.545609024
0.8801	0.398113734	0.682793279	0.555310137
0.8901	0.402977116	0.687755845	0.56503974
0.9001	0.407800161	0.692667648	0.574796954
0.9101	0.412582742	0.697529317	0.584580929

0.9201	0.417324756	0.702341473	0.594390835
0.9301	0.422026132	0.707104736	0.604225871
0.9401	0.426686825	0.711819717	0.614085255
0.9501	0.431306815	0.716487025	0.623968231
0.9601	0.435886106	0.72110726	0.633874065
0.9701	0.440424726	0.725681017	0.643802043
0.9801	0.444922721	0.730208887	0.653751475
0.9901	0.449380162	0.734691453	0.663721688
1.0001	0.453797136	0.739129292	0.67371203
1.0101	0.458173748	0.743522975	0.68372187
1.0201	0.46251012	0.747873067	0.693750593
1.0301	0.466806393	0.752180125	0.703797605
1.0401	0.471062718	0.756444703	0.713862327
1.0501	0.475279263	0.760667344	0.723944198
1.0601	0.47945621	0.764848588	0.734042674
1.0701	0.48359375	0.768988968	0.744157227
1.0801	0.487692087	0.773089007	0.754287344
1.0901	0.491751437	0.777149227	0.764432528
1.1001	0.495772025	0.781170138	0.774592296
1.1101	0.499754084	0.785152248	0.78476618
1.1201	0.503697858	0.789096055	0.794953726
1.1301	0.507603596	0.793002052	0.805154491
1.1401	0.511471556	0.796870726	0.815368049
1.1501	0.515302004	0.800702557	0.825593983
1.1601	0.51909521	0.804498018	0.835831891
1.1701	0.522851449	0.808257576	0.84608138
1.1801	0.526571005	0.811981691	0.856342072
1.1901	0.530254163	0.815670818	0.866613597
1.2001	0.533901214	0.819325406	0.876895598
1.2101	0.537512451	0.822945895	0.887187727
1.2201	0.541088174	0.826532723	0.897489648
1.2301	0.544628682	0.830086317	0.907801033
1.2401	0.548134278	0.833607102	0.918121566
1.2501	0.55160527	0.837095496	0.928450936
1.2601	0.555041964	0.840551909	0.938788847
1.2701	0.55844467	0.843976748	0.949135006
1.2801	0.561813699	0.847370412	0.959489132
1.2901	0.565149362	0.850733297	0.969850951
1.3001	0.568451973	0.854065789	0.980220199
1.3101	0.571721845	0.857368273	0.990596615
1.3201	0.574959291	0.860641125	1.000979952
1.3301	0.578164626	0.863884718	1.011369964
1.3401	0.581338163	0.867099417	1.021766417
1.3501	0.584480217	0.870285585	1.03216908
1.3601	0.5875911	0.873443577	1.042577733
1.3701	0.590671125	0.876573743	1.052992157
1.3801	0.593720603	0.879676429	1.063412145
1.3901	0.596739847	0.882751976	1.073837491
1.4001	0.599729165	0.88580072	1.084267999
1.4101	0.602688867	0.88882299	1.094703477
1.4201	0.60561926	0.891819114	1.105143737
1.4301	0.60852065	0.89478941	1.115588598

1.4401	0.611393342	0.897734197	1.126037886
1.4501	0.614237638	0.900653786	1.136491429
1.4601	0.617053839	0.903548483	1.146949061
1.4701	0.619842245	0.906418591	1.157410622
1.4801	0.622603154	0.909264409	1.167875954
1.4901	0.62533686	0.91208623	1.178344907
1.5001	0.628043657	0.914884343	1.188817332
1.5101	0.630723837	0.917659034	1.199293086
1.5201	0.633377689	0.920410584	1.209772031
1.5301	0.6360055	0.92313927	1.22025403
1.5401	0.638607554	0.925845364	1.230738954
1.5501	0.641184133	0.928529136	1.241226673
1.5601	0.643735519	0.93119085	1.251717065
1.5701	0.646261989	0.933830767	1.26221001

Ek 2: Matlab Programı

Matlab programı arayüzü:



Ana Program: NPS.m

```

function [x]=NPS(x,tol)
format long g
%Newton-Raphson metodu
%y=(1./sqrt(1-x)).*(atan(sqrt(x./(1-x))))-1
%dy=diff(y)
%dy=1/2/(1-x)^(3/2)*atan((x/(1-x))^(1/2))+1/2/(1-x)^(1/2)/(x/(1-x))^(1/2)*(1/(1-x)+x/(1-x)^2)/(1+x/(1-x))

n=length(0.0001:0.01:1.5);
T= zeros(n,4);
i=1;
while i<n
    for V=0.0001:0.01:1.5
        dongu_adeti=0;
        while abs((1./sqrt(1-x)).*(atan(sqrt(x./(1-x))))-V)>tol
            x=x-(((1./sqrt(1-x)).*(atan(sqrt(x./(1-x))))-V)./(1/2/(1-x)^(3/2)*atan((x/(1-x))^(1/2))+1/2/(1-x)^(1/2)/(x/(1-x))^(1/2)*(1/(1-x)+x/(1-x)^2)/(1+x/(1-x))));
            dongu_adeti=dongu_adeti+1;
        end
        T(i,1)=V;
        T(i,2)=x ;           % alfa
        T(i,3)=V.*sqrt(1-x); % zeta
        T(i,4)=V.*sqrt(x);   %eta
        i=i+1;
    end
end
end
A=real(T(:,1));
B=real(T(:,2));
C=real(T(:,3));
D=real(T(:,4));

hucre=cell(2,4);

```

```

cell_1_1=['NF'];
cell_1_2=['alfa'];
cell_1_3=['zeta'];
cell_1_4=['eta'];
cell_2_1=A;
cell_2_2=B;
cell_2_3=C;
cell_2_4=D;

```

```

hucre={cell_1_1 cell_1_2 cell_1_3 cell_1_4; cell_2_1 cell_2_2 cell_2_3 cell_2_4}
normalize_frekans=A
alfa=B
zeta=C
eta=D

```

```

tutamaclar.fig=figure('units','centimeters','name','normalize frekans ile normalize propagasyon
sabitinin degisimi ','numbertitle','off','menubar','none','position',[1 1 25 18],'tag','fig');

```

```

%-----
%listeler olusturuluyor
tutamaclar.listbox1=uicontrol('style','listbox','units','centimeters','position',[0.1 9 5 2],...
    'string',hucre(:,1),'tag','listbox1')

```

```

tutamaclar.listbox2=uicontrol('style','listbox','units','centimeters','position',[5.1 9 5 2],...
    'string',hucre(:,2),'tag','listbox2')

```

```

tutamaclar.listbox3=uicontrol('style','listbox','units','centimeters','position',[10.1 9 5 2],...
    'string',hucre(:,3),'tag','listbox3')

```

```

tutamaclar.listbox4=uicontrol('style','listbox','units','centimeters','position',[15.1 9 5 2],...
    'string',hucre(:,4),'tag','listbox4')

```

```

%-----
%kirilma indisleri ve a genislik girisi
tutamaclar.textn1=uicontrol('style','text','units','centimeters','position',[0.1 15.6 2 1],...
    'string','nI giriniz','BackgroundColor',[0.8 0.8 0.8],'tag','textn1')

```

```
tutamaclar.textn2=icontrol('style','text','units','centimeters','position',[0.1 14.6 2 1],...
    'string','nII giriniz','BackgroundColor',[0.8 0.8 0.8],'tag','textn2')
```

```
tutamaclar.texta=icontrol('style','text','units','centimeters','position',[0.1 13.6 2 1],...
    'string','a giriniz (Angstrom)','BackgroundColor',[0.8 0.8 0.8],'tag','texta')
```

```
tutamaclar.textlmd=icontrol('style','text','units','centimeters','position',[0.1 16.6 2 1],...
    'string','dalgaboyu (mikrometre)','BackgroundColor',[0.8 0.8 0.8],'tag','textn1')
```

```
tutamaclar.lmd_giris=icontrol('style','edit','units','centimeters','BackgroundColor',[1 1
1], 'string','', 'position',[2.1 17 2 0.5],'tag','nI_giris')
```

```
tutamaclar.nI_giris=icontrol('style','edit','units','centimeters','BackgroundColor',[1 1 1],
    'string','', 'position',[2.1 16 2 0.5],'tag','nI_giris')
```

```
tutamaclar.nII_giris=icontrol('style','edit','units','centimeters','BackgroundColor',[1 1
1], 'string','', 'position',[2.1 15 2 0.5],'tag','nII_giris')
```

```
tutamaclar.a_giris=icontrol('style','edit','units','centimeters','BackgroundColor',[1 1
1], 'string','', 'position',[2.1 14 2 0.5],'tag','a_giris')
```

```
tutamaclar.hesapla=icontrol('style','pushbutton','units','centimeters','position',[4.1 17 4
0.5], 'string','hesapla(a,nI,nII ye gore)', 'callback', @hesapla2, 'tag','hesapla')
```

```
%-----
```

```
%girilen NF degerine gore sonuclar cikariliyor
```

```
tutamaclar.text1=icontrol('style','text','units','centimeters','position',[0.1 12.7 2 1],...
    'string','normalize frekansi giriniz','BackgroundColor',[0.8 0.8 0.8],'tag','text1')
```

```
tutamaclar.NFgiris=icontrol('style','edit','units','centimeters','BackgroundColor',[1 1
1], 'string','', 'position',[2.1 13 2 0.5],'tag','NFgiris')
```

```
tutamaclar.hesapla=icontrol('style','pushbutton','units','centimeters','position',[4.1 13 4
0.5], 'string','hesapla(NF ye gore)', 'callback', @hesapla, 'tag','hesapla')
```

```

%-----
%grafikler cizdiriliyor
tutamaclar.cizdir_alfa=icontrol('style','checkbox','units','centimeters','position',[2.1 11 2
1],'string','V&alpha','tag','cizdir_alfa','BackgroundColor',[0.8 0.8 0.8], 'callback',@cizdir_alfa)

tutamaclar.cizdir_zeta=icontrol('style','checkbox','units','centimeters','position',[4.1 11 2
1],'string','V&Zeta','tag','cizdir_zeta','BackgroundColor',[0.8 0.8 0.8], 'callback',@cizdir_zeta)

tutamaclar.cizdir_eta=icontrol('style','checkbox','units','centimeters','position',[6.1 11 2
1],'string','V&Eta','tag','cizdir_eta','BackgroundColor',[0.8 0.8 0.8], 'callback',@cizdir_eta)
guidata(tutamaclar.fig,tutamaclar)

%-----
tutamaclar.Word_file=icontrol('style','pushbutton','units','centimeters','position',[20.1 10 2
1],'string','Word e aktar','callback',@dosyaaktarWord,'tag','Word_file')
tutamaclar.Excel_file=icontrol('style','pushbutton','units','centimeters','position',[20.1 9 2
1],'string','Excel e aktar','callback',@dosyaaktarExcel,'tag','Excel_file')

```

Alt Program 1

Hesapla2.m: Kırılma indisleri, aktif bölge genişliği ve dalga boyuna göre NF, α , ζ , ve η değerlerini hesaplar

```

function [x]=hesapla2(tutamac,x,tol)
format long g
tutamaclar=guidata(tutamac)
%girilen aktif bolge genisligi,kirilma indisi ve dalga boyuna gore NPS, zeta ve eta degerleri
nI=str2num(get(tutamaclar.nI_giris,'string'))
nII=str2num(get(tutamaclar.nII_giris,'string'))
a=str2num(get(tutamaclar.a_giris,'string'))*10^-10
lmd=str2num(get(tutamaclar.lmd_giris,'string'))*10^-6
V=(2.*pi./lmd).*a.*sqrt(nII^2-nI^2)
%-----
tol=0.000000000001;
x=0.5;

```

```

dongu_adeti=0;
while abs((1./sqrt(1-x)).*(atan(sqrt(x./(1-x))))-V)>tol
    x=x-(((1./sqrt(1-x)).*(atan(sqrt(x./(1-x))))-V)/(1/2/(1-x)^(3/2)*atan((x/(1-x))^(1/2))+1/2/(1-x)^(1/2)/(x/(1-x))^(1/2)*(1/(1-x)+x/(1-x)^2)/(1+x/(1-x))));
    dongu_adeti=dongu_adeti+1;
end
a=x;
zeta=V.*sqrt(1-a);
eta=V.*sqrt(a);
hucre=cell(1,4);
cell_1_1=V;
cell_1_2=x;
cell_1_3=zeta;
cell_1_4=eta
hucre={cell_1_1 cell_1_2 cell_1_3 cell_1_4}
V2=real(sqrt(zeta^2+eta^2))
%-----
tutamaclar.text1=uicontrol('style','text','units','centimeters','position',[8 16.5 4 0.5],...
    'string','NF','BackgroundColor',[0.8 0.8 0.8],'tag','text1')
tutamaclar.text2=uicontrol('style','text','units','centimeters','position',[12 16.5 4 0.5],...
    'string','alfa','BackgroundColor',[0.8 0.8 0.8],'tag','text2')
tutamaclar.text3=uicontrol('style','text','units','centimeters','position',[16 16.5 4 0.5],...
    'string','zeta','BackgroundColor',[0.8 0.8 0.8],'tag','text3')
tutamaclar.text4=uicontrol('style','text','units','centimeters','position',[20 16.5 4 0.5],...
    'string','eta','BackgroundColor',[0.8 0.8 0.8],'tag','text4')
tutamaclar.NF_sonuc2=uicontrol('style','listbox','units','centimeters','position',[8 16 4 0.5],
    'string',hucre(:,1),'tag','NF_sonuc2')
tutamaclar.alfa_sonuc2=uicontrol('style','listbox','units','centimeters','position',[12 16 4 0.5],
    'string',hucre(:,2),'tag','alfa_sonuc2')
tutamaclar.zeta_sonuc2=uicontrol('style','listbox','units','centimeters','position',[16 16 4 0.5],
    'string',hucre(:,3),'tag','zeta_sonuc2')
tutamaclar.eta_sonuc2=uicontrol('style','listbox','units','centimeters','position',[20 16 4 0.5],
    'string',hucre(:,4),'tag','eta_sonuc2')

```

Alt Program 2

Hesapla.m: NF'a göre α , ζ , ve η değerlerini hesaplar

```
function [x]=hesapla(tutamac,x,tol)
%girilen normalize frekansa gore NPS, zeta ve eta degerleri
format long g

tutamaclar=guidata(tutamac)
V=str2num(get(tutamaclar.NFgiris,'string')) %NF girisi
tol=0.000000000001;
x=0.5;

dongu_adeti=0;
while abs((1./sqrt(1-x)).*(atan(sqrt(x./(1-x))))-V)>tol
    x=x-(((1./sqrt(1-x)).*(atan(sqrt(x./(1-x))))-V)./(1/2/(1-x)^(3/2)*atan((x/(1-x))^(1/2))+1/2/(1-x)^(1/2)/(x/(1-x))^(1/2)*(1/(1-x)+x/(1-x)^2)/(1+x/(1-x))));
    dongu_adeti=dongu_adeti+1;
end
a=x;
zeta=V.*sqrt(1-a);
eta=V.*sqrt(a);
hucre=cell(1,3);
cell_1_1=x;
cell_1_2=zeta;
cell_1_3=eta;
hucre={cell_1_1 cell_1_2 cell_1_3}

tutamaclar.text2=uicontrol('style','text','units','centimeters','position',[8 13.5 4 0.5],...
    'string','alpha','BackgroundColor',[0.8 0.8 0.8],'tag','text2')
tutamaclar.text3=uicontrol('style','text','units','centimeters','position',[12 13.5 4 0.5],...
    'string','zeta','BackgroundColor',[0.8 0.8 0.8],'tag','text3')
tutamaclar.text4=uicontrol('style','text','units','centimeters','position',[16 13.5 4 0.5],...
    'string','eta','BackgroundColor',[0.8 0.8 0.8],'tag','text4')
```

```
tutamaclar.alfa_sonuc=uicontrol('style','listbox','units','centimeters','position',[8 13 4 0.5],
'string',hucre(:,1),'tag','alfa_sonuc')
tutamaclar.zeta_sonuc=uicontrol('style','listbox','units','centimeters','position',[12 13 4 0.5],
'string',hucre(:,2),'tag','eta_sonuc')
tutamaclar.eta_sonuc=uicontrol('style','listbox','units','centimeters','position',[16 13 4 0.5],
'string',hucre(:,3),'tag','eta_sonuc')
```

Alt Program 3

cizdir_alfa.m: NF’ a göre α ’ nın değişim grafiği

```
function cizdir_alfa(tutamac,bos_dizi)
tutamaclar=guidata(tutamac)
if get(tutamaclar.cizdir_alfa,'value')==1
    tutamaclar.ax1=axes('units','centimeters','position',[2 3 3 3],'tag','ax1')
    a=0.0001:0.001:0.9999;V=(1./sqrt(1-a)).*(atan(sqrt(a./(1-a)))));plot(V,a);axis([0 1.5 0 1]);
    ylabel('\alpha')
    xlabel('V')
end
```

Alt Program 4

cizdir_zeta.m: NF’ a göre ζ ’ nın değişim grafiği

```
function cizdir_zeta(tutamac,bos_dizi)
tutamaclar=guidata(tutamac)
if get(tutamaclar.cizdir_zeta,'value')==1
    tutamaclar.ax2=axes('units','centimeters','position',[8 3 3 3],'tag','ax2')
    a=0.0001:0.001:0.9999;V=(1./sqrt(1-a)).*(atan(sqrt(a./(1-a)))));zeta=V.*sqrt(1-
a);plot(V,zeta);axis([0 1.5 0 1]);
    ylabel('\zeta')
    xlabel('V')
end
```

Alt Program5

cizdir_eta.m: NF’ a göre η ’ nın değişim grafiği

```

function cizdir_eta(tutamac,bos_dizi)
tutamaclar=guidata(tutamac)
if get(tutamaclar.cizdir_eta,'value')==1
    tutamaclar.ax3=axes('units','centimeters','position',[14 3 3 3],'tag','ax3')
    a=0.0001:0.001:0.9999;V=(1./sqrt(1-a)).*(atan(sqrt(a./(1-
a)))));eta=V.*sqrt(a);plot(V,eta);axis([0 1.5 0 1]);
    ylabel('\eta')
    xlabel('V')
end

```

Alt Program 6

dosyaaktarword.m: Word ortamına NF, α , ζ , ve η değerlerinin word ortamına aktarımı

```

function dosyaaktarWord(x,tol)
format long g
tol=0.0000000000001;
x=0.5;
n=length(0.0001:0.01:1.5);
T= zeros(n,4);
i=1;
while i<n
    for V=0.0001:0.01:1.5
        dongu_adeti=0;
        while abs((1./sqrt(1-x)).*(atan(sqrt(x./(1-x))))-V)>tol
            x=x-(((1./sqrt(1-x)).*(atan(sqrt(x./(1-x))))-V)./(1/2/(1-x)^(3/2)*atan((x/(1-
x))^(1/2))+1/2/(1-x)^(1/2)/(x/(1-x))^(1/2)*(1/(1-x)+x/(1-x)^2)/(1+x/(1-x)))));
            dongu_adeti=dongu_adeti+1;
        end
        T(i,1)=V;
        T(i,2)=x ; % alfa
        T(i,3)=V.*sqrt(1-x); % zeta
        T(i,4)=V.*sqrt(x); %eta
        i=i+1;
    end
end

```



```

        end
    end
    T;
    TT=real(T);
    A=real(T(:,1));
    B=real(T(:,2));
    C=real(T(:,3));
    D=real(T(:,4));
    data=[A B C D]
    NF='NF      '
    Alfa='Alfa  '
    Zeta='Zeta   '
    Eta='Eta    '
    baslik=[NF Alfa Zeta Eta]
    dosya_no=fopen('tablo.doc','w+')
    fprintf(dosya_no,'%s\t%s\t%s\t%s\n%4.3f\t%9.8f\t%9.8f\t%9.8f\n',NF,Alfa,Zeta,Eta,data)
    fclose(dosya_no)

```

Alt Program 7

dosyaaktarexcel.m: Excel ortamına NF, α , ζ , ve η değerlerinin aktarımı

```

function [x]=dosyaaktarExcel(x,tol)
tol=0.0000000000001;
x=0.5;
format long g
n=length(0.0001:0.01:1.5);
T= zeros(n,4);
i=1;
while i<n
    for V=0.0001:0.01:1.5
        dongu_adeti=0;
        while abs(((1./sqrt(1-x)).*(atan(sqrt(x./(1-x))))-V)>tol
            x=x-(((1./sqrt(1-x)).*(atan(sqrt(x./(1-x))))-V)./(1/2/(1-x)^(3/2)*atan((x/(1-x))^(1/2))+1/2/(1-x)^(1/2)/(x/(1-x))^(1/2)*(1/(1-x)+x/(1-x)^2)/(1+x/(1-x)))));

```

```

        dongu_adeti=dongu_adeti+1;
        end
    T(i,1)=V;
    T(i,2)=x ;% alfa
    T(i,3)=V.*sqrt(1-x); % zeta
    T(i,4)=V.*sqrt(x); %nu
        i=i+1;
        end
    end
T;
TT=real(T);
A=real(T(:,1));
B=real(T(:,2));
C=real(T(:,3));
D=real(T(:,4));
E=real(T(:,5));
F=real(T(:,6));
data=[A';B';C';D'];
NF='NF      '
Alfa='Alfa  '
Zeta='Zeta  '
Eta='Eta    '
baslik=[NF Alfa Zeta Eta]
dosya_no=fopen('tablo.xls','w+')
fprintf(dosya_no,'%s\t%s\t%s\t%s\n%4.3f\t%9.8f\t%9.8f\t%9.8f\n',NF,Alfa,Zeta,Eta,data)
fclose(dosya_no)

```

ÖZGEÇMİŞ

Adı, soyadı: Özgür Önder KARAKILINÇ

Ana adı: Kamile

Baba adı: Mustafa

Doğum yeri ve tarihi: Denizli, 05.10.1977

Lisans eğitimi ve mezuniyet tarihi: Yıldız Teknik Üniversitesi

Elektronik ve Haberleşme Mühendisliği, 1999

Çalıştığı yer: Pamukkale Üniversitesi Elektrik-Elektronik Mühendisliği Bölümü

Bildiği yabancı dil, aldığı belgeler: İngilizce, ÜDS 80

Mesleki etkinlikleri:

1. Temiz, M., Karakılınç, Ö.Ö., “A Novel Procedure and Parameters for Design of Symmetric Quantum Wells in Terms of Normalised Propagation Constant as a Model α in the Single Mode” , Hava Harp Okulu, Havacılık ve Uzay Teknolojileri Enstitüsü, Cilt 1, Sayı 2, Sayfa 73-81, 2003.
2. Temiz, M., Karakılınç, Ö.Ö."Yarıiletken Kuantum Çukurunda Elementer Modlarda Temel Parametreler ve Bazı Normalize Frekanslarda Enerji Özdeğer Noktaları",Hava Harp Okulu, Havacılık ve Uzay Teknolojileri Enstitüsü,Cilt 1, Sayı 4, Sayfa 61-73, 2004.
3. Karakılınç, Ö.Ö.,Temiz, M."Yarıiletken Planar Çift Farklı Yapılı Lazerlerde Elektrik Alan Parametrelerine Göre Temel Tasarım Düşüncesi ve Hesaplama Prosedürü",URSI-Türkiye'2004, Bilkent-Ankara.
4. M. Temiz, Ö. Ö. Karakılınç, A. Ükte, H. Şentürk, “An Approach To Power Ratios And Probabilities And Interpretations Of These Quantities In Rectangular Quantum Wells”, Pamukkale Üniversitesi, Mühendislik Bilimleri Dergisi (Yayımlanacak)

5. Çetin, E. ve Karakılınç, Ö. Ö., "Fotovoltaik Pannelle Beslenen GSM 1800 Baz İstasyonu Sistemi", Elektrokent Perpa Dergisi, Sayı:114, Ekim 2004.
6. Ulusal Optik, Elektro-Optik ve Fotonik Çalışma Toplantısı, Aralık 2004, Sabancı Üniversitesi (Dinleyici)
7. Motorola GSM 900 Baz İstasyonu Bakımı ve İşletimi Kursu, Motorola-İstanbul, 01.08.1999
8. Netaş Keban DC Güç Kaynağı Bakımı Kursu, Netaş-İstanbul, 01.09.1999
9. GPRS İmplementasyonu Kursu, Motorola –İstanbul, 01.09.2000