

T.C.
KİLİS 7 ARALIK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

YÜKSEK LİSANS TEZİ

**AZ MİKTARDA AZOT EKLENMİŞ UZUN DALGABOYLU YÜZEY
IŞIMASI YAPAN LAZER YAPILAR**

Mehmet BABAÖĞLU

FİZİK ANABİLİM DALI

**KİLİS
2011**

T.C.
KİLİS 7 ARALIK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

YÜKSEK LİSANS TEZİ

**AZ MİKTARDA AZOT EKLENMİŞ UZUN DALGABOYLU YÜZEY
IŞIMASI YAPAN LAZER YAPILAR**

Mehmet BABAÖĞLU

FİZİK ANABİLİM DALI

Danışman: Yrd. Doç. Dr. Murat ODUNCUOĞLU

**KİLİS
2011**

Her hakkı saklıdır.

TEZ ONAYI

Yrd. Doç. Dr. Murat ODUNCUOĞLU danışmalığında, Mehmet BABAOĞLU tarafından hazırlanan “Az Miktarda Azot Eklenmiş Uzun Dalgaboylu Yüzey Işınması Yapan Lazer Yapılar” adlı tez çalışması 29/02/2011 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından oy birliği ile Kilis 7 Aralık Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü **Fizik Anabilim Dalı**’nda **YÜKSEK LİSANS TEZİ** olarak kabul edilmiştir.

Jüri Üyeleri	Ünvanı, Adı Soyadı (Kurumu)	İmza
Başkan	Doç. Dr. Okan ÖZER Gaziantep Üniversitesi	
Üye	Yrd. Doç. Dr. Şükrü ÇAKMAKTEPE Kilis 7 Aralık Üniversitesi	
Üye	Yrd. Doç. Murat ODUNCUOĞLU Kilis 7 Aralık Üniversitesi	

Bu tezin kabulü, Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulunun/...../2011 tarih ve/..... sayılı kararı ile onaylanmıştır.

Tez No:.....

Doç. Dr. Ahmet ÇAKIR
Enstitü Müdürü

ÖZET

Yüksek Lisans Tezi

AZ MİKTARDA AZOT EKLENMİŞ UZUN DALGABOYLU YÜZEY IŞIMASI YAPAN YAPILAR

Mehmet BABAOĞLU

Kilis 7 Aralık Üniversitesi

Fen Bilimleri Enstitüsü

Fizik Anabilim Dalı

Danışman: Yrd. Doç. Dr. Murat ODUNCUOĞLU

Yıl: 2011

Sayfa: 55

Bu çalışmada, az miktarda azot eklenmiş uzun dalgaboylu GaInNAs/GaAs ve GaInNAsSb/GaAs dikey kavite yüzey ışması yapan (Vertical Cavity Surface Emitting Laser - VCSEL) aygıtlar araştırıldı. Azot eklenmiş GaInAs ve GaInAsSb alaşımların materyal parametreleri hesaplandı ve bu parametrelere azot oranlarının etkileri incelendi. Farklı tabaka sayılarına sahip alt ve üst Bragg yansıtıcıları (DBR) ile aktif bölgelerinde GaInNAs(Sb) bulunan yüzeyden yayımlı bir yarıiletken lazer sistemi dizayn edildi ve tabaka sayısının aygıt parametrelerine etkileri incelendi. İdeal çalışma parametrelerini belirlemek için bant aralığı ve tabaka sayıları hesaplamaları yapıldı.

Anahtar Sözcükler: Optoelektronik, optik haberleşme, kavite, VCSEL, lazer, DBR.

ABSTRACT

MSc. Thesis

INVESTIGATION OF DILUTE NITRIDES FOR LONG WAVELENGTH SURFACE EMITTING SEMICONDUCTOR LASERS

Mehmet BABAOĞLU

Kilis 7 Aralık University

Graduate School of Natural and Applied Sciences

Department of Physics

Advisor: Assist. Prof. Dr. Murat ODUNCUOĞLU

Year: 2011

Page: 55

In this study, the dilute nitride GaInNAs/GaAs and GaInNAsSb/GaAs quantum wells systems were investigated for Vertical Cavity Surface Emitting Lasers (VCSEL). The effects of adding nitrogen on material parameters of GaInAs and GaInAsSb were studied. The effects of changing periods on top and bottom Distributed Bragg Reflectors (DBRs) were designed and the reflectivity spectrum were investigated. In order to obtain the optimum operation conditions, we carried out the bandgap calculations at different conditions.

Keywords : Optoelectronic, optical communication, cavity, VCSEL, laser, DBR.

TEŞEKKÜR

Bu tez çalışmasının konusunun belirlenmesinde, çalışmalarında ve yazımı esnasında yardım, öneri ve desteğini gördüğüm Yrd. Doç. Dr. Murat ODUNCUOĞLU'na,

Ayrıca tez çalışmalarım sırasında bir yıl boyunca tez danışmanım olan ve çalışmalarına katkıda bulunan Prof. Dr. Abdulkadir YILDIZ'a,

Çalışmalarım sırasında yardımlarını esirgemeyen Fizik Bölümü Öğretim Üyelerine,

Ayrıca bütün hayatımda olduğu gibi çalışmalarım sırasında da yanımda olan ve desteklerini esirgemeyen AİLEME özellikle annem Binnaz BABAOĞLU'na teşekkür ederim.

Mehmet BABAOĞLU

Kilis, Mart 2011

İÇERİK

ÖZET.....	iv
ABSTRACT.....	v
TEŞEKKÜR.....	vi
İÇERİK.....	vii
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	ix
TABLO DİZİNİ.....	xi
SİMGE VE KISALTMALAR DİZİNİ.....	xii
1. GİRİŞ.....	1
2. MATERYAL VE METOT.....	4
2.1. Lazerlerin Çalışma Prensipleri Ve Azot Eklenmiş Yapılar.....	4
2.2. Lazerlerin Çalışma Prensipleri.....	4
2.3. Absorpsiyon, Kendiliğinden Ve Uyarılmış Salınım.....	6
2.4. Popülasyonun Terslenmesi.....	7
2.5. Optik Geri Besleme.....	8
2.6. Düşük Boyutlu Yapılar ve Lazer Uygulamaları.....	10
2.7. Kuantum Kuyu Sistemleri.....	11
2.8. Az Miktarda Azot Eklenen Kuantum Kuyu Yapıların Özellikleri.....	13
2.9. Materyal Parametrelerinin Hesaplanması.....	13
2.10. Band Yapısının Belirlenmesi.....	17

2.11. Sonuç ve Tartışma.....	21
3. BULGULAR VE TARTIŞMA	23
3.1. Dikey Kaviteli Yüzey Işımisi Yapan Lazerler (VCSEL).....	23
3.2. VCSEL'in Yapısı	23
3.3. Yansıtma Parametresinin Hesaplanması	30
3.4. Çok Tabakalı Sistemler İçin Yansıtma Spektrumu Hesaplanması.....	30
3.5. Geçiş Yüzeylerinde Yansıma ve Geçirgenlik Katsayıları.....	31
3.6. Çok Katmanlı Yapılar	34
3.7. VCSEL Aktif Bölgesi.....	39
3.8. Lazer Yansıtma Spektrumu.....	40
3.9. Etkin Bant Aralığı ve Kavite Dalgaboyunun Sıcaklığa Bağlılığı	44
4. SONUÇ VE ÖNERİLER.....	47
5. KAYNAKÇA.....	48
EK A	52

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 2.1 Genel bir lazer kavite düzeneği şematik gösterimi.	5
Şekil 2.2 İki enerji seviyeli bir atomik sistemde elektron-foton etkileşimi (a) foton soğurma (b) kendiliğinden (doğal) salınım, ve (c) uyarılmış ışımaya (salınım) göstermektedir. E_1 , E_2 ve $E_2 > E_1$ enerji seviyelerini ve N_1 ve N_2 de elektron popülasyonunu göstermektedir.	6
Şekil 2.3 Fabry - Parot rezonatör şeması	8
Şekil 2.4 Lazerlerin optik çıkış eşik akım grafiği.	9
Şekil 2.5 Direk bant aralıklı bir yarıiletken; (a) soğurma ve (b) uyarılmış ışımaya süreçleri.....	10
Şekil 2.6 (a) E_{g1} ve E_{g2} band aralıklarına sahip iki farklı yarıiletkenden oluşmuş tek kuantum kuyusu yapının üç boyutta şematik gösterimi. L_z ve L_b sırasıyla kuyu ve engel genişliği, ΔE_{CV} ise sırasıyla iletkenlik, değerlik bandı süreksizliğidir. (b) Kuantum kuyusu içerisinde iletkenlik bandında E_{el} kuşatılmış elektronlar için ve değerlik bandında E_{hl} kuşatılmış boşluklar için kuantize olmuş enerji seviyelerini, ψ elektronun dalga fonksiyonunu göstermektedir. (c) x-y düzleminde dispersiyon eğrisi.	12
Şekil 2.7 Bazı yarıiletkenlere ait enerji örgü sabiti şeması.	14
Şekil 2.8 Azot eklenmiş yapıların interpolasyon metodu kullanılarak hesaplanan örgü sabitlerinin azot miktarına bağlı değişimi.	18
Şekil 2.9 GaInNAs (In 35% oranında) dörtlü alaşımda düşük ve yüksek iletkenlik kuantize seviyeleri sonuçları.	19
Şekil 2.10 Azot eklenmiş yapının hesaplanan dağılım fonksiyonunun dörtlü alaşım GaInNAs için $E_-(k)$ ve $E_+(k)$ enerji seviyeleri.	20
Şekil 2.11 Hesaplanan elektronun etkin kütlelerinin azot oranına bağlı değişimi (a) GaInNAs/GaAs	21

Şekil 3.1 (a) Kenar ışması yapan ve (b) dikey kaviteli yüzey ışması yapan lazerin şematik gösterimi. (Interconnecting the World with Giga Bit) sayfasından alınmıştır. .24	24
Şekil 3.2 Kenar ışması yapan ve dikey kaviteli yüzey ışması yapan lazerlerin karşılaştırılması.26	26
Şekil 3.3 GaAs/AlAs ve AlGaAs/GaAs DBR aynalar için yansıtma katsayısını katman sayısına (N) bağımlılığını gösteren şema.27	27
Şekil 3.4 DBR aynalarına sahip yüzey ışması yapan bir lazerin şematik gösterimi.....28	28
Şekil 3.5 Optik fiberler için dört dalgaboyu aralığı(History of Fiber).....29	29
Şekil 3.6 Geçiş Yüzeylerinde yansıma.....32	32
Şekil 3.7 Çok katmanlı bir yapının şematik gösterimi.....34	34
Şekil 3.8 GaAs/AlAs DBR aynalar için hesaplanan yansıtma katsayısının dalgaboyuna bağımlılığı.38	38
Şekil 3.9 Tipik bir VCSEL yapısının şematik görünümü.39	39
Şekil 3.10 GaInNAs ve GaInNAsSb dörtlü ve beşli alaşımlar için hesaplanan azot miktarının kırılma indisine etkisi.40	40
Şekil 3.11 GaInNAs aktif bölgesi VCSELin şematik gösterimi.41	41
Şekil 3.12 GaInNAs/GaAs VCSEL yapı için hesaplanan yansıtma spektrumu. Üst DBR ayna sayısının artmasının yansıtma bandına ve kavite moduna etkisi görülmektedir. ...42	42
Şekil 3.13 GaInNAsSb/GaAs VCSEL yapı için hesaplanan yansıtma spektrumu. Üst DBR ayna sayısının artmasının yüksek yansıtma bandına ve kavite moduna etkisi görülmektedir.43	43
Şekil 3.14 $Ga_{0.65}In_{0.35}N_yAs_{1-y}$ alaşımının teorik olarak bulunan geçiş enerji değerlerinin azot oranına bağlı olarak ve sıcaklığa bağlı değişimi ($L_z=60$ nm).....45	45
Şekil 3.15 1.3 μ m uzun dalgaboylu 11 tabaka GaInNAs/GaAs aktif bölgesi 6 üst ve 20.5 alt DBR aynalı sistemin yansıtma spektrumu.46	46

TABLO DİZİNİ

Tablo 2.1 İkili Materyal parametreleri (Vurgaftman I, 2001)(Vurgaftman, 2003).....	16
Tablo 2.2 Zıt Geçiş Bant Modeli Parametreleri (Köksal K, 2009).....	20
Tablo 3.1 Farklı dalgaboylarında kırılma indisleri (Ref:(Batop Web Sayfası)).....	29
Tablo 3.2 Lazer dizaynında kullanılan parametereler.....	46

SİMGE VE KISALTMALAR DİZİNİ

Simgeler

\hbar	Planck Sabiti
k_B	Boltzmann Sabiti
c	Işık hızı
e	Elektrik yükü
m	Serbest elektron kütlesi
m_e	Etkin elektron kütlesi
m_h	Etkin boşluk kütlesi
ℓ	Kuantize enerji seviyelerini göstermek için kullanılmış 1, 2, değerlerini alan alt indis
L_Z	Kuyu genişliği
L_B	Engel genişliği
ΔE_C	İletkenlik bandı süreksizliği
ΔE_V	Valans bandı süreksizliği
k_x	x doğrultusundaki dalga vektörü
k_y	y doğrultusundaki dalga vektörü
k_z	z doğrultusundaki dalga vektörü
E_g	Bant aralığı
g_{3D}	Üç boyuttaki durum yoğunluğu
g_{2D}	İki boyuttaki durum yoğunluğu
n_s	İki boyutta taşıyıcı yoğunluğu
T	Sıcaklık
N_C	İletkenlik bandındaki etkin seviye yoğunluğu
N_V	Valans bandındaki etkin seviye yoğunluğu
α	Soğurma katsayısı
P_{CV}	Bantlar arası momentum matrisi elemanı
δ	Dirac delta fonksiyonu
ω	Açısal frekans
ψ_k^e	Elektron için dalga fonksiyonu
ψ_k^h	Boşluk için dalga fonksiyonu
ψ_N^e	Kuantize bir seviyenin dalga fonksiyonu
T_e	Elektron sıcaklığı
T_L	Latis sıcaklığı
v	Sürüklenme hızı
t	Zaman
τ_m	Momentun relaksasyon zamanı
F	Elektrik alan
E	Enerji
E_0	Alan uygulanmadığı durumdaki enerji
τ_E	Enerji relaksasyon zamanı
μ	Mobilite

F_{th}	Sıcak elektron yaratmak için gereken eşik alanı
E_{Fp}	p tipi yarıiletkende Fermi seviyesi
E_{Fn}	n tipi yarıiletkende Fermi seviyesi
E_C	İletkenlik bandı kenarı
E_V	Valans bandı kenarı
R_{12}	İki seviyeli bir sistemde üst seviyeye geçiş oranı
N_1	İlk seviyedeki atom sayısı
N_2	İkinci seviyedeki atom sayısı
$\varphi(v)$	Işıma yoğunluğu
B_{12}	Soğurma için Einstein katsayısı
τ_{21}	Taşıyıcı ömrü
A_{21}	Doğal ışıma için Einstein katsayısı
R_{21}	İki seviyeli bir sistemde üst seviyeden alt seviyeye geçiş oranı
n_r	Ortamın etkin kırılma indisi
N_p	Foton yoğunluğu
g	Ortamın kazancı
P	Geçiş olasılığı
n_E	Foton kip yoğunluğu
u_E	Foton işgal olasılığı
f_n	Elektronlar için Fermi dağılım fonksiyonu
f_p	Boşluklar için Fermi dağılım fonksiyonu
r_{st}	Uyarılmış ışıma oranı
r_{abs}	Soğurma oranı
R	Yansıtma
n_{r2}	İkinci ortamın kırılma indisi
n_{r1}	Birinci ortamın kırılma indisi
d	Aktif bölge kalınlığı
d_m	Optik kipi yayıldığı kalınlık
J_{th}	Eşik akım yoğunluğu
J_0	Saydamlık akım yoğunluğu
L	Kavite uzunluğu
η	İç kuantum verimi
Γ	Sınırlama faktörü
J_{nom}	%100 kuantum verimi olduğu farz edilerek bulunan akım yoğunluğu
t_1	İlk ortamın geçirme katsayısı
t_2	İkinci ortamın geçirme katsayısı
r_1	İlk ortamın yansıma katsayısı
r_2	İkinci ortamın yansıma katsayısı
A	Kazanç genliği
F_0	Optik dalganın genliği
F_{trans}	Ortamdan geçen optik dalganın genliği
F_{ref}	Ortamda yansıyan optik dalganın genliği
p	Momentum
λ_0	Serbest uzaydaki dalgaboyu
n_s	Taşıyıcının kırılma indisi
n_0	Havanın kırılma indisi
I_1	Termiyonik emisyon
I_t	Tünelleme akımı

I_{de}	Elektron sürüklenme akımı
I_{dh}	Boşluk sürüklenme akımı
I_3	Sıcak boşlukların difüzyon akımı
δ	Faz farkı
θ	Geliş açısı
Y	İnce filmin karmaşık kırılma indisi
M	Geçiş matrisi
m_w	Kuyuyu malzemesini oluşturan yarıiletkende elektronun etkin kütlesi
m_b	Engeli oluşturan yarıiletkende elektronun etkin kütlesi
k_{ph}	Foton dalga vektörü
$ M_T $	Momentum matris elemanı
m_r	İndirgenmiş kütle
n	Kırılma indisi
ϵ_0	Boşluğun dielektrik sabiti
$g_{3D}(E)$	Külçe yapıda aktif bölgeye sahip olan yapıda kazanç
$g^{qw}(E)$	Kuantum kuyulu aktif bölgeye sahip olan yapıda kazanç
Δ	Spin yörünge bandı enerjisi
F_C	Elektron sanki-Fermi seviyesinin iletkenlik bandına uzaklığı
F_V	Boşluk sanki-Fermi seviyesinin valans bandına uzaklığı
n	Elektron konsantrasyonu
p	Boşluk konsantrasyonu
B	Doğal rekombinasyon katsayısı
M	Kuantum kuyusu sayısı
Δn	Sıcaklık başına kırılma indisindeki değişim
ΔE_n	İletkenlik bandındaki 1. ve 2. elektron alt bantları arasındaki fark
ΔE_p	Valans bandındaki 1. ve 2. ağır boşluk alt bantları arasındaki fark
E_{1n}	İlk elektron alt bandının enerjisi
E_{1p}	İlk ağır boşluk alt bandının enerjisi

1. GİRİŞ

İletişim ve haberleşme isteği insanlar için temel bir ihtiyaçtır ve bunu değişik zamanlarda çeşitli şekillerde yapmışlardır. Amerika'daki Kızılderililer birbirleri ile haberleşmek için önce duman ve battaniyeyi kullandılar. Daha sonraları insanlar elektrik sinyallerini kullanılarak telgrafla iletişim sağladı. Gemi kaptanları yakınlarındaki gemilere mesajlarını fenerler yardımıyla gönderdi. Bütün değişimleri ve buluşların arkasındaki itici kuvvet mesajlarımızı uzaktaki insanlara hızlı ve güvenli bir şekilde iletme amacını taşımaktaydı. Bu hedefe ulaşmak için elektronik ve ışıkla (optoelektronik yoluyla) mesajların iletilmesi düşünülmüştür. Bu coşku veren teknoloji insanları telefon hatlarından kurtarmakla kalmamış aynı zamanda bilgisayarların da birbirleri ile yüksek hızda iletişim sağlamasına olanak vermiştir. Fotonik alanındaki gelişmelerle birlikte ışığın üretilmesi, taşınması ve taşınan bilginin tekrar eski haline çevrilmesi için yüksek hızlı ve yüksek kapasiteli optik sistemlere ihtiyaç duyulmuştur. Işığın üretilmesi aşamasında ışık kaynağı olarak dikey kavite yüzey ışımalı yarı iletken lazerler (VCSEL) kullanılabilir. Yarıiletken lazerler, diğer lazer kaynaklarına göre elektriksel pompalanabilirlik, yüksek güç, uzun ömürlü, yüksek verimli, küçük boyutlu ve gigahertz mertebelerinde modüle edilebilirlik, yüksek bant genişliği gibi birçok avantaja sahiptir.

1960'ların başında yarıiletken lazerin keşfi (Nathan, 1962)(Hall, 1962) optik ve fotonik teknolojilerde büyük bir adım olarak kabul edilir. 1961 yılında N. Basov ve arkadaşları (Basov, 1961) p-n eklem boyunca enjekte edilen taşıyıcıların yeniden birleşmesiyle yarıiletkenlerde uyarılmış ışımının olabileceği fikrini ortaya atmış ve böylece düşük sıcaklıklarda başarılı şekilde çalışan ilk tekli eklem (p-n eklem) lazer diyot 1962 yılında üretilmiştir. Üretilen ilk yarıiletken lazer diyotlar p-n ekleminden oluşan, bir kaç yüz mikron kalınlığındaki GaAs tabanlı lazerlerdi(Hall, 1962). Bu türdeki lazerlerde, optik geri besleme günümüzde halen kullanılmakta olan birbirine paralel iki yansıtıcı yüzeyden oluşan Fabry-Perot rezonatörleriyle sağlanmaktaydı (Born, 1980). Yarıiletken lazerler ortaya çıktıkları günden bugüne sürekli geliştirilerek günlük yaşantımızın vazgeçilmez unsurları haline gelmişlerdir. Modern haberleşme sistemlerinin temeli olan fiber optik sistemler için kaynak olarak, optik veri kaydı ve veri okumada, lazer

yazıcılarda ve optik pompalamada geniş ölçüde kullanılmaktadır. Gelişen optik haberleşme sistemleri ile birlikte performans açısından uygun optik kaynaklara, optik yükselteçlere, dedektörlere ve yüksek hızlı elektronik aygıtlara fiber optik kablolarla ihtiyaç artmıştır. Bu teknolojiler ve üretilen yeni aygıtlar sanayinin kalbi olmuş, ses ve veri iletimi konularında performans artışlarına imkân vermiştir. Düşük boyutlu sistemler olan kuantum kuyuları, kuantum telleri ve kuantum noktaları gibi sistemlerin üretimindeki son teknolojik ilerlemeler, bu sistemlerin üretimini kolaylaştırmıştır. Kuantum yapılar hacimsel (bulk) benzerlerinden oldukça farklı yeni fiziksel özellikler göstermektedir (Liu, 1989), (Hansen, 1989), (Harrison, 1999), (Bordone, 1999). Bu nedenle son zamanlarda, bu sistemlerin teorik ve deneysel olarak elektronik ve fiziksel özelliklerini anlamak için çalışmalar yapılmaktadır. Elektronik ve iletişim teknolojisinin daha hızlı çalışan elektronik devre elemanlarına gereksinim duyduğu da düşünüldüğünde, yarıiletken yapıların incelenmesi, geliştirilmesi ve uygulamalarının yapılması kaçınılmazdır.

Ayrıca hızla artan internet kullanıcı sayısı, yükselen veri trafiği, kapasitede ve kullanımda sürekli talepler yaratmıştır. Çift-sarım bakır kablolar bu yeni teknolojilerin taleplerine cevap verememiştir. Sonuç olarak optik teknoloji, bir çok ağ'da tercih edilen bir opsiyon durumuna gelmiştir. Günümüzde ticari olarak satılan çok-modlu optik hatlarda yüzlerce metre uzaklığa 3,5 Gbit/s hızında veri aktarımı yapılabilmektedir (850APA1101 Data Sheet). Kısa-mesafeli şehir içi yada ofis içi ağlarda verici-alıcı olarak, 10 Gigabit Ethernet (10 GbE) gibi yeni bir standartla pazar daha düşük maliyetli alıcı-vericilere ihtiyaç duymaktadır. Kısa-mesafeli ağlarda genellikle, verimliliğine karşı ucuzluğuyla ve düşük güç harcamasına karşın sunduğu yüksek hızlarla 850 nm dalgaboylu GaAs tabanlı VCSEL'ler de kullanılır. (Sale T. , 1995). Tek-modlu fiber uygulamaları için ucuz 1.3 ve 1.55 μm uzun dalgaboylu dikey kaviteli yüzeyden ışımali lazerler (VCSEL) yeni kuşak optik iletişim için uygun bir seçenek olarak karşımıza çıkar.

Bu çalışmada öncelikle güncel bir kuantum yapısı olan uzun dalga boylu GaInNAs/GaAs ve GaInNAsSb/GaAs kuantum kuyu sisteminin materyal parametreleri araştırıldı. Optoelektronik aygıtları üretmek için en uygun yarıiletkenler periyodik

III. grubu (Ga,In,Al gibi) ve V. Grubu (As,P,Sb,N) elementlerinin bir araya getirilmesiyle oluşur. III-V azot grubu (GaN, AlN, ve InN ve bunların alaşımları) yarıiletkenler üzerinde birçok çalışmanın yapıldığı gruptur. Bu gruptaki alaşımlardan GaAs ile örgü uyumlu olanlar VCSEL'lerde aktif bölge malzemesi olarak kullanılmaktadır. Yüzeiden ışımali lazerlerde üst ve alt DBR yansıtıcıları (Distributed Bragg Reflectors – DBR), aktif bölgeden meydana gelir. Bu yapılar büyütme tekniklerinden yararlanılarak atomik tabakalar halinde yarıiletkenlerin büyütülmesi yöntemi ile üretilmektedir. Yüzeiden ışımali lazerler, adından anlaşılacağı gibi yüzeiden ışımali yapılar. Yüksek ve alçak kırılma indisli tabakaların epitaksiyel tabakalar olarak ard arda büyütülerek Bragg yansımali şartında çalışmali üst ve alt DBR yansıtıcıları oluşturulur. Bu nedenle kavileri oldukça seçicidir, kavitenin seçtiği dalgaboyu Bragg yansımali şartını sağlaman ve yapının ışımali yaptığı dalgaboyudur. VCSELler, klasik kenar ışımali lazerlerden farklı olarak düşük eşik akımı, tek modlu optik çıkışa sahip olmaları ve geniş ışımali alanları bulunması gibi önemli özellikleri vardır. Ayrıca optik haberleşmede kullanılan fiber optik kabloya yüzeiden ışımali yapması nedeniyle kolayca bağlanmakta ve kayıplar az olmaktadır.

Bu çalışmada teknolojiye uzun dalga boylu az miktarda azot eklenmiş yapılar incelendi. Yüzeiden ışımali lazerlerde DBR yansıtıcıların yansıtma spektrumuna etkileri araştırıldı. İkinci bölümde az miktarda azot eklenmiş dörtdü ve beşli alaşımlar ve bunların materyal parametreleri incelenmiş ve düşük boyutlu yapılar ile ilgili temel bilgi verilmiştir, Daha sonra konunun daha iyi anlaşılabilmesi için lazerlerin çalışmali prensiplerinden söz edilmiştir. Düşük boyutlu yapılar ile temel bilgiler verilmiş ve az miktarda azot eklenmiş dörtdü, beşli alaşımlara ve ait materyal parametreleri incelenmiştir.

Üçüncü bölümde DBR yansıtıcıları ve VCSEL hakkında bilgiler verilmiş ve yansımali katsayısının dalgaboyuna ve üst DBR yansıtıcılarının tabaka sayısına bağlı olarak değişiminin sayısal simülasyonları sunulmuştur.

Son bölümde ise elde edilen sonuçlar ile bu sonuçların yorumları ve ayrıca ileriye yönelik yapılacak çalışmalar üzerinde durulmuştur.

2. MATERYAL VE METOT

2.1. Lazerlerin Çalışma Prensipleri Ve Azot Eklenmiş Yapılar

Lazer; optik frekanslarda uyarılmış ışımaya yoluyla kazanç (İngilizce “laser” Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation) ifadesi tanımlanır. Lazerlerin keşfi ile ışığın kuantumlu yapısı, birçok malzemede elektrik ve optik süreçlerin anlaşılmasında önemli bir rol oynamıştır. Bu bölümde ilk olarak lazerlerin çalışma prensipleri, yarıiletkenlerde iletim ve valans bantlarında bulunan elektronlarla fotonların etkileşimine dayalı kendiliğinden emisyon (spontaneous emission), uyarılmış emisyon (stimulated emission), soğurma (absorption) gibi optik geçişler ile popülasyon terslenmesi ve geri besleme konularında bilgilere yer verildi.

Bu bölümün ikinci kısmında ise, iki boyutlu sistemler ve az miktarda azot eklenmiş uzun dalga boylu yarıiletken kuantum kuyu lazer sistemleri hakkında bilgi verildi. Bir yarıiletkenin boyutları, taşıyıcıların ortalama serbest yolları ya da de Broglie dalgaboyu ile kıyaslanabilir boyutlarda olduğu zaman, kuantum boyut etkileri önemli olmaya başlar ve yarıiletkenin elektronik özelliklerinin birçoğu bu etkiler sayesinde değişir. Uzun dalgaboylu ve güncel bir konu olan, azot eklenen düşük boyutlu dörtlü ve beşli alaşımlardan oluşan sistemlerin materyal parametreleri interpolasyon yöntemi ile hesaplandı ve azot oranına bağlı değişim grafikleri verildi.

2.2. Lazerlerin Çalışma Prensipleri

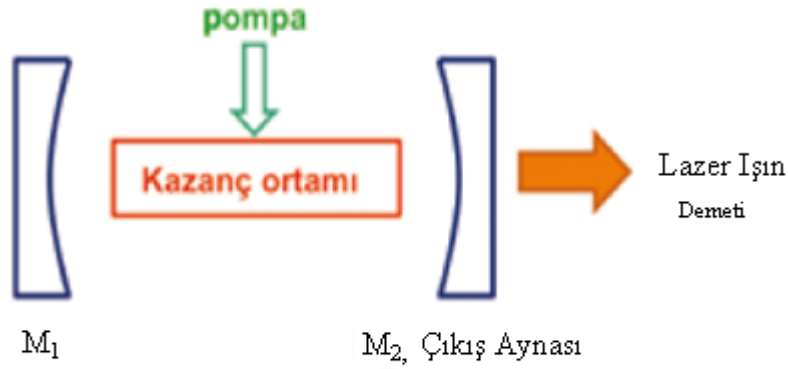
Lazer ışığının özelliği zaman ve uzayda eş fazlılık, yönlülük ve yüksek parlaklıktır. Bu farklar lazerlerin beyaz ışıktan ve güneş ışığında meydana gelen kendiliğinden salınım mekanizmasından farklı bir mekanizmaya sahip olmalarından, radyasyon yayılımı (foton yayılımı) uyarılmış salınım nedeniyle aynı anda gerçekleşmesinden kaynaklanmaktadır. Lazer, optik frekanslarda eş fazlı ışınım üretimi için kullanılan bir salıngaçtır (osilatör) ve dört ana öğeden oluşur. Bunlar ;

- 1) Optik kazanç ortamı,
- 2) Optik kavite veya diğer adıyla rezonatör,

3) Uyarı (pompa) kaynağı,

4) Çıkış aynasıdır.

Dolayısıyla, çalışma prensibi, her salıngaçta olduğu gibi, salınım elde etmek için kazanç ile artı geri beslemenin birleştirilmesi gerekir. Bunun optik dalgaboylarında sağlanması için, Şekil 2.1’de gösterilen lazer düzeneği kullanılmaktadır.

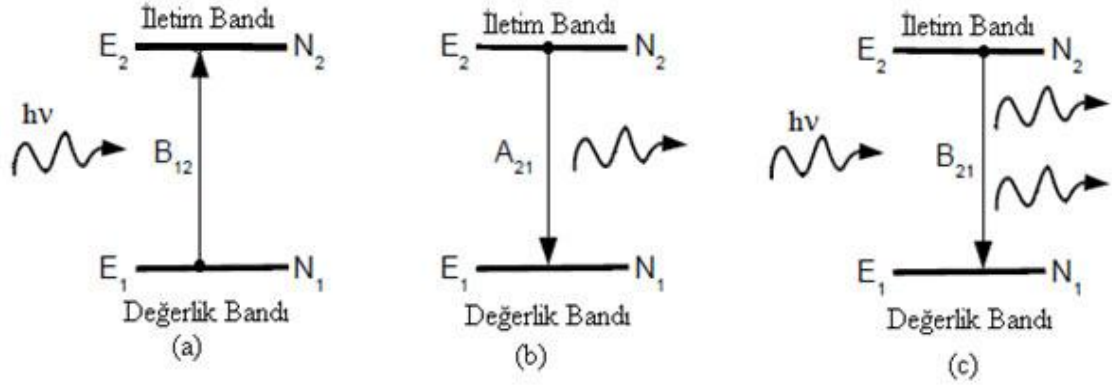


Şekil 2.1 Genel bir lazer kavite düzeneği şematik gösterimi.

Optik kazanç ortamı, yüksek yansımaya katsayısı olan aynalardan (M_1 ve M_2) kurulu optik kavite içerisine yerleştirilir. Optik kazanç elde etmek için, kazanç ortamını dışarıdan bir enerji kaynağı (Şekil 2.1’de pompa olarak gösterilmiş) ile uyarılmak gerekir. Bu uyarı çeşitli şekillerde (elektiriksel, optik veya diğer) yapılabilir. Kazanç ortamından geçerken güçlenen sinyalin bir kısmı, aynalar tarafından ortama tekrar gönderilir. Kavite içerisindeki ışık, aynalar arasında birçok kez yansıtılarak güçlenir. Eğer bir döngüdeki optik kazanç, kayıplardan daha fazla ise, optik salınım başlar ve yüksek parlaklığa sahip, yönlü lazer ışığı üretilebilir. Kısacası lazer, optik kazanç ve artı geri beslemenin birleşimi sonucunda çalışan bir optik salıngaç yani diğer adıyla osilatördür. Bu çalışma prensibi temel olarak bütün lazerler için aynıdır. Yarıiletken lazerlerde ışığa aldıkları enerji ile taban enerji seviyesinden uyarılmış enerji seviyesine çıkan elektronların, bu enerji seviyeleri arasında da optik geçişleri sırasında ortaya çıkmaktadır. Bu geçişleri soğurma, emisyon ve uyarılmış emisyonudur.

2.3. Absorpsiyon, Kendiliğinden Ve Uyarılmış Salınım

Uyarılmış ışımaya kavramı ilk kez 1917 yılında A. Einstein tarafından önerilmiş ve bu fikir ilk defa 1951 yılında C.H. Townes tarafından lazerlerin (ışımının uyarılmış salınımıyla mikrodalganın kuvvetlendirilmesi) geliştirilmesi için kullanılmıştır. Uyarılı ışımının gerçekleşebilmesi için uyarıcı fotonun enerjisinin, üst ve alt seviyeler arasındaki enerji farkına (E_2-E_1) yakın olması gerekir. Kuantum mekaniğin temel ilkelerinden olan Planck yasasından da bilindiği gibi bir fotonun enerjisi (E) soğurulan veya yayılan ışık fotonunun rengini, enerji seviyeleri arasındaki enerji farkı belirleyecektir.



Şekil 2.2 İki enerji seviyeli bir atomik sistemde elektron-foton etkileşimi (a) foton soğurma (b) kendiliğinden (doğal) salınım ve (c) uyarılmış ışımaya (salınım) göstermektedir. E_1 , E_2 ve $E_2 > E_1$ enerji seviyelerini ve N_1 ve N_2 de elektron popülasyonunu göstermektedir.

Şekil 2.2'de iki enerji seviyeli bir sistemde oda sıcaklığında (≈ 300 K), kT termal enerjisi çok küçük olduğu için, üst enerji seviyesinde bulunan elektronların sayısı (N_2) taban durumuna (N_1) göre oldukça küçüktür; yani termal denge durumunda elektronlar taban durumunda yer almaktadır. İki seviyeli bir sistemde toplam elektron nüfusu sabittir. Alt seviyede yer alan elektronun enerjisine sahip bir foton soğurarak üst enerji seviyesine geçmesi veya tam tersi, üst enerji seviyesinde yer alan elektronun $h\nu \geq E_2 - E_1$ enerjisine sahip bir foton salarak alt enerji seviyesine geçmesi olasıdır. Fotonla malzemenin etkileşimi uyarılmış soğurma, kendiliğinden salınım ve uyarılmış salınım olmak üzere üç farklı mekanizma ile açıklanır. Uyarılmış soğurma alt seviyede yer alan elektron $h\nu \geq E_2 - E_1$ enerjisine sahip bir foton soğurduğu zaman üst enerji

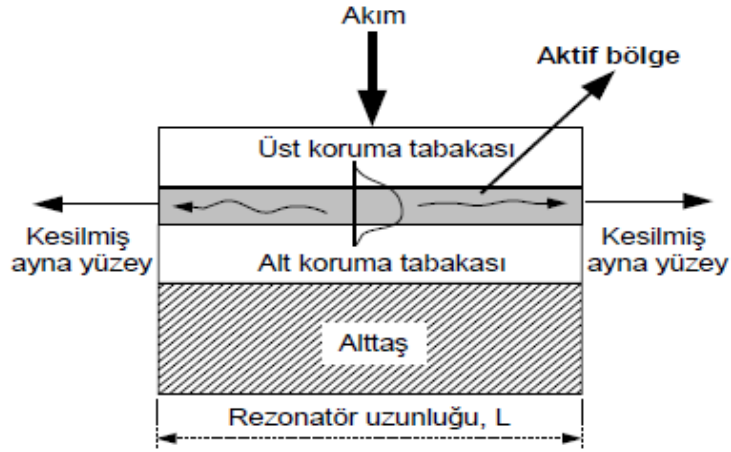
seviyesine çıkar (Şekil 2.2.a). Kendiliğinden salınım da ise uyarılmış soğurma mekanizması sonucunda üst seviyeye çıkan elektron, bir süre sonra ($\approx 10^{-9}$ s) hiç bir dış etki olmaksızın, radyasyon salarak kendiliğinden taban durumuna döner (Şekil 2.2.b). Uyarılmış salınım da ise taban durumunda yer alırken, fotonla etkileşerek üst enerji seviyesine uyarılan elektron, ortamda bulunan uygun frekanslı elektromanyetik dalga ile etkileşir. Elektromanyetik uyarma nedeniyle, elektron foton salınımı yaparak taban durumuna dönmeye zorlanır (Şekil 2.2.c). Salınan foton ile sistemi uyaran foton eş fazlı ve aynı enerjili olduğu için, açığa çıkan radyasyon gelen ve salınan fotonun toplamıdır. Bu şekilde, salınan fotonun genliği artırılmış olur. Uyarılmış soğurmada kendiliğinden salınımın aksine ortamda elektromanyetik dalganın bulunması gerekmektedir. Uyarılı ışımaya sonucunda yayılan fotonların frekansı ve yönü, uyarıcı foton ile aynı olduğundan, ortamdaki ışın güçlenmiş olur. Bu etkiye “uyarılı ışımaya yoluyla optik kazanç” adı verilmektedir.

2.4. Popülasyonun Terslenmesi

Lazer olayının gerçekleşmesi için sistemde uyarılmış salınımın baskın olması gerekmektedir. Uyarılmış salınımın gerçekleşmesi için üst enerji seviyesinden taban durumuna sürekli olarak bir elektron geçişi olmalıdır. Termal denge durumunda, üst enerji seviyesinde çok az sayıda elektron olduğu ve elektronların her zaman minimum enerjili durum olan taban durumunda bulunma isteğinde olduğu bilinmektedir. Üst enerji (iletim bandı) seviyesinde herhangi bir andaki elektron popülasyonu (N_2) taban enerji (değerlik bandı) seviyesinden (N_1) fazla olması durumu popülasyonun terslenmesi olarak adlandırılır. Bu durumda artık uyarılmış soğurma mekanizması yerini uyarılmış salınım mekanizmasına bırakır. Bu sayede gelen radyasyon kuvvetlendirilmiş olur. Lazerlerde uyarılmış salınım mekanizmasının sürekli olması için, üst seviye nüfusunun sürekli olarak alt seviye nüfusundan fazla olması gerekmektedir. Bu sebeple, lazer ortamına sürekli bir enerjinin verilerek taban durumunda bulunan elektronların üst enerji seviyesine uyarılması gerekmektedir. Lazer ortamına enerji aktarılması işlemine “pompalama” adı verilmektedir.

2.5. Optik Geri Besleme

Lazerlerde popülasyon terslenmesinin sağlanarak uyarılmış ışımının gerçekleşmesinden sonra, açığa çıkan ışımının (fotonların) demet halinde toplanması, yönlendirilmesi ve kuvvetlendirilmesi gerekmektedir. Bu sebepten dolayı, popülasyon terslenmesinin sağlandığı lazer ortamındaki ışımının toplanması için optik rezonatörler (optik kaviteler) kullanılır. Optik rezonatörler sayesinde lazer ortamında geri besleme sağlanmış olur. En basit optik rezonatör Fabry-Perot rezonatörüdür (Şekil 2.3). Bu rezonatörlerde kazanç bölgesi birbirine paralel iki ayna arasına yerleştirilmiştir.

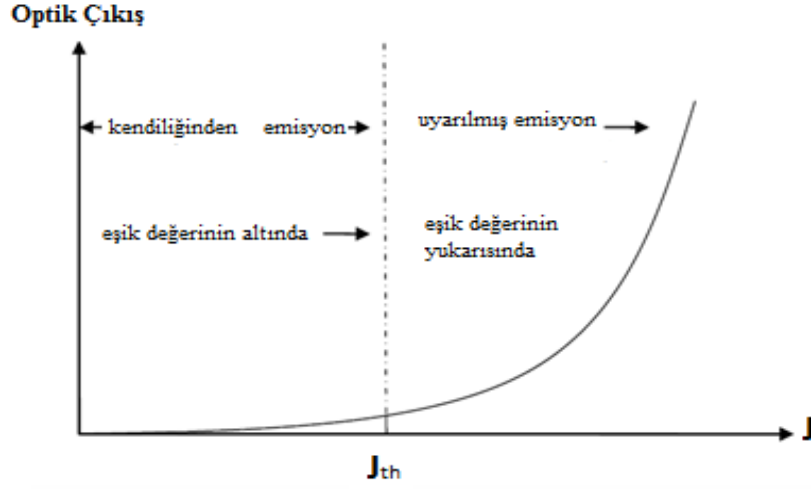


Şekil 2.3 Fabry - Perot rezonatör şeması

Kazanç bölgesinde oluşan fotonlar, birbirine paralel aynalar arasında ilerlerler. Eğer aynalar arası mesafe (L), elektromanyetik dalganın dalgaboyunun yarısının tam katları ise,

$$L = \frac{m_1 \lambda}{2n} = \frac{m_1 c}{2\nu} \quad (2.1)$$

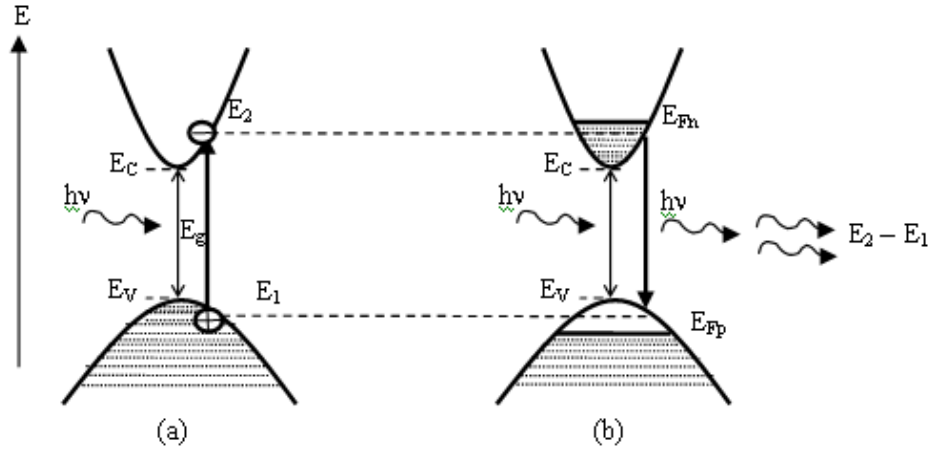
faz rezonans koşulu sağlanacak ve bu bölgede bulunan fotonlar güçlendirilecektir. Burada, c ışık hızı, n ise kazanç bölgesinin kırılma indisidir, ν frekansıdır, m_1 (1,2,3...) tam değer alan dalga boyu parametresidir. Bu ifade, pozitif geri besleme koşuludur. Ancak, bu rezonans koşulunu sağlayan elektromanyetik dalga rezonansa giren lazerde ışımının başlaması için,



Şekil 2.4 Lazerlerin optik çıkış eşik akım grafiği.

lazer kazanç bölgesinde, kazancının kayıplardan büyük olduğu andaki akım değeri “eşik akımı” olarak adlandırılır. Lazerlerin önemli parametrelerinden biri olan eşik akımı değerinden itibaren, uyarılmış salınım kendiliğinden emisyon ile tetiklenmiş olur ve lazer olayı başlar. Malzeme kazancı dalga boyu bağımlı olduğu için, rezonans koşulu sadece en yüksek kazançta sahip olan dalga boyu için sağlanır.

Buraya kadar iki seviyeli atomik sistemlerin çalışma prensiplerine genel olarak baktık. Yarıiletkenler ise kendi enerji bantlarında bulunan elektron ve boşluk dağılımına sahiptir. Bu nedenle nüfus terslenmesi yarıiletkenlerde diğer atom sistemlerinden biraz daha farklı olmakla birlikte çalışma prensipleri açısından aynıdır. Yarıiletkenlerde lazer davranışı ve optik kazanç, bantlarda dengede olmayan taşıyıcı nüfusunun yaratılması ile sağlanır. Şekil 2.5’te bir yarıiletkenin 0 K sıcaklığındaki band şemasında soğurma ve uyarılmış ışımaya süreçleri gösterilmiştir.



Şekil 2.5 Direk bant aralıklı bir yarıiletken; (a) soğurma ve (b) uyarılmış ışımaya süreçleri

Şekil 2.5’de görüldüğü gibi başlangıçta değerlik bandı tamamen elektronlarla dolu ve iletkenlik bandı boştur. $E = hv > E_g$ enerjili fotonlar yarıiletkene gönderildiğinde, bu fotonlar elektron boşluk çiftleri yaratırlar. Elektronlar E_{Fn} seviyesine kadar iletkenlik bandını işgal ederler ve eşit sayıda boşluk da E_{Fp} seviyesine kadar valans bandını işgal eder. E_{Fn} ve E_{Fp} sırası ile elektron ve boşluk sanki-Fermi (quasi-Fermi level) seviyeleridir. Bu durum oluştuğunda, bant aralığından daha büyük fakat $\Delta E_f = E_{Fn} - E_{Fp}$ ’den daha küçük enerjili fotonlar soğurulamazlar. Gerekli enerjiye sahip olan fotonlar, dolu iletkenlik bandı durumlarından boş valans bandı durumlarına uyarılmış geçişler sağlayabilirler. Bu nedenle $E_{Fn} - E_{Fp} > hv > E_g$ eşitliği lazer ışımalarının olduğu ortam için gerekli kazanç şartını verir. Benzer olarak, üst seviye geçişler yani soğurma da kayıplara karşılık gelir. $hv \cong E_g$ olduğu zaman kazanç pozitif değer almaya başlar ve enerjinin daha da artması ile en yüksek değerini alır ve sonrasında $hv \cong \Delta E_f = E_{fn} - E_{fp}$ olduğunda kazanç sıfır olur. Bir yarıiletkenden elde edilen ışımaya spektrumu, yarıiletkenin doğal ışımaya spektrumudur. Lazer ışımaları için kazanç, en azından ışımaya spektrumundaki belli bir foton enerjisinde kayıplara eşit olmalıdır.

2.6. Düşük Boyutlu Yapılar ve Lazer Uygulamaları

Katıhal fiziğinin son 30 yıldaki gelişimi, külçe kristalden ince film tabakalara ve sonrada nanoyapılar olarak adlandırılan düşük boyutlu sistemlere geçiş olarak tanımlanabilir. Külçe (hacimli) materyaller klasik fiziğin uygulanabilirlik sınırları içinde

olan materyallerdir. Bunlar Avogadro sayısı mertebesindeki atomdan oluşmuş uzaysal hareketin sınırlandırılmadığı yüksek serbestlik dereceli sistemlerdir. Bir yarıiletkenin boyutları, L_x , L_y ve L_z , veya taşıyıcıların ortalama serbest yolları de Broglie dalgaboyu ($\lambda = h/p$) mertebesinde olduğu zaman, kuantum boyut etkili olmaya başlar ve yarıiletkenin elektronik özelliklerinin çoğu bu etkiler sayesinde değişir. Külçe yapılarda elektronun ortalama serbest yolu ($\sim 200 - 400 \text{ \AA}$) örnek boyutlarından çok daha küçük olduğundan, bu yapılarda kuantum boyut etkilerinin ortaya çıkması olası değildir. Bu şekilde boyutları ve taşıyıcıların hareketleri belli doğrultularda sınırlanan sistemlere Düşük Boyutlu Sistemler denir. Sınırlama tek doğrultuda (L_z) ise iki boyutlu (kuantum kuyusu), iki doğrultuda (L_y, L_z) ise tek boyutlu (kuantum teli), üç doğrultuda ise sıfır boyutlu (kuantum noktası) sistemler olarak adlandırılır.

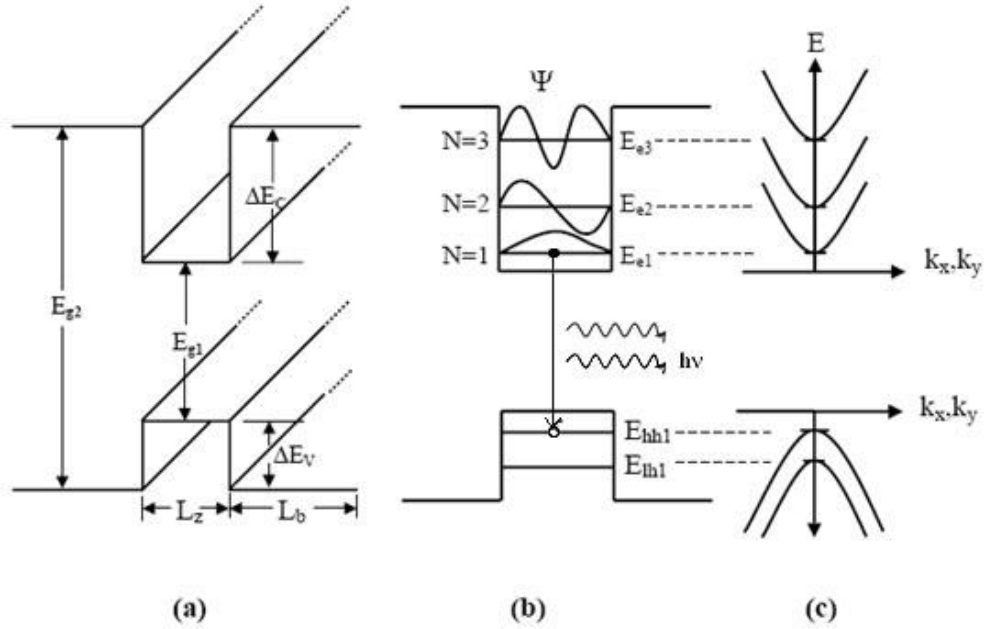
2.7. Kuantum Kuyu Sistemleri

Bant aralıkları farklı iki yarıiletken ard arda büyütüldüğünde kuantum kuyusu sistemleri oluştururlar. Eğer dar bant aralığına sahip olan yarıiletken tabakası yeterince inceyse, yarıiletken ara yüzeyine dik doğrultuda yani yarıiletkenin büyütme doğrultusunda taşıyıcıların hareketleri kuantize olur (sınırlanır). İki boyutlu ya da kuantum kuyusu sistemleri olarak adlandırılan bu sistemlerde taşıyıcıların hareketi büyütme doğrultusunda kuantize olurken, büyütme doğrultusuna dik iki doğrultuda hala serbesttir. Kuyu bölgesinde kuantize olmuş alt bant enerjileri, E_n , sonsuz derin kuyudaki parçacık yaklaşımı yapılarak,

$$E_n = \frac{\pi^2 \hbar^2 n^2}{2m_e L_z^2} \quad (2.2)$$

ifadesinden elde edilir. Bu ifadede E_n ($n = 1, 2, 3, \dots$) kuyu bölgesinde iletkenlik bandı kenarından ölçülen enerji ve L_z kuantum kuyusu genişliğidir. Benzer ifade valans bandındaki boşluk alt bantları enerjilerini bulmak için de kullanılabilir. Tek farklılık elektron etkin kütlesi m_e yerine ağır boşluk etkin kütlesi m_{hh} (ağır boşluk alt bantları için) ya da hafif boşluk etkin kütlesi m_{lh} (hafif boşluk alt bantları için) kullanılmasıdır. Enerji seviyeleri arası geçiş, kuantum kuyusu içerisindeki enerjilerin toplanması ile

bulunur ($E_{\text{geçiş}} = E_g + E_{c1} + E_{v1}$) ve kuantum kuyusu için soğurma ve yayma eşik değerlerini belirler.



Şekil 2.6 (a) E_{g1} ve E_{g2} band aralıklarına sahip iki farklı yarıiletkenin oluşturduğu tek kuantum kuyusu yapının üç boyutta şematik gösterimi. L_z ve L_b sırasıyla kuyu ve engel genişliği, ΔE_{CV} ise sırasıyla iletkenlik, değerlik bant süreksizliğidir. (b) Kuantum kuyusu içerisinde iletkenlik bandında E_{e1} kuşatılmış elektronlar için ve değerlik bandında E_{hl} kuşatılmış boşluklar için kuantize olmuş enerji seviyelerini, ψ elektronun dalga fonksiyonunu göstermektedir. (c) x-y düzleminde dispersiyon eğrisi.

Kuantum kuyusunun yasak bant aralığı kuşatılma etkilerine, seçilen konsantrasyona iletim ve valans bantlarının süreksizliklerine bağlıdır. Ayrıca kuyu genişliğinin değiştirilmesi kuantum kuyusunun bant aralıklarının değişmesine neden olur. Böylece kuantum kuyusu parametreleri ile sistemin optik özellikleri ayarlanabilir.

Kuantum boyut etkisiyle oluşan enerji seviyelerinin gözlemlenebilmesi için;

- Sıcaklığın, kuyu içerisindeki seviyeler arasındaki enerji farkı $E_{n+1} - E_n \gg k_b T$ şartını sağlaması.
- Kuantum kuyusu kalınlığı olan L_z 'nin yeterince küçük olması gerekir.

2.8. Az Miktarda Azot Eklenen Kuantum Kuyu Yapıların Özellikleri

Özellikle optik haberleşme sisteminde bilginin taşındığı ortam olan fiber optik kabloda kullanılan lazerler ve optik yükselteçler için en uygun yapı 1.3 μ m ve 1.55 μ m (yasak bant aralığı 0.95 ve 0.78 eV) dalgaboylarında olmalıdır (Buyanova M., 2004).

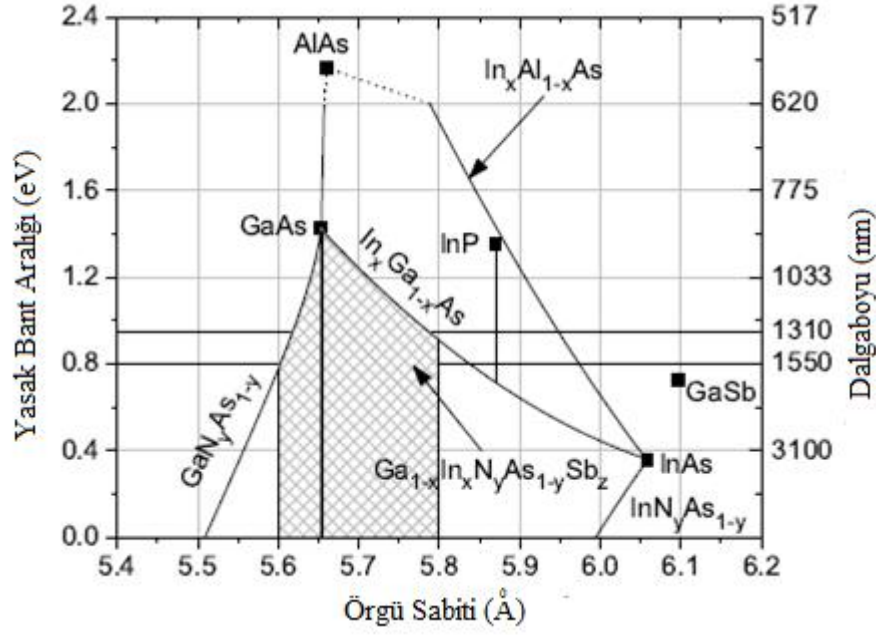
Çünkü bunlar dağılım (dispersiyonun) ve kayıpların (attenuation) en az olduğu dalgaboylarıdır. 1.3 μ m ve 1.55 μ m dalgaboylarında ışımaya yapan mevcut GaInAsP/InP lazer sistemlerinin sıcaklık değişimlerine fazla duyarlı olması nedeniyle uygulamada termoelektrik soğutuculara ihtiyaç olmakta bu da sisteme ek maliyet getirmektedir. Yarıiletken lazerlerin periyodik tablonun III-V grubunda bulunan ikili sistemler görünür, yakın ve orta kızılötesi (infrared) dalgaboyu aralığındadır.

Az miktarda azot eklenen GaInAs(Sb) yapılar da azot konsantrasyonuna bağlı olarak uzun dalga boylarında ışımaya yapabilmektedir. Bu yapılar ilk olarak 1996 yılında M. Kondow tarafından önerildi (Kondow, 1996). Bu tarihten itibaren $Ga_xIn_{1-x}N_yAs_{1-y}/GaAs$ yapıların teknolojinin gereksinimi olan yeni aygıtların yapımında kullanılabilmesi anlaşılmıştır. GaInNAs/GaAs lazerde iletim bandı süreksizliği büyük olduğu için sıcaklık değişimlerinden çok etkilenmemektedir. Azot (N) atomlarının elektronegatifliğinin yüksek olması GaInNAs yapıların iletimlik bandı süreksizliğinin 350 meV gibi yüksek bir değerde olmasını sağlar; bu değer GaInAsP yapının iletimlik bandı süreksizliğinin yaklaşık 3.5 katıdır. Bu nedenle GaInAsP/InP yapılarla karşılaştırıldığında çok daha iyi sıcaklık performansları vardır. İletkenlik bandı süreksizliğinin büyük olması kuyu içerisindeki taşıyıcıların engel tabakasına kaçmasını yani sızıntı akımını önler ve böylece lazer ışımaya için gereken eşik akımı düşük olur. GaInNAs yapıların diğer önemli özelliği de azot miktarının artmasıyla bant aralığının azalmasıdır. Bu durum temelde azot atomlarının yüksek elektronegatifliğinden kaynaklanır ve III-V grubu elementlerin oluşturduğu alaşımlardan farklılık gösterir (Buyanova M., 2004)

2.9. Materyal Parametrelerinin Hesaplanması

Uzun dalgaboylu optoelektronik yarıiletken aygıtları üretmek için periyodik cetvelin III. grubu (Ga, In, Al) ve V. Grubu (As, P, Sb, N) elementleri bir araya getirilerek dördü ve

beşli alaşımlar oluşturabiliriz. Bu yapılardan GaAs, InSb gibi çoğu III-V grubu yarıiletkenle çinko sülfür (ZnS) yapıdadır. III-V grubu yarıiletkenler arasında üzerinde en çok çalışmalar yapılan ve günümüzde birçok optik ve elektriksel özellikleri anlaşılmış olan doğrudan bant aralığına sahip GaAs optoelektronik aygıtlarda yaygın olarak kullanılmaktadır.



Şekil 2.7 Bazı yarıiletkenlere ait enerji örgü sabiti şeması.
(Yuen H.B.(2006), Doktora tezi Stanford Üniversitesi)

III-V grubu yarıiletkenlerin azot ile yapmış oldukları Al, GaN, InN gibi ikili alaşımlarda kristal yapısı wurtzite (heksagonal) yapıdadır. III-V grubu yarıiletkenlerinin oluşturduğu ikili alaşımlar, 0.17 eV ile 2.46 eV değerleri arasında bant aralığına sahip olurlar. Hatta azotla yaptıkları bazı alaşımlarda bant aralığı 6 eV'e kadar ulaşabilmektedir. Bunun yanında Şekil 2.7 de görüldüğü gibi ikili, üçlü, dörtlü ve beşli alaşımlar oluşturularak hemen her (kullanılan elementlerin konsantrasyonu da değiştirilerek) enerji değerinde bant aralıklı yarıiletkenler elde etmek mümkündür.

Yarıiletken lazer tabakalarının büyütülmesi sırasında tabakaların alaşım kompozisyonunun, kalınlığının ve katkı miktarlarının büyük bir doğrulukla kontrolü mükemmel kalitede ve verimde lazer üretimi için gereklidir (Boyd, 1972). Materyal

parametreleri (örgü sabiti, elastik sabitler ve diğerleri) alaşım kompozisyonuna bağlı olarak değişmektedir. Üçlü, dördü ve beşli yapılara ait birçok materyal parametresi bilinen ikili sistemlere ait yapıların materyal parametreleri kullanılarak Vegard kuralı (interpolasyon yöntemi) ile hesaplanabilir.

Tablo 2.1 İkili Materyal parametreleri (Vurgaftman I, 2001)(Vurgaftman, 2003).

İkili Material Parametreleri	GaN	GaAs	GaSb	InAs	InN	InSb
Yasak Band Aralığı, E_g (eV)	3.299	1.519	0.812	0.417	0.78	0.235
Örgü Sabiti, a (Å)	4.50	5.65	6.09	6.05	4.98	6.47
Spin-Orbit Ayrılma Enerjisi, Δ_{SO} (eV)	0.017	0.341	0.76	0.39	0.005	0.81
Elastik Sabit C_{11} (GPa)	293	1221	884.2	832.9	187	684.7
Elastik Sabit C_{12} (GPa)	159	566	402.6	452.6	566	373.5
İletkenlik Bandı Deformasyon Enerjisi, a_c (eV)	-6.71	-7.17	-7.5	-5.08	-2.65	-6.94
Değerlik Bandı Deformasyon Enerjisi, a_v (eV)	-0.69	-1.16	-0.8	-1.0	-0.7	-0.36
Deformasyon enerjisi, b (eV)	-2.0	-2.0	-2.0	-1.8	-1.2	-2.0

Genellikle iki veya daha fazla yarıiletken yapıdan oluşan bir alaşımın materyal sabiti alaşımı oluşturan yarıiletkenlerin materyal parametreleri arasında bir değer alır. İkili materyal parametreleri GaAs, GaN, GaSb, InAs, InN ve GaSb alaşımlar için Tablo 2.1’de verilmiştir. $A_xB_{1-x}C_yD_{1-y}$ şeklinde dördü bir alaşımının seçilen P fiziksel parametresi GaAs, InAs, InN ve GaN gibi ikili alaşımların değerleri kullanılarak;

$$P(A_xB_{1-x}C_yD_{1-y}) = xyP_{AC} + x(1-y)P_{AD} + (1-x)yP_{BC} + (1-x)(1-y)P_{BD} \quad (2.3)$$

bulunabilir. Bu ifadeden yararlanılarak $A_xB_{1-x}C_yD_{1-y}$ şeklinde dördü bir alaşımların ve GaInNAs yapısı ile ilişkili parametreler hesaplanır.

Bunun yanı sıra az miktarda azot eklenmiş uzun dalga boylu beşli alaşım olan $Ga_{1-x}In_xN_yAs_{1-y-z}Sb_z$ yapılar için materyal parametreleri beş farklı üçlü alaşım (GaInN, GaInAs, InNAs, GaNAS, GaNSb, InNSb, GaAsSb, GaInSb ve InAsSb) kullanılarak hesaplanabilir. Beşli alaşımlar için,

$$P_{GaInNAsSb} = \frac{\sum c_{ijk} P_{ijk}}{\sum c_{ijk}} = \frac{P_t}{P_c} \quad (2.4)$$

formülü kullanılır.

Burada

$$\begin{aligned} P_t = & (1-x)*x*y*P_{GaInN} + (1-x)*x*(1-y-z)*P_{GaInAs} + (1-x)*z*x*P_{GaInSb} \\ & + (1-x)*y*(1-y-z)*P_{GaNAS} + (1-x)*y*z*P_{GaNSb} + (1-x)*z*(1-y-z)*P_{GaAsSb} \\ & + (1-y-z)*x*y*P_{InNAS} + x*y*z*P_{InNSb} + (1-yw-zw)*x*z*P_{InAsSb} \end{aligned} \quad (2.5)$$

ve

$$\begin{aligned} P_c = & (1-x)*x*y + (1-x)*x*(1-y-z) + (1-x)*x*z + (1-x)*y*(1-y-z) \\ & + (1-x)*y*z + (1-x)*z*(1-y-z) + (1-y-z)*x*y + x*y*z + (1-y-z)*x*z \end{aligned} \quad (2.6)$$

dir. Burada kullanılan üçlü alaşımlar ise

$$P_{GaInN} = x*P_{InN} + (1-x)*P_{GaN} \quad (2.7)$$

$$P_{GaInAs} = (1-x)*P_{GaAs} + x*P_{InAs} \quad (2.8)$$

$$P_{InNAS} = (y*P_{InN} + (1-x-y)*P_{InAs})/(1-z) \quad (2.9)$$

$$P_{GaNAS} = (y*P_{GaN} + (1-y-z)*P_{GaAs})/(1-z) \quad (2.10)$$

$$P_{GaNSb} = (z*P_{GaSb} + y*P_{GaN})/(z+y) \quad (2.11)$$

$$P_{InNSb} = (y*P_{InN} + z*P_{InSb})/(z+y) \quad (2.12)$$

$$P_{GaAsSb} = (z*P_{GaSb} + (1-y-z)*P_{GaAs})/(1-y) \quad (2.13)$$

$$P_{GaInSb} = (1-x)*P_{GaSb} + x*P_{InSb} \quad (2.14)$$

$$P_{InAsSb} = ((1-y-z)*P_{InAs} + z*P_{InSb})/(1-yw) \quad (2.15)$$

şeklinde bulunur. Dörtlü ve beşli alaşımlar yukarıda verilen formüller kullanılarak materyal parametreleri hesaplayabiliriz. Şekil 2.8 de GaInNAS ve GaInNasSb için hesaplanan örgü sabitleri görülmektedir. Eklenen azot yüzdesi arttıkça örgü sabitinin lineer olarak azaldığı görülmektedir.

2.10. Band Yapısının Belirlenmesi

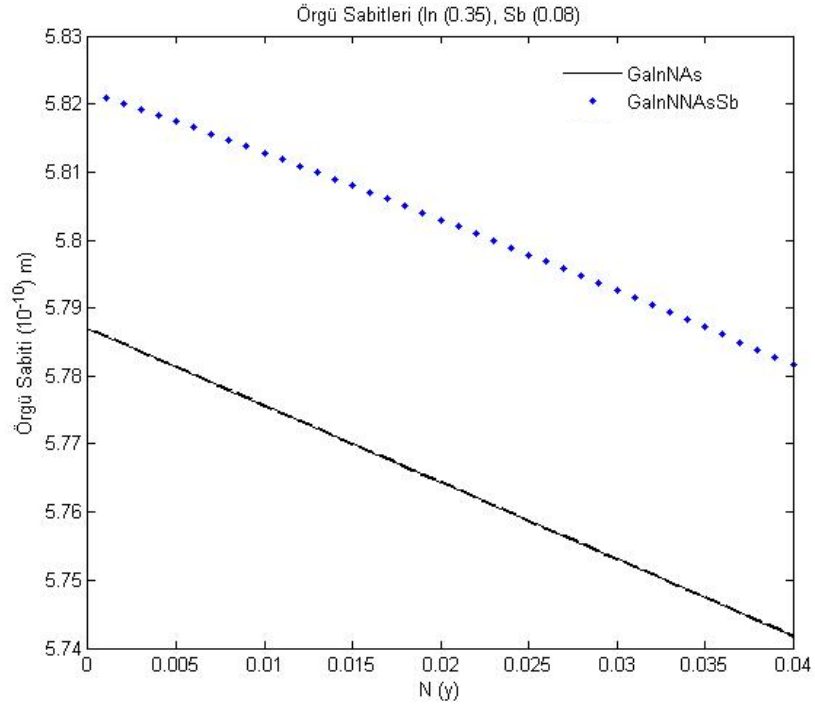
Düşük oranlarda azot içeren III-V grubu yarıiletkenlerin bant yapısı ilk olarak “Band Anticrossing Model” (BAC) olarak adlandırılan zıt bant geçiş modeli ile açıklanmıştır. Az miktarda eklenen azot GaAs örgüsü içerisinde akseptör atomu gibi davranır ve E_N ile gösterilen lokalize akseptör seviyesinin oluşumuna sebep olur. Çoğu zaman bu seviye iletkenlik bandına oldukça yakındır. GaAs için E_N seviyesi iletkenlik bandının yaklaşık 0.25 eV üzerindedir. III-N-V alaşımlarında yapı içerisindeki azot atomlarının V. grup elementi ile yer değiştirdiği ve kristal içerisinde rastgele bir dağılım gösterdiği düşünülür. Bu durumda azot seviyesi sadece ev sahibi yarıiletken matrisinin genişletilmiş seviyelerine bağlıdır. Azot eklenen sistemin özdeğer denklemi;

$$\begin{vmatrix} E - E_M & V_{MN} \\ V_{MN} & E - E_N \end{vmatrix} = 0 \quad (2.16)$$

şeklinde yazılır. Burada E_M ev sahibi kristalin iletkenlik bandını gösterir V_{MN} matris elemanı, azot seviyesi ile ev sahibi yarıiletkenin iletkenlik bandı seviyesi arasındaki etkileşimi tanımlar. V_{MN} matris elemanı;

$$V_{MN} = C_{MN} \sqrt{y} \quad (2.17)$$

şeklinde tanımlanır. Bu ifadeye C_{NM} çiftlenim sabiti, y ise azot konsantrasyonunu gösterir.

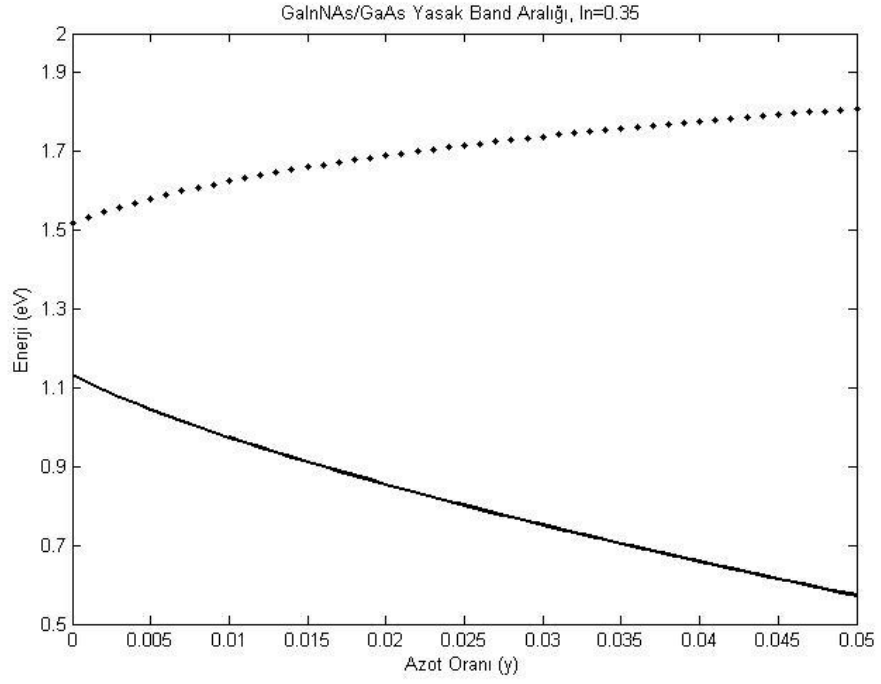


Şekil 2.8 Azot eklenmiş yapıların interpolasyon metodu kullanılarak hesaplanan örgü sabitlerinin azot miktarına bağlı değişimi.

Denklem 2.16' nin çözülmesiyle;

$$E_{\pm} = \frac{E_N + E_M \pm \sqrt{(E_N - E_M)^2 + 4V_{MN}^2}}{2} \quad (2.18)$$

enerji ifadeleri elde edilir. İletkenlik bandının N seviyesiyle etkileşmesi sonucu iletkenlik bandı parabolik olmayan iki seviyeye ayrılır. Bunlar E_- ve E_+ seviyeleridir. Şekil 2.9'da BAC modeli kullanılarak GaInNAs için bileşiğinin hesaplanan bant yapısı gösterilmiştir. BAC modeli, bilinen iletkenlik bandı'nın belli bir enerji değeri kadar üzerinde başka bir iletkenlik bandı olduğunu öne sürer. Hesaplamalarda kullanılan parametreler Tablo 2.2 verilmiştir.



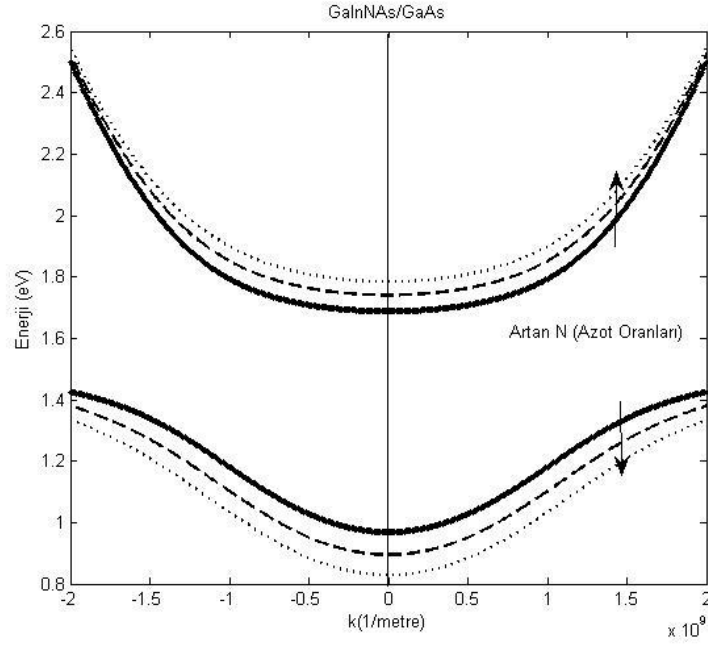
Şekil 2.9 GaInNAs (In 35% oranında) dördlü alaşımda düşük ve yüksek iletkenlik kuantize seviyeleri sonuçları.

III-N-V sistemlerden olan GaInNAs en fazla dikkat çeken özellik temel yasak bant aralığı enerjisindeki ciddi bir düşüş ve elektron kütleindeki aşırı bir artıştır. Hesaplanan materyal parametrelerindeki alışılmadık değişimler zıt geçiş modeli sayesinde anlaşılabilmiştir.

Tablo 2.2 Zıt Geçiş Bant Modeli Parametreleri (Köksal K, 2009)

Parametre	GaInNAs/GaAs	GaInNAsSb/GaAs
E_M (eV)	$E_{0,\text{InGaAs}} - 1.55 y$	$E_{0,\text{InGaAsSb}} - 1.55 y$
E_N (eV)	$1.52 - 3.9 y$	$1.65 - 0.2z$
C_{MN} (eV)	2.7	$2.7 - 0.7x + z$

Şekil 2.10'de görüldüğü gibi N ve Sb eklenen yapılar yalnızca N eklenenlerden farklı özelliklere sahip olduğu görülmüştür.



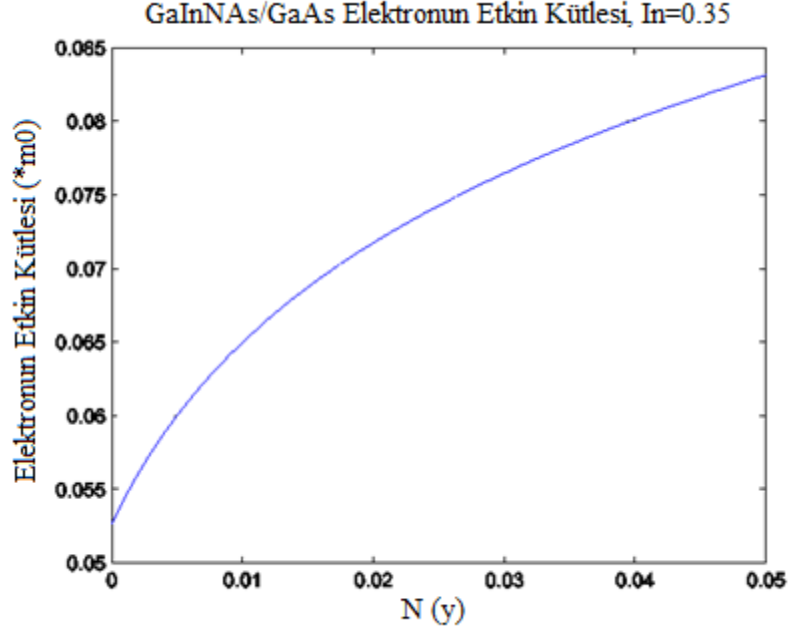
Şekil 2.10 Azot eklenmiş yapının hesaplanan dağılım fonksiyonunun dörtlü alaşım GaInNAs için $E_-(k)$ ve $E_+(k)$ enerji seviyeleri.

Yarıiletkenlerde taşıyıcı kütlelerinin bilinmesi geçiş enerji seviyelerinin belirlenebilmesi için önemli ve gereklidir. Taşıyıcı hareketliliği (mobilite) doğrudan etkin kütleyle bağlıdır.

Diğer bilinen yarıiletken alaşımların tersine, elektronun kütlesi III-N-V sistemlerde eklenen azot oranına bağlı olarak artmaktadır. Az miktarda azot eklenmiş sistemler için etkin kütle

$$m^* = \frac{\hbar^2}{\left. \frac{\partial^2 E_-}{\partial k^2} \right|_{k=0}} = m_M \left[1 + \left(\frac{V_{MN}}{(E_N - E_-)} \right)^2 \right] \quad (2.19)$$

formülü ile hesaplanabilir. Burada m_M parabolik iletkenlik bandı yapısına sahip yarıiletkenlere ait küttedir. Bu etkin kütledeki azot oranına bağlı artış ve yasak bant yapısındaki değişim GaInNAsSb sisteminin önemini arttırmakta ve ilgileri üzerine çekmektedir.



Şekil 2.10 Hesaplanan elektronun etkin kütlelerinin azot oranına bağlı değişimi GaInNAs/GaAs

2.11. Sonuç ve Tartışma

Lazerlerin temel çalışma prensipleri hakkında bilgi verilip, yarıiletken lazerlerin özelliklerine incelendi. Az miktarda azot eklenen uzun dalgaboylu dört ve beş alaşımdan oluşan güncel yarıiletken kuantum kuyu yapıların materyal parametre hesaplama yöntemleri incelendi. Bu sistemlerde azot eklemenin materyal parametrelerine etkileri araştırıldı.

Azot eklenmiş uzun dalgaboylu lazerlerin önemi optik haberleşmenin atışına paralel olarak artmaktadır. Çünkü optik haberleşmede fiber optik kablolarla en iyi şekilde monte edilebilecek optik kaynaklara gereksinim vardır. Teknolojinin hızlı bir şekilde ilerlemesine ayak uyduracak ve veri iletimindeki verimliliği artıracak GaInNAs(Sb)/GaAs yapıları aktif bölgelerinde ışık kaynağı olarak kullanan aygıtlar üzerinde birçok güncel araştırmalar yapılmaktadır. Biz bu bölümde zıt bant geçiş

yöntemi (BAC) ile bu sistemlerin bant yapısı ve etkin kütlelerinin azot miktarına bağımlılığını teorik olarak hesapladık.

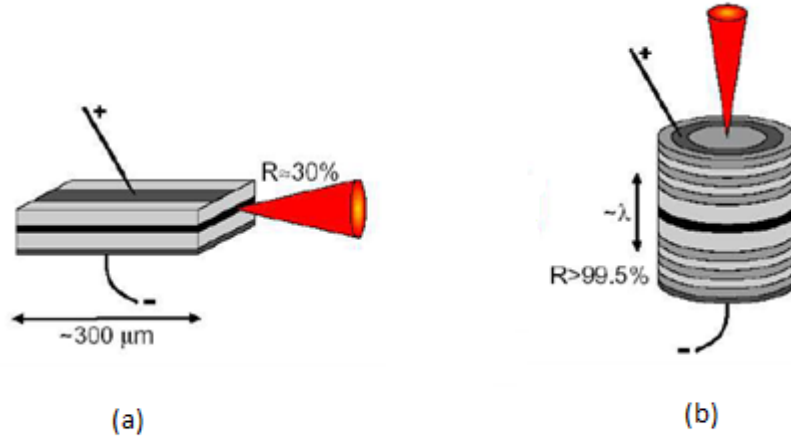
3. BULGULAR VE TARTIŞMA

3.1. Dikey Kaviteli Yüzey Işımasi Yapan Lazerler (VCSEL)

Bu bölümde Dikey Kaviteli Yüzey Işımasi Yapan Lazer (VCSEL) yapıları, kullanılan DBR aynaları ve yansıtma spektrumu ile bunu etkileyen faktörler incelendi. Bu yapılar için yansıtma katsayıları geçiş matrisi yöntemi kullanılarak hesaplandı. Bu hesaplamalarda kullanılan programlar paket programlama dili olan Matlab (MATLAB) programı kullanılarak hazırlandı.

3.2. VCSEL'in Yapısı

Lazerler ışımaya yaptıkları bölgelere göre kenar ışımasi yapan ve dikey kaviteli yüzey ışımasi yapan lazerler olmak üzere ikiye ayrılırlar. Kenar ışımasi yapanlar yarıiletkenlerin büyütme doğrultularına paralel ışımaya yaparlar. Işımının kenardan olmasını büyütme doğrultularına dik olan aynalar sağlar. Dikey kaviteli yüzey ışımasi yapan lazerler ise büyütme doğrultusuna paralel aynalara sahip olduğu için yüzey ışımasi yapan yapılardır. İlk dikey kaviteli yüzey ışımasi yapan lazer Soda ve çalışma arkadaşları tarafından (Soda, 1979) yılında üretilmiştir. Bu lazerlerin kavite kalınlıkları $\sim 10 \mu\text{m}$ civarındadır çünkü epitaksiyel olarak kalın tabakaları büyütme zordur. Yansıtma daha önce kenar ışımasi yapan lazerler incelenirken görüldüğü gibi $R=0.3$ civarında olursa, soğurma kayıpları 10^3 cm^{-1} ya da daha büyük değerlere ulaşır. Bu kayıplar arttıkça eşik akımında artması gerekir. Kayıpları azaltmak için yüksek yansıtmaya sahip aynalar kullanılması gerekir. Aynaların yansıtıcılığı 0.99 yapılabılırsa, ayna kayıpları yalnızca 10^{-1} cm^{-1} olur ki bu da düşük eşik akım yoğunluğuna sahip bir lazer için kabul edilebilir bir değerdir. Yüksek yansıtıcılığa sahip olan DBR aynalarla üretilen VCSEL bu nedenle başarılı olmuştur.



Şekil 3.1 (a) Kenar ışıması yapan ve (b) dikey kaviteli yüzey ışıması yapan lazerin şematik gösterimi. (Interconnecting the World with Giga Bit) sayfasından alınmıştır.

VCSEL aynaları için periyodik yapıya sahip dağıtılmış Bragg Yansıtıcıları (Distributed Bragg Reflectors - DBR) kullanılarak oldukça yüksek yansıtması olan aynalar elde edilebilmektedir. DBR, kısa kavite uzunluğundan ortaya çıkacak sorunları çözmek için gereken yüksek yansıtmayı sağlar. VCSEL'in aktif bölgesi, Fabry-Pèrot (FP) kavitesinin aktif bölgesi ile benzerdir. Buna karşın aktif bölgeyi çevreleyen tabakalar, kalınlıkları d_1 , d_2 ve kırılma indisleri n_{r1} , n_{r2} olan tabakaların periyodik olarak ard arda dizilmesi ile oluşan DBR yapısıdır. Bu yapının periyodikliği,

$$n_{r1}d_1 + n_{r2}d_2 = \frac{\lambda}{2} \quad (3.1)$$

olacak şekilde seçilir ve $\lambda = \frac{\lambda_0}{n_r}$ dalgaboylu bir optik ışın için Bragg yansıma şartına karşılık gelir. $\overline{n_r}$ etkin kırılma indisi, λ kazanç eğrisinin en üst noktası ile çakışacak şekilde seçilen dalgaboyudur ve λ_0 serbest uzay dalgaboyudur.

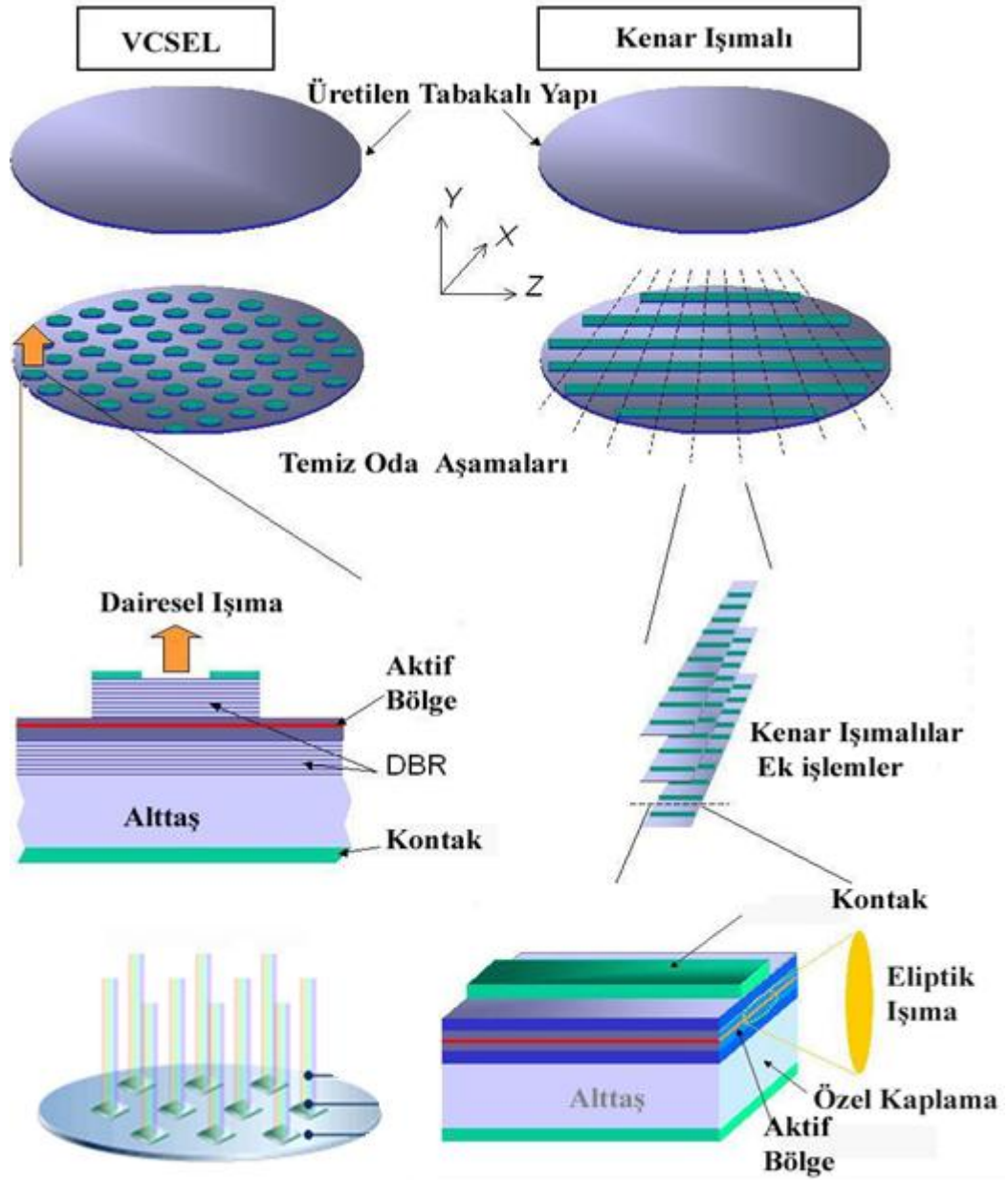
Yüksek yansıtma oranına sahip DBR aynalar elde etmek için kırılma indisleri arasında farklı GaAs/AlAs gibi yarıiletken malzemeler ya da Si/SiO₂ gibi amorf malzemeler kullanılır. Farklı kırılma indisli iki bileşik arasındaki dielektrik süreksizliğinde bir yansıma vardır.

DBR ayna üretmek için kullanılan GaAlAs sisteminde en büyük yansıtma, AlAs/GaAs arayüzeyinde oluşur. Yansıtıcılık Bragg şartı sağlandığında çok yüksektir ve dalgaboyu Bragg şartını sağlayan dalgaboyundan farklı olduğu zaman azalma gösterir. DBR aynaların yansıtıcılığı;

$$R = \left(\frac{1 - \frac{n_s}{n_0} \left(\frac{n_{r1}}{n_{r2}} \right)^{2P_1}}{1 + \frac{n_s}{n_0} \left(\frac{n_{r1}}{n_{r2}} \right)^{2P_1}} \right)^2 \quad (3.2)$$

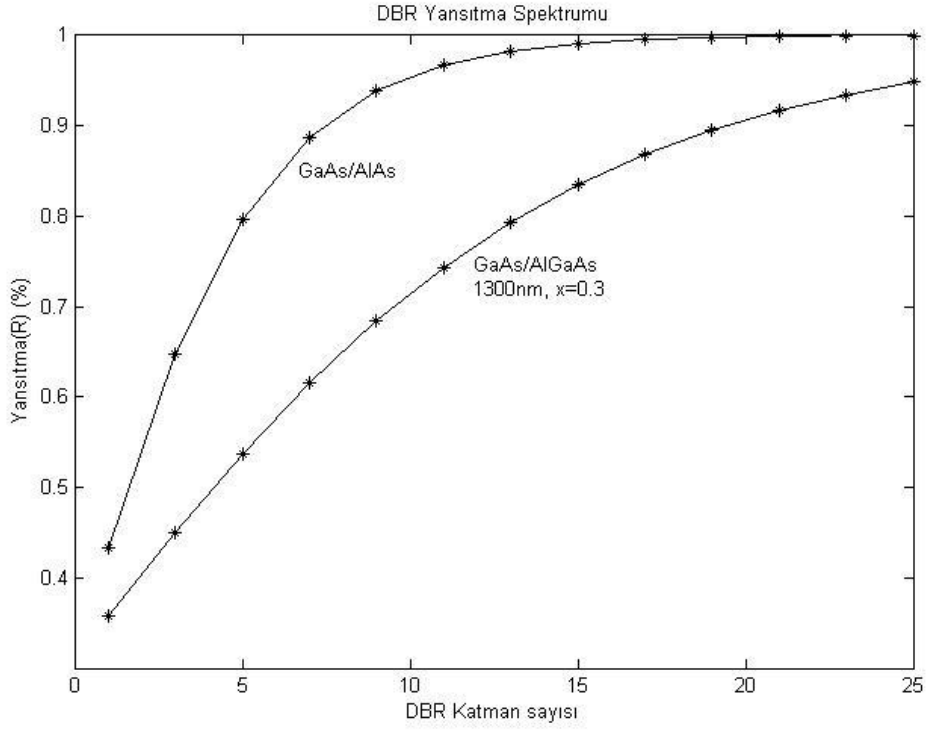
bağıntısından elde edilir (Sale T. E., 1995). P_1 tabakalarının yinelenme (katman, tabaka) periyodu, n_0 havanın ve n_s taşıyıcı tabakanın kırılma indisidir. Eğer uygun bir P_1 kombinasyonu ve $\frac{n_{r1}}{n_{r2}}$ oranı seçilirse yansıtıcılık çok kolay % 99'a ulaşır. Bu oran GaAs/AlAs ve $Al_{0,3}$ GaAs / GaAs için Şekil 3.3 de verilmiştir. Yansıtma oranına ayna sayısının etkisi ve kırılma indisleri oranının etkisi görülmektedir. GaAs/AlAs tabaka sayısını artması yansıtma katsayısını arttırmakta ve 20 tabakadan sonra yansıtma oranı 100% olmakta ve artmamaktadır.

Dizayn edilen DBR aynalar sayesinde aktif bölgesi kuantum kuyusu kadar küçük olan lazerlerin yapılmasına imkan verilmiştir. VCSEL yapıda ise bir ayna yığını vardır ve optik dalga bu yığının her bir yansıtıcı tabakasından yansıdıkça çoğaltılır ve bu bölgeye VCSEL etkin kavite uzunluğu denilir. Şekil 3.4'den de görüldüğü gibi VCSEL'in optik kavitesi, klasik kenar ışınması yapan lazerlerin kavitesine diktir ve tek kuantum kuyusu ya da çoklu kuantum kuyusu (MQW) yapılarından oluşan küçük bir aktif bölge içerir.



Şekil 3.2 Kenar ışması yapan ve dikey kaviteli yüzey ışması yapan lazerlerin karşılaştırılması.

Bu aktif tabakanın altına ve üstüne kırılma indisleri büyük ve küçük olan yarıiletkenlerin ard arda büyütülmesi kavite ile elde edilir. Dikey kavite, VCSEL'in ışmasının özellikleri, optoelektronik tasarımı ve üretiminde radikal farklılıkların oluşmasına neden olmaktadır. VCSEL yapının kenar ışması yapan lazere göre avantajları;



Şekil 3.3 GaAs/AlAs ve AlGaAs/GaAs DBR aynalar için yansıtma katsayısını katman sayısına (N) bağımlılığını gösteren şema.

Tablo 3.1 Farklı dalgaboylarında kırılma indisleri (Ref: (Batop Web Sayfası))

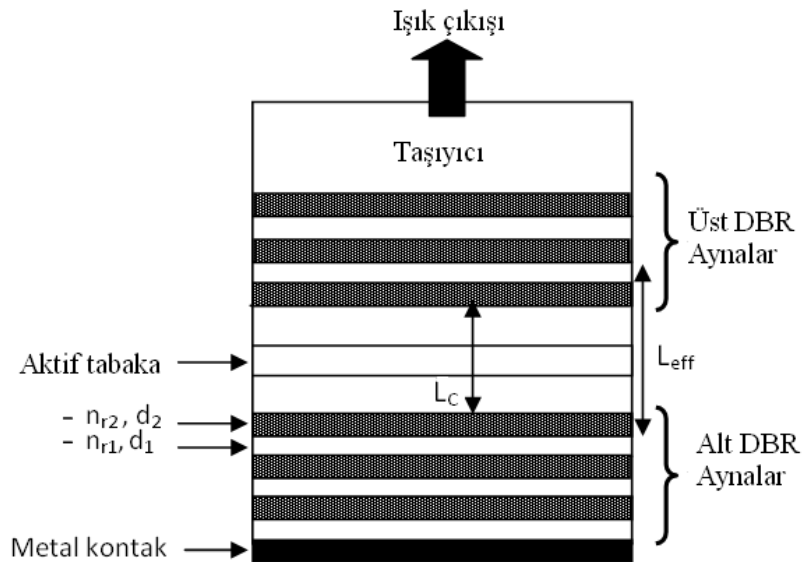
Dalgaboyu (nm)	n_r (GaAs)	n_r (AlAs)	n_r (Al _{0.3} Ga _{0.7} As)
850	3.662	3.021	3.423
1300	3.409	2.98	3.303
1500	3.382	2.912	3.289

- Yüzeypden paralel ışımaya yapması,
- Iraksamanın yakın mesafede olmaması,
- Dairesel ışık çıkışına sahip olması,
- Geniş bir yüzeyden ışımaya yaptıkları için optik haberleşmede kullanılan fiber optik kabloya montajlarının kolay olması,
- Verimleri diğer lazerlere göre yüksek olması,
- Ayrıca üretimlerinin kolay olması söylenebilir.

Bütün yapı epitaksiyel büyütme yöntemlerinden yararlanılarak, tek süreçte üretilmektedir. Bütün bunlara ek olarak;

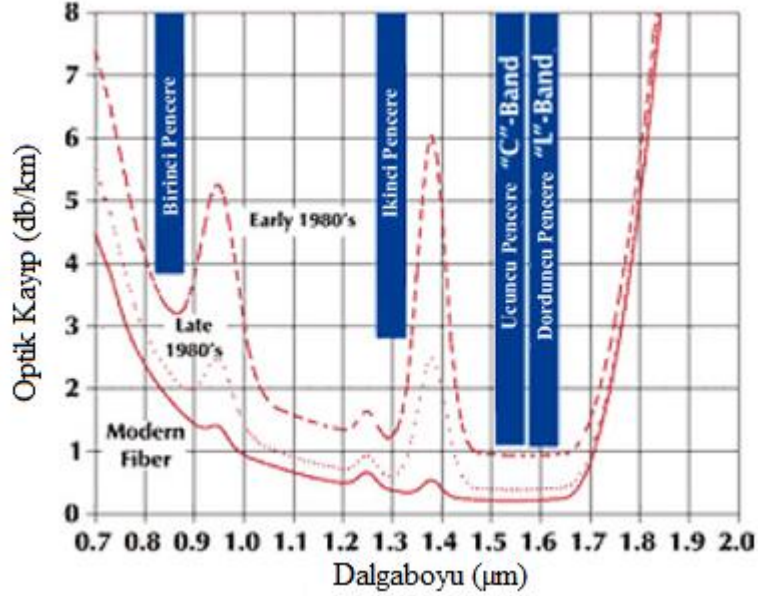
- Şekil 3.2’de görüldüğü gibi yüzeyden ışıma yaptıkları için yarıiletken bir taşıyıcı üzerine çok sayıda aygıt yerleştirilebilmektedir, yani iki boyutlu dizin konfigürasyonuna uygundurlar.
- VCSEL’in aktif bölge hacminin küçük olması eşik akımının da düşük olmasını sağlamaktadır.
- Aktif bölgelerinin boyutlarının küçüktür ve optik çıkışları tek modludur, tek modlu fiber optik sisteminde kullanıma uygundur.

Kenar ışması yapan lazerlerden çok daha avantajlı olmalarının yanı sıra, VCSEL yapının oluşturulmasında tasarım ve büyütülmesinde kesinlik olmalıdır. Aynaların kalınlıklarında ya da aktif bölgenin kalınlığındaki küçük hatalar bile aygıtın çalışmasını etkiler. Bu nedenle VCSEL’in performansı büyütülen tabakaların düzgünlüğüne büyük ölçüde bağlıdır. Ayrıca bu yapıda akım üst aynadaki halka kontak yapı içine verildiğinden, aynaların direnci, akımın yapı içine sızmasını engelleyecek kadar küçük olmalıdır. Bu nedenle epitaksiyel olarak büyütülen Bragg yansıtıcılarının yüksek dirence sahip olmaları bir sorundur.



Şekil 3.4 DBR aynalarına sahip yüzey ışması yapan bir lazerin şematik gösterimi

Bu durum farklı yarıiletkenler arasındaki bant kenarı süreksizliğinin doğal bir sonucudur. Bu sorun aynaların ara yüzeylerinin arasına bir basamaklandırılmış süper örgü yerleştirerek (Geels R. S., 1990) ve yansıtıcıları seçici olarak katkılayarak (Sugimoto M., 1992) (düşük dirençli yapılar üreterek) çözülmüştür.



Şekil 3.5 Optik fiberler için dört dalgaboyu aralığı (History of Fiber)

VCSEL aygıtlar için üzerinde en çok çalışılan ve iyi sonuç elde edilen malzeme sistemine örnekler aktif bölgesinde 800 ve 880 nm dalgaboyu aralığında çalışan GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs, 930-1100 nm aralığında ışımaya yapan In_xGa_{1-x}As/GaAs kuantum kuyu yapılarıdır. 1.3 ya da 1.55 µm uzun dalgaboyu VCSELler ise günümüzde düşük maliyet ve yüksek kapasiteli fiber optik iletişimi için oldukça çekici bir potansiyele sahiptir. Daha önce belirtmiş olduğumuz dalga boylarında fiber optikte dağılım (dispersion) minimumdur. Bu dalga boyunda III-V grubu yarıiletkenlerine azot (N) eklenerek elde edilen GaInNAs ve GaInNAsSb sistemleri aynı zamanda yüksek yansıtıcılığa sahip büyük kırılma indis farkına sahip GaAs/(Ga)AlAs DBR aynaları ile uyumlu olarak büyütülebilmektedir. İlk GaInNAs VCSEL lazer, 1997 yılında Larson ve çalışma grubu (Larson, et al., 1998) tarafından üretildi. Aktif bölgesi GaInNAs kuantum kuyusu olan bu ilk lazer oda sıcaklığında sürekli (continuous wave) olarak çalışıyordu ve 1.22 µm dalgaboyu ışımaya sahipti.

3.3. Yansıtma Parametresinin Hesaplanması

Tipik bir VCSEL lazer iki temel bölümden oluşmaktadır. Bunlar alt ve üst DBR aynalar ile merkezdeki aktif bölgedir. Önceki bölümde anlatıldığı gibi bu DBR aynalar yüksek hassaslıkta üretilen Fabry-Perot kavite içerisinde yarı dalgaboyunun tam katları ($\lambda/2n$) kalınlığındaki kuantum kuyu bölgelerinden oluşur. DBR aynalar epitaksi yöntemi ile üretilen aygıtın çalışma dalgaboyunun dörtte biri genişliğinde büyük ve küçük kırılma indisine sahip yarıiletkenlerden yapılmıştır. Bu tezde yapılacak hesaplamalarda ince film optiği temel alınmıştır ve çok tabakalı periyodik film sistemlerinin yansıma katsayılarını hesaplamakta kullanılan geçiş matrisi yönteminden yararlanılmıştır.

3.4. Çok Tabakalı Sistemler İçin Yansıtma Spektrumu Hesaplanması

Yansıtma spektrumunun hesaplanması için hava ve taşıyıcı ile sınırlanmış kalınlığı d olan bir ince film tabakası örneklenmiştir. Bu ince film tabakasına gelen elektromanyetik dalganın bu ortamdaki davranışı incelenerek yansıma katsayısının ifadesi bulunacaktır. Burada kullanılacak olan terimler elektromanyetik dalganın geliş ortamındaki kırılma indisi n_0 , ince filmin kırılma indisi n_1 ve taşıyıcının kırılma indisi n_2 'dir. E_m^+ ve H_m^+ pozitif yönde hareket eden elektromanyetik dalganın m sayılı katmandaki elektrik ve manyetik vektörlerini ve E_m^- ve H_m^- ise negatif yöndekileri göstermektedir. Elektrik ve manyetik vektörler

$$E_m = E_m^+ + E_m^- \quad (3.3)$$

$$H_m = \mu_m (E_m^+ - E_m^-) \quad (3.4)$$

ile ifade edilir. Normal yansımada, optik geçirgenlik (admittance)

$$\mu_m = \begin{cases} n_m Y & s - polarizasyonu \\ n_m / Y & p - polarizasyonu \end{cases} \quad (3.5)$$

formülü ile bulunur. Burada n_m m tabakasının kırılma indisi ve Y ise karaktereristik optik geçirgenliktir. Herhangi başka bir açı ile giriş yapılıyorsa optik geçirgenlik formülleri

$$\mu_m = \begin{cases} n_m Y \cos \theta_m & s - \text{polarizasyonu} \\ n_m Y / \cos \theta_m & p - \text{polarizasyonu} \end{cases} \quad (3.6)$$

şeklinde değişir. Burada n_m m tabakasında yansıma açısını gösterir. n_o ilk ortamın n_{sub} ise alt taşın yansıma açısını gösterir ve bu sistem için Snell Kanunu şu şekilde yazılabilir.

$$n_o \sin \theta_o = n_m \sin \theta_m \quad (3.7)$$

$$n_m \sin \theta_m = n_{sub} \sin \theta_{sub} \quad (3.8)$$

Elektromanyetik ışına faz farkı herhangi bir tabakada (3.9) denklemi;

$$\delta_m = \frac{2\pi n_m d_m \cos \theta_m}{\lambda} \quad (3.9)$$

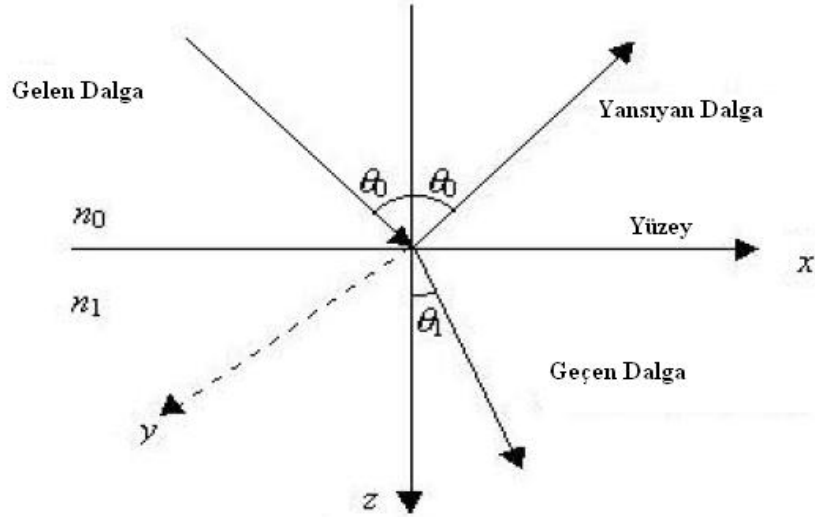
ile verilir. Burada λ dalgaboyunu d_m ise m tabakasının fiziksel kalınlığını verir, ve

$$d_m = \frac{\lambda_B}{4n_m} \quad (3.10)$$

formülü ile verilir. Burada λ_B Bragg dalgaboyudur. $1.3\mu\text{m}$ Bragg dalgaboylu GaInNAs/GaAs sistemi için tabakanın kalınlığı $n_m=3,45$ için $94,20 \text{ nm}$ dir.

3.5. Geçiş Yüzeylerinde Yansıma ve Geçirgenlik Katsayıları

Yansıtma katsayısı R ve geçirgenlik katsayısı T; tabakalı yapılarda gelen enerjinin diğer katmanlara geçmesi veya yansıma oranları olarak ifade edilir. n_0 gelen dalganın bulunduğu ortamın indisi n_1 ikinci ortamın kırılma indisi olmak üzere gelen dalga ara yüzeyde bir yansıyan ve kırılan ya da bir geçen dalgaya ayrılır (Macleod H. A., 1969).



Şekil 3.6 Geçiş Yüzeylerinde yansım.

Faz farkı ile birlikte dalgalar:

Gelen Dalga $exp(i[\omega t - (2\pi n_0 / \lambda)(x \sin \theta_0 + z \cos \theta_0)])$

Yansıyan Dalga $exp(i[\omega t - (2\pi n_0 / \lambda)(x \sin \theta_0 - z \cos \theta_0)])$

Kırılan Dalga $exp(i[\omega t - (2\pi n_1 / \lambda)(x \sin \theta_1 + z \cos \theta_1)])$

İlerleyen dalgalar için pozitif ve yansıyanlar için negatif işaretli elektrik ve manyetik alan denklemleri (Heavens, 1955) gösterilip, sınır koşulları $z=0$ noktasında uygulanırsa

$$E_{0x} = (E_{0p}^+ + E_{0p}^-) \cos \theta_0 = E_{1x} = E_{1p}^+ \cos \theta_1 \quad (3.11)$$

$$E_{0y} = E_{0s}^+ + E_{0s}^- = E_{1y} = E_{1s}^+ \quad (3.12)$$

$$H_{0x} = n_0 (E_{0s}^+ - E_{0s}^-) \cos \theta_0 = H_{1x} = -n_1 E_{1p}^+ \cos \theta_1 \quad (3.13)$$

$$H_{0y} = n_0 (E_{0p}^+ - E_{0p}^-) = H_{1y} = n_1 E_{1p}^+ \quad (3.14)$$

denklemleri elde edilir. Bu denklemler çözülüp birbirlerine oranları farklı polarizasyonlar için bulunursa Fresnel katsayıları elde edilebilir. Film sisteminin kayıpsız olduğu yani soğurmanın olmadığı kabul edilerek her ara yüzeydeki yansımanın

genliği r ve geçiş katsayısı t olmak üzere Fresnel denklemlerinden yansıma ve geçiş katsayıları bulunursa

$$r_{1p} = \frac{E_{0p}^-}{E_{0p}^+} = \frac{n_0 \cos \theta_1 - n_1 \cos \theta_0}{n_0 \cos \theta_1 + n_1 \cos \theta_0} \quad (3.15)$$

$$r_{1s} = \frac{E_{0s}^-}{E_{0s}^+} = \frac{n_0 \cos \theta_0 - n_1 \cos \theta_1}{n_0 \cos \theta_0 + n_1 \cos \theta_1} \quad (3.16)$$

$$t_{1p} = \frac{E_{0p}^-}{E_{0p}^+} = \frac{2n_0 \cos \theta_0}{n_0 \cos \theta_1 + n_1 \cos \theta_0} \quad (3.17)$$

$$t_{1s} = \frac{E_{0s}^-}{E_{0s}^+} = \frac{2n_0 \cos \theta_0}{n_0 \cos \theta_1 + n_1 \cos \theta_1} \quad (3.18)$$

Yansıma enerji katsayıları Denklem (3.11) kullanılarak

$$R_p = \frac{(E_{op}^-)^2}{(E_{op}^+)^2} = r_{1p}^2 \quad (3.19)$$

$$R_s = \frac{(E_{os}^-)^2}{(E_{os}^+)^2} = r_{1s}^2 \quad (3.20)$$

Geiř enerji katsayıları ise

$$T_s = \frac{n_1 \cos \theta_1 (E_{1s}^+)^2}{n_0 \cos \theta_0 (E_{0s}^+)^2} = \frac{n_1 \cos \theta_1}{n_0 \cos \theta_0} t_{1s}^2 \quad (3.21)$$

$$T_p = \frac{n_1 \cos \theta_1 (E_{1p}^+)^2}{n_0 \cos \theta_0 (E_{0p}^+)^2} = \frac{n_1 \cos \theta_1}{n_0 \cos \theta_0} t_{1p}^2 \quad (3.22)$$

Normal yansımada ise bu denklemler

$$R_p = R_s = \left| \frac{n_0 - n_1}{n_0 + n_1} \right|^2 \quad (3.23)$$

$$T_p = T_s = \frac{4n_o n_1}{(n_o + n_1)^2} \quad (3.24)$$

Bu arada Denklem (3.15) ile Denklem (3.18) toplanılırsa

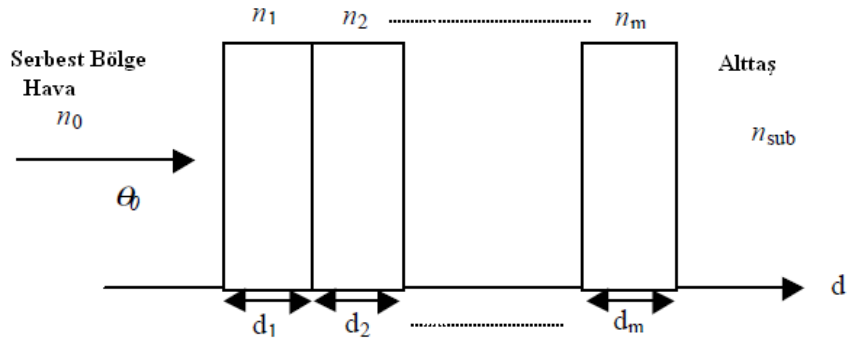
$$R_p + T_p = 1 \quad (3.25)$$

$$R_s + T_s = 1 \quad (3.26)$$

denklemleri elde edilir.

3.6. Çok Katmanlı Yapılar

Çok katmanlı yapıların yansıtma ve geçirgenliklerini hesaplamak için çeşitli yöntemler vardır. Biz bu bölümde geçiş matris metodunu kullandık.



Şekil 3.7 Çok katmanlı bir yapının şematik gösterimi

Şekil 3.7’da tabakaların geometrik olarak kalınlıkları d_1, d_2, \dots, d_m şeklinde ve kırılma indisleri n_1, n_2, \dots, n_m şeklinde verilmiştir. Maksimum yansıtmanın olduğu durumda rezonans dalgaboyu λ_B

$$\frac{\lambda_B}{4} = d_m n_m \quad (3.27)$$

şartını sağlaması beklenir. Yüzey arası (m-1) ve m tabakaları arasındaki sınır koşulları kullanılarak dalga denklemleri yazılır.

$$E_{m-1}^+ = 1/t_m \left[E_m^+ \exp(i\delta_m) + r_m E_m^- \exp(-i\delta_m) \right], \quad (3.28)$$

$$E_{m-1}^- = 1/t_m \left[r_m E_m^+ \exp(i\delta_m) + E_m^- \exp(-i\delta_m) \right],$$

ve düzenlenirse

$$\begin{pmatrix} E_{m-1} \\ H_{m-1} \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \delta_m & i \sin \delta_m / \mu_m \\ i \mu_m \sin \delta_m & \cos \delta_m \end{bmatrix} \begin{pmatrix} E_m \\ H_m \end{pmatrix}, \quad (3.29)$$

herhangi bir tabakada

$$\begin{pmatrix} E_0 \\ H_0 \end{pmatrix} = \prod_{m=1}^N M_m \begin{pmatrix} E_N \\ H_N \end{pmatrix}, \quad (3.30)$$

ve sisteminin karakteristik matrisi M_m ,

$$M_m = \begin{bmatrix} \cos \delta_m & i \sin \delta_m / \mu_m \\ i \mu_m \sin \delta_m & \cos \delta_m \end{bmatrix} \quad (3.31)$$

$$\begin{pmatrix} E_N \\ H_N \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 \\ M_{sub} \end{pmatrix} E_{sub}^+ \quad (3.32)$$

olarak elde edilir. Bu denklemi;

$$\begin{pmatrix} E_N \\ H_N \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 \\ M_{sub} \end{pmatrix} E_{sub}^+ \quad (3.33)$$

$$E_n \begin{pmatrix} 1 \\ Y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 \\ M_{sub} \end{pmatrix} E_{sub}^+ \quad (3.34)$$

şeklinde yazabiliriz ve burada Y optik geçirgenlik katsayısıdır ve $Y = \frac{H_o}{E_o}$ oranı ile

bulunur. Buraya kadar olan denklemler düzenlenerek

$$\begin{pmatrix} B \\ C \end{pmatrix} = \prod_{m=1}^N M_m \begin{pmatrix} 1 \\ \mu_{sub} \end{pmatrix} \quad (3.35)$$

transfer matrisi elde edilir ve yansıma ve geçiş oranları bulunur:

$$R = \frac{|\mu_0 B - C|^2}{|\mu_0 B + C|^2} \quad (3.36)$$

$$T = \frac{4\mu_0\mu_{sub}}{|\mu_0 B + C|^2}. \quad (3.37)$$

Tek tabakalı bir ince film sisteminin karakteristik matrisi, film sisteminin kayıpsız olduğu yani soğurmanın olmadığı kabul edilerek,

$$\begin{pmatrix} B \\ C \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\delta_1 & (i\sin\delta_1)/n_1 \\ in_1\sin\delta_1 & \cos\delta_1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ n_2 \end{pmatrix} \quad (3.38)$$

bağıntısı ile verilir (Yariv, 1984). Burada δ_1 ince film tabakasında oluşan faz farkıdır:

$$\delta_1 = \frac{2\pi n_1}{\lambda} d \cos\theta_1 \quad (3.39)$$

ve n_1, n_2 sırası ile ince filmin ve taşıyıcının kırılma indisidir. Bu ince filmin karmaşık kırılma indisi,

$$Y = \frac{C}{B} \quad (3.40)$$

ve yansıma katsayısı;

$$r = \frac{n_0 - Y}{n_0 + Y} \quad (3.41)$$

bağıntısı ile bulunur. n_0 geliş ortamının kırılma indisidir. n tabakalı çok katmanlı bir ince film sisteminin karakteristik matrisi ise tek tabakalı film sisteminin karakteristik matrisinin her bir tabaka için çarpımı ile bulunur:

$$\begin{pmatrix} B \\ C \end{pmatrix} = \prod_{r=1}^n \begin{pmatrix} \cos \delta_r & i \sin \delta_r / n_r \\ i n_r \sin \delta_r & \cos \delta_r \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ n_{n+1} \end{pmatrix} = \prod_{r=1}^n M_i \begin{pmatrix} 1 \\ n_{n+1} \end{pmatrix} \quad (3.42)$$

n_{n+1} çok katmanlı sistemin taşıyıcı tabakasının kırılma indisidir. Bu sistemin fazı ise;

$$\delta_r = \frac{2\pi n_r d_r \cos \theta_r}{\lambda} \quad (3.43)$$

bağıntısı ile verilir.

DBR aynalarının yansıtılmalarını hesaplamak için ise çoklu film sistemi için verilmiş olan karakteristik matrisi, DBR aynalar için düzenlendi. DBR ayna sistemi yüksek ve alçak kırılma indisli yarıiletken tabakalarının periyodik olarak büyütülmesi ile elde edilir. Kırılma indisleri n_1 ve n_2 olan m çift, çeyrek tabaka kalınlığına sahip tabaka sistemi için geçiş matrisi;

$$M = \prod_{i,j=1}^m (M_i M_j) = \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{pmatrix} \quad (3.44)$$

olacaktır. M_i , n_1 kırılma indisli ortamın, M_j ise n_2 kırılma indisli ortamın karakteristik geçiş matrisidir. Yansıma katsayısı, (2.78) ve (2.79) ifadelerinden yararlanılarak;

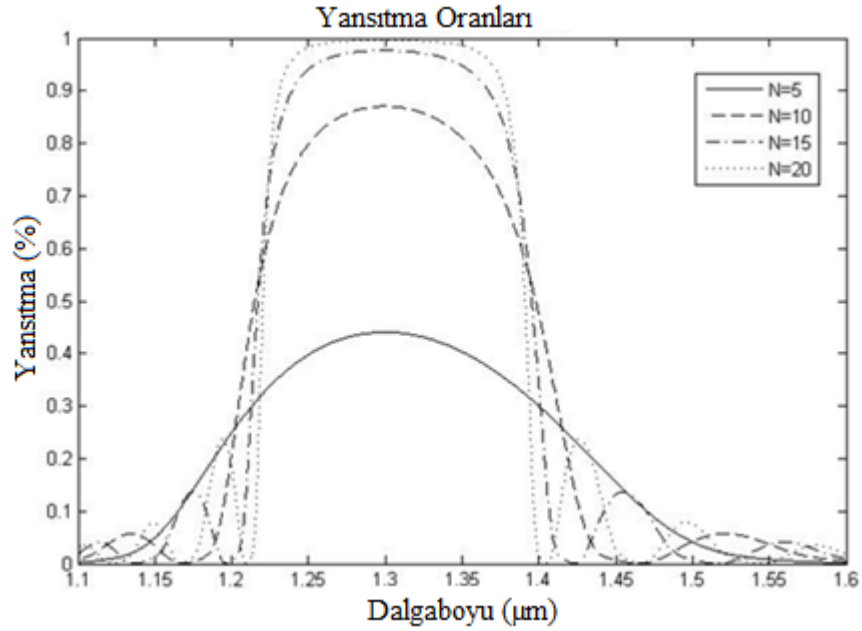
$$r = \frac{n_0 M_{11} + n_0 n_s M_{12} - M_{21} + n_s M_{22}}{n_0 M_{11} + n_0 n_s M_{12} + M_{21} + n_s M_{22}} \quad (3.45)$$

olarak elde edilir. Bu ifadede n_s taşıyıcı tabakanın kırılma indisidir. Yansıma şiddeti ise şu ifade ile verilir:

$$R = |r|^2. \quad (3.46)$$

Yansıtma oranlarının geçiş matris yöntemi (Macleod H. , 1986) ile hesaplama yöntemini ve denklemleri yukarı verdik. Bu aşamada yansıtma oranlarını dalgaboyuna bağlı olarak hesaplamak için *Matlab* (MATLAB) programını kullanarak programları yazıldı. Yazılan program Ek A bölümüne eklendi.

1.3 μm dalgaboyu değeri için kırılma indisi değerleri Tablo 2.2 de verilmişti. Geçiş matrisleri kırılma indislerine, Bragg dalgaboyuna, tabaka kalınlıklarına, gelen dalga giriş açısına bağlı olarak hesaplanıp matris çarpımları yapılarak belirlenen dalgaboyu aralığında yansıtma spektroskopisi elde edilir. Şekil 3.8’de farklı tabaka periyotları için GaAs/AlAs DBR için yansıtma spektrumlarının değişimi verilmiştir.



Şekil 3.8 GaAs/AlAs DBR aynalar için hesaplanan yansıtma katsayısının dalgaboyuna bağlılığı.

DBR'nin yansıtma tepe noktası daha çok yansıtma indeksi farkı ve indeks profilinin düşük seviyeden Fourier komponentleri tarafından belirlenir (Kogelnik H., 1972). DBR tabakasının periyot sayısının artması yansıtmanın değerini artırır ve yüksek yansıtma bandı bölgesinin genişlemesini sağlar. Geçiş matrisine bağlı yansıtma spektrumunun simülasyonu ile düşük ve yüksek indeksli materyal arasındaki derecelendirme ile de optik bant genişliği düşer.

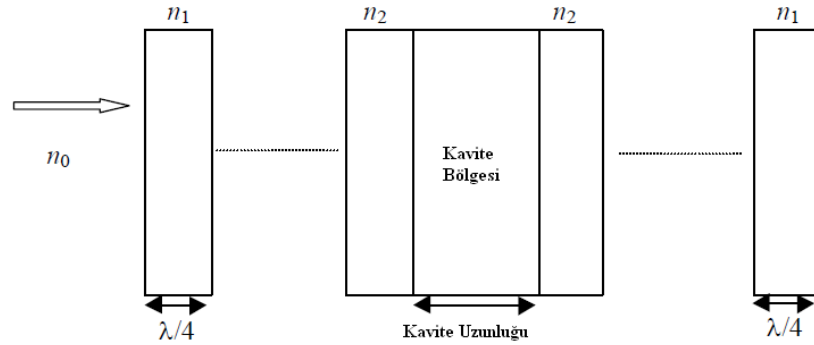
3.7. VCSEL Aktif Bölgesi

Yüzey ışıklı lazerlerde (VCSEL) DBR aynaların yansıtma ve geçiş oranlarının teorik olarak dalgaboyuna bağlı olarak hesaplama yöntemi denklemler çıkarılarak anlatıldı. Yazılan Matlab programı ile GaAs/AlAs için yansıtma spektrumu çıkarıldı. VCSELler de alt ve üst DBR aynalara ek olarak aktif bölgelerinin (rezanötörlerin) de olması gerekir. Aktif bölge geçiş matrisi çok katmanlı yapıda olduğu gibi üst ve alt DBR ayna sistemlerinin karakteristik matrisi aktif bölgenin karakteristik matrisinin sırasıyla çarpımı ile bulunur.

$$M_{toplam} = (M_{üst}) * (M_{kavite}) * (M_{alt}) \quad (3.47)$$

Burada $M_{üst}$, M_{alt} ve M_{kavite} yukarıda belirtilen bölgelere ait geçiş matrisleridir.

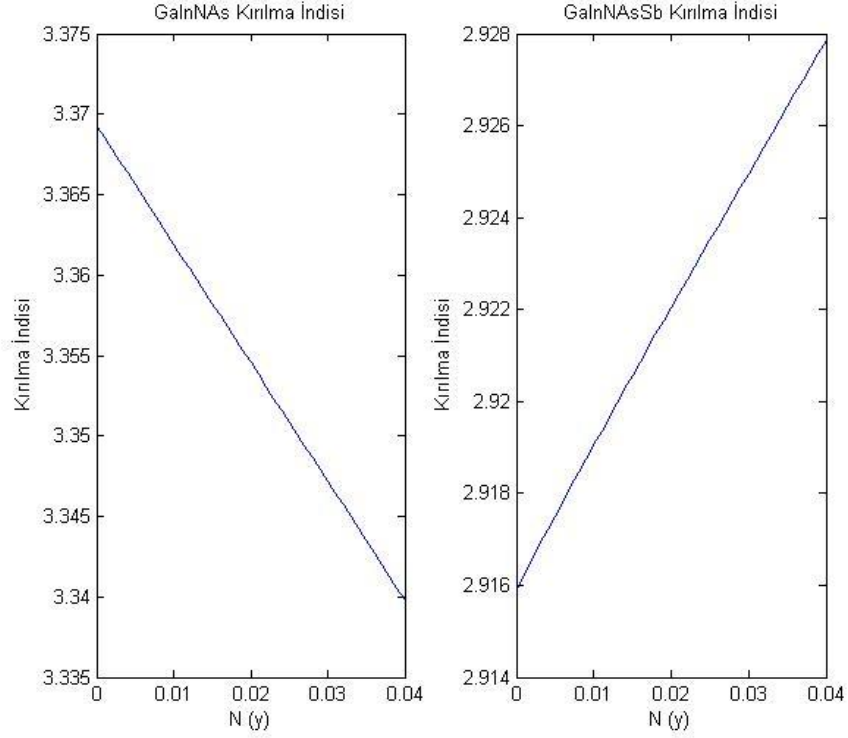
Az miktarda azot eklenmiş yapılar GaInNAs ve GaInNAsSb yapılar aktif bölge materyali olarak kullanıldığından bu yapıların yansıtma grafikleri incelendi. Öncelikle bu yapılara ait kırılma indisleri Vegard kuralı kullanılarak hesaplandı.



Şekil 3.9 Tipik bir VCSEL yapısının şematik görünümü.

Şekil 3.10'da görüldüğü gibi azot miktarının artması GaInNAs yapıda kırılma indisinin azalmasına sebep olurken GaInNAsSb beşli alaşımı için artmaya sebep olmaktadır. Bu etki sadece azot miktarındaki değişimden değil aynı zamanda Sb atomlarından da kaynaklanmaktadır. Günümüzde azot eklenmiş alaşımların materyal parametreleri üzerine araştırmalar yapılmış olmasına rağmen Sb atomlarının etkisi şu andaki bilgilerimize göre çok araştırılmamıştır. Az miktarda azot (N) ve antimon (Sb) eklenmiş III-V yapılar oldukça yenidir.

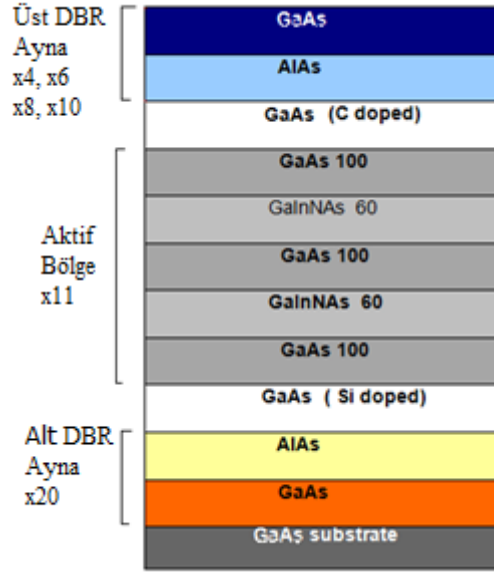
GaAs üzerine büyütülebilen uzun dalgaboylu aygıt üretmek için birçok yaklaşım bulunmasına rağmen en çok dikkati çeken GaInNAs(Sb) yapılarıdır. Bu farklı özellikleri nedeniyle performansı yüksek lazerler dizayn etmek, üretmek ve bu lazerlerin aktif bölgelerinde GaInNAs(Sb) kullanarak burada meydana gelen fiziksel olayların teorik ve deneysel olarak araştırılması gerekmektedir.



Şekil 3.10 GaInNAs ve GaInNAsSb dörtlü ve beşli alaşımlar için hesaplanan azot miktarının kırılma indisine etkisi.

3.8. Lazer Yansıtma Spektrumu

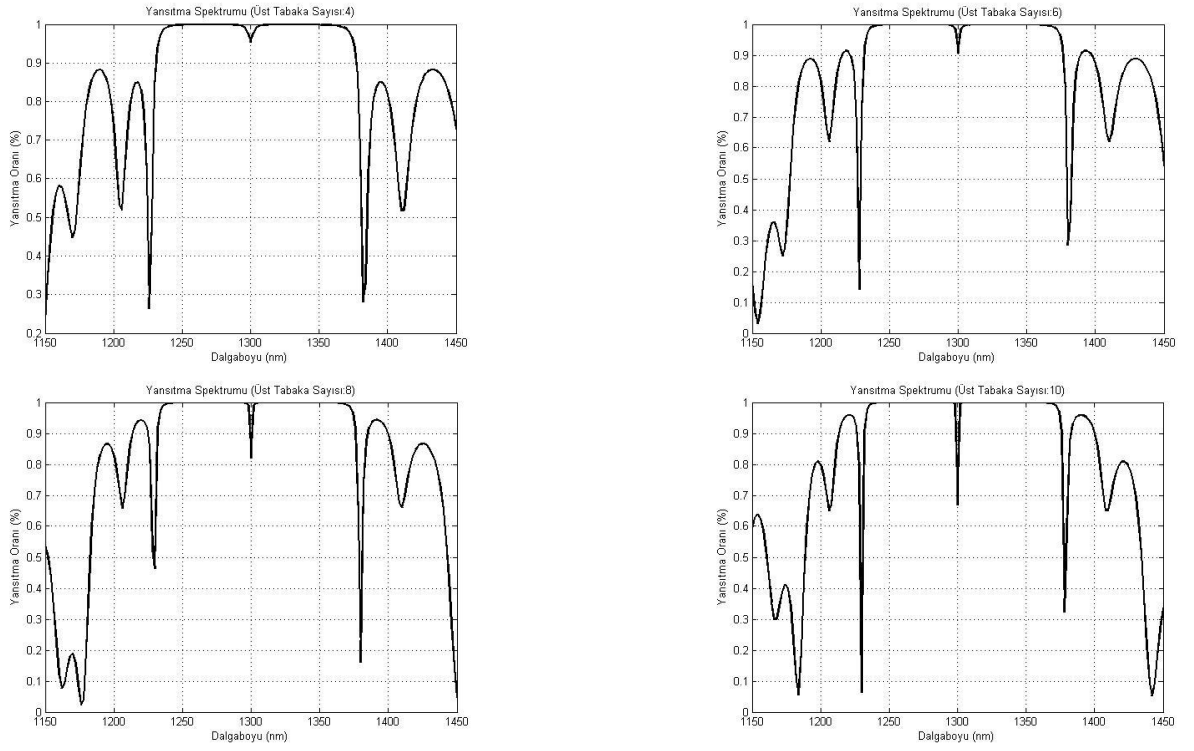
Aktif bölgede ışıma yapacak olan alaşımlarımızın uzun dalgaboylu olması için eklenecek olan azot, indiyum ve antimon miktarlarının belirlenmesi gerekmektedir. Bu nedenle gerekli materyal parametelerini hesaplamak için 2. Bölümde anlattığımız Vegard (interpolasyon) kuralını ve bant aralğını bulmak için ise zıt bant geçiş modelini kullandık.



Şekil 3.11 GaInNAs aktif bölgesi VCSELin şematik gösterimi.

1.3 μm dalgaboyu için In oranı 35% ve N oranı 2% yani $\text{Ga}_{0.65}\text{In}_{0.35}\text{N}_{0.02}\text{As}_{0.98}/\text{GaAs}$ kuantum kuyu sistemi seçildi (Çağmaççee, 2011). Bunun yanısıra 1.55 μm ışımaya yapması için In oranı 39% ve N oranı 2.7% ve Sb oranı 1.1% yani $\text{Ga}_{0.61}\text{In}_{0.39}\text{N}_{0.027}\text{As}_{0.962}\text{Sb}_{0.011}/\text{GaAs}$ beşli alaşımı seçildi(Laurand, 2006). Bu değerler için hesaplanan kırılma indisleri Tablo 3.2 verilmiştir.

1.3 μm dalgaboylu VCSEL dizaynının şematik gösterimi Şekil 3.10 da verilmiştir. Aktif bölge 11 defa tekrar eden GaInNAs/GaAs tabaka sisteminden ve alt DBR ayna 20.5 tekrarlı AlAs/GaAs sisteminden oluşacaktır. Üst DBR ayna sayısı değiştirilecek 4-6-8-10 olarak değiştirilecek ve yansıtma spektrumlarına bakılacaktır.

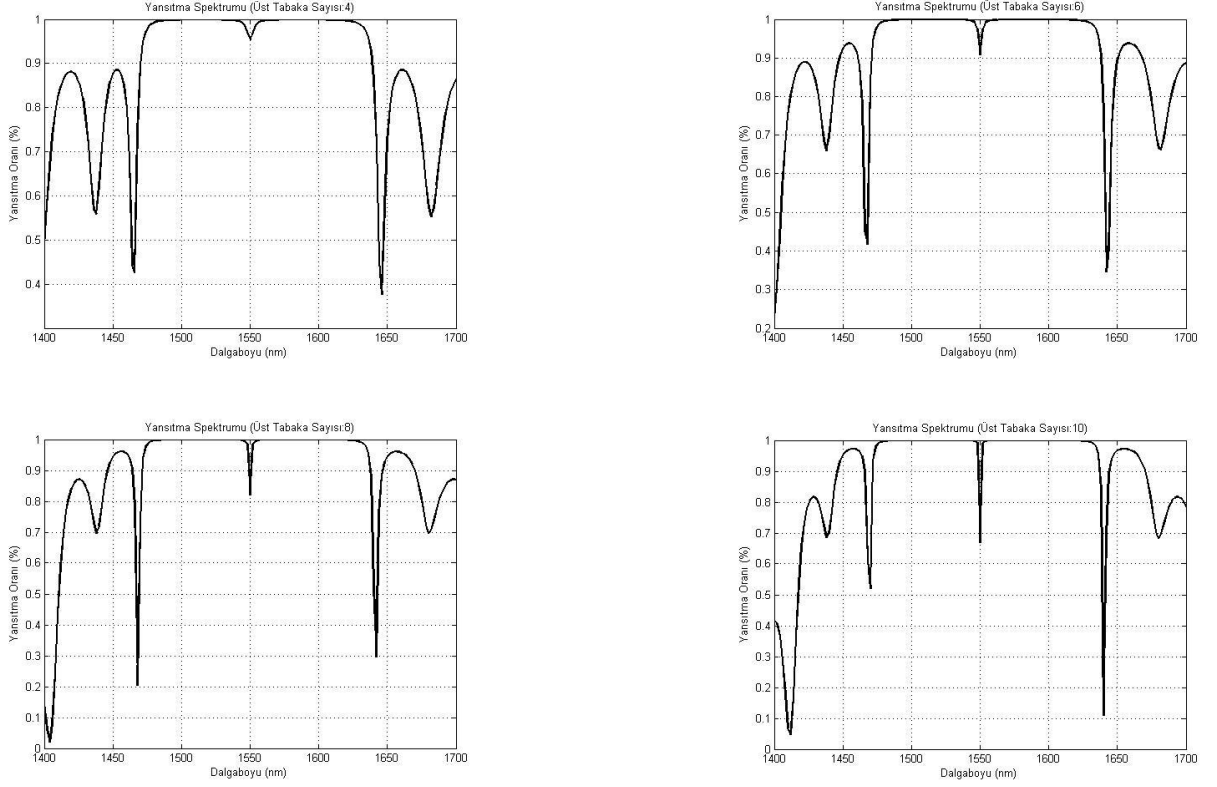


Şekil 3.12 GaInNAs/GaAs VCSEL yapı için hesaplanan yansıtma spektrumu. Üst DBR ayna sayısının artmasının yansıtma bandına ve kavite moduna etkisi görülmektedir.

Yaptığımız hesaplamalarda kullandığımız kırılma indisleri ve tabakaların fiziksel kalınlıkları Tablo 3.2 de verilmiştir. Şekil 3.12 ve Şekil 3.13 GaInNAsSb/GaAs VCSEL yapı için hesaplanan yansıtma spektrumu. Üst DBR ayna sayısının artmasının yüksek yansıtma bandına ve kavite moduna etkisi görülmektedir.

Şekil 3.13 de görüldüğü gibi dizayn etmek istediğimiz VCSEL lazerlerin düzgün ve verimli çalışması için parametrelerini doğru seçmemiz çok önem taşımaktadır. Bu seçimde VCSEL yapıyı oluşturan bölümler olan üst ve alt aynalar ile aktif bölge materyali önemli yer tutmaktadır. Seçilen aynaların yüksek yansıtıcılık özelliği olması, kırılma indisleri farkının büyük olması, tabaka kalınlıkları, sayıları ve aktif bölge için materyalimiz ve onun yaptığı ışımaya bant aralığı sayılabilir. Bu seçimde eğer aktif bölge için seçtiğimiz dördü ve beşli alaşımın dalgalıboyu yani azot, indiyum ve antimon oranları ve bant aralığının sıcaklığa bağımlılığı FP kavite modu ile uyumlu olmazsa üretilen ışık yüksek derecede yansıtma özelliği olan üst tabakalardan dışarı çıkamayacaktır.

Dalgaboylu 1.5 μm olan azot eklenmiş yapı olan GaInNAsSb/GaAs için yansıtma spektrumları Şekil 3.13 de görülmektedir.



Şekil 3.13 GaInNAsSb/GaAs VCSEL yapı için hesaplanan yansıtma spektrumu. Üst DBR ayna sayısının artmasının yüksek yansıtma bandına ve kavite moduna etkisi görülmektedir.

Tablo 3.2 Lazer dizaynında kullanılan parametreler.

n_c (Cavity Refractive Index)	3.39	$d_c = 60$ nm	
$\text{Ga}_{0.65}\text{In}_{0.35}\text{N}_{0.02}\text{As}_{0.98}/\text{GaAs}$			
n_c (Cavity Refractive Index)	2.9125	$d_c = 70$ nm	
$\text{Ga}_{0.61}\text{In}_{0.39}\text{N}_{0.027}\text{As}_{0.962}\text{Sb}_{0.011}/\text{GaAs}$			
n_{GaAs} (GaAs Refractive Index)	3.409	$d_{\text{GaAs}} = 95.6$ nm (1300 nm)	$d_{\text{GaAs}} = 113.66$ nm (1550 nm)
n_{AlAs} (AlAs Refractive Index)	2.920	$d_{\text{AlAs}} = 111.3$ nm (1300 nm)	$d_{\text{AlAs}} = 139.26$ nm (1550 nm)

Bir VCSEL'in lazer ışımalarının dalgaboyu, aynaların ve kavitenin kalitesi, optik özellikleri ile belirlenir. FP rezonansı ve yarıiletkenin enerji bant sıcaklığın artması ile değişmektedir. Bant aralığının sıcaklığa bağlı kayması kırılma indisinin sıcaklığa bağlı kaymasından daha hızlıdır. İdeal olan lazer çalışması boyunca oluşan ısınma için bu iki bileşenin değişiminin birbirine uymasındır. Bir VCSEL, kazanç eğrisinin en üst noktası ve FP rezonansı çakıştığı zaman en iyi performansa sahiptir. VCSEL'in düşük eşığe sahip olması kazanç eğrisi ile kavite modunun iyi ayarlanması ile olur (Blood, 1991).

3.9. Etkin Bant Aralığı ve Kavite Dalgaboyunun Sıcaklığa Bağlılığı

Yarıiletkenlerde bant aralığı sıcaklığa bağlı olarak değişmekte, sıcaklık arttıkça bant aralığı enerjisi azalmaktadır. Kuantum kuyusu içerisinde elektronun geçiş enerjisi kuantum kuyusunu oluşturan yarıiletkenin bant aralığı ile iletkenlik ve valans bandı içerisinde oluşan kuantize geçiş enerjilerine bağlıdır. Yarıiletkenlerin sıcaklıkla bant aralığı değişimi Varshni denkleminde bulunur. $E_G(T)$, T sıcaklığındaki yarıiletkenin bant aralığı olmak üzere;

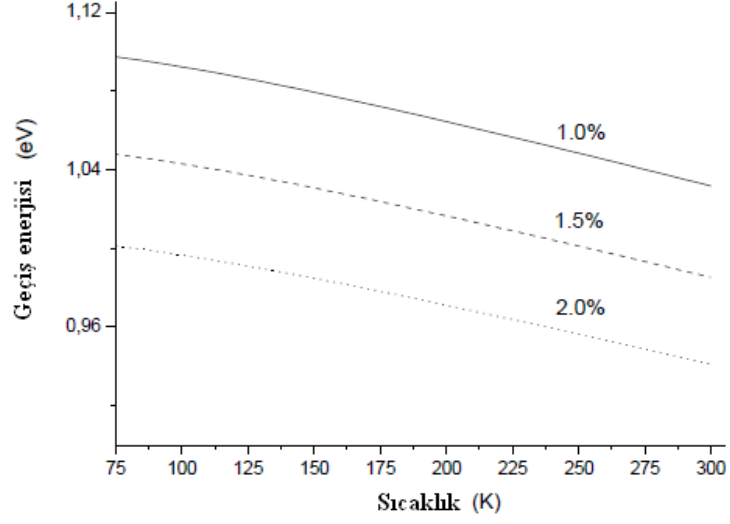
$$E_G(T) = E_0(T = 0K) - \frac{\alpha T^2}{T + \beta} \text{ (eV)} \quad (3.48)$$

bağıntısı ile verilmiştir (Varshni, 1967). Burada α ve β Varshni parametreleridir. Kuantum kuyusu yapısının sıcaklık bağılılığı ise sonlu bariyer yüksekliği yaklaşımından yararlanarak, iletkenlik ve valans bantları kuantum kuyularındaki ilk geçiş enerjileri hesaplanıp, bu değere enerji aralığının sıcaklığa bağılılığının eklenmesi ile bulunur. Şekil 3.14 de $Ga_{0.65}In_{0.35}N_yAs_{1-y}$ alaşımının teorik olarak bulunan geçiş enerji değerlerinin sıcaklığa ve azot oranına bağlı olarak bağlı değişimi gösterilmiştir. Kuantum kuyusunun genişliği 60 nm ve bariyer malzemesi GaAs ise 100 nm olarak alınmıştır.

Kavitenin sıcaklığa bağılılığı ise DBR'ı oluşturan tabakaların kırılma indisleri lineer olarak sıcaklığa bağlıdır. Bu sıcaklık bağılılığı:

$$n(T) = n_0 + \Delta n T \quad (3.49)$$

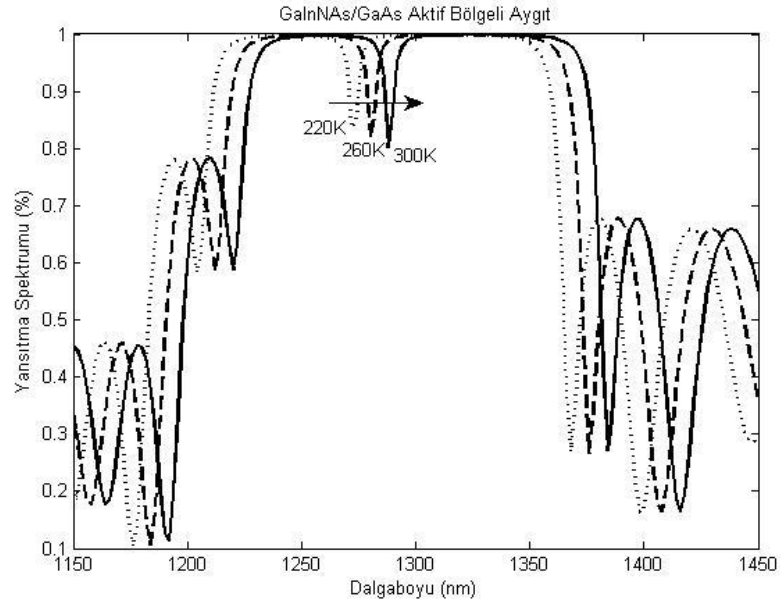
n_0 , $T = 0$ K' deki kırılma indisi ve Δn birim sıcaklık başına kırılma indisindeki değişimdir ve değeri III – V yarıiletkenleri için $5 \times 10^{-4} \text{ nmK}^{-1}$ 'dir (Taylor, 1991).



Şekil 3.14 $\text{Ga}_{0,65}\text{In}_{0,35}\text{N}_y\text{As}_{1-y}$ alaşımının teorik olarak bulunan geçiş enerji değerlerinin azot oranına bağlı olarak ve sıcaklığa bağlı değişimi ($L_z=60$ nm).

Kırılma indisindeki bu değişim yansıtma spektrumu hesaplamasında yerine konulursa, sıcaklığın yansıtma spektrumuna etkisi bulunur.

Şekil 3.15de görüldüğü gibi sıcaklığa yansıtma spektrumu $1.3 \mu\text{m}$ uzun dalgaboylu sistem için hesaplanmıştır. Sıcaklık arttıkça kavitenin dip kısmı daha büyük dalgaboylarına doğru kaymaktadır.



Şekil 3.15 1.3 μm uzun dalgaboylu 11 tabaka GaInNAs/GaAs aktif bölgesi 6 üst ve 20.5 alt DBR aynalı sistemin yansıtma spektrumu.

4. SONUÇ VE ÖNERİLER

Az miktarda azot eklenerek elde edilen yapılar bu güne kadar üretilmiş yapılara yüksek performansı ve fiziksel özellikleri ile çok iyi bir alternatif olmuş ve günümüzde en çok araştırılan malzemeler arasına girmiştir.

Bu tezde az miktarda azot eklenen uzun dalgaboylu GaInNAs ve GaInNAsSb kuantum sistemlerini ve bunlara ait materyal parametrelerini hesaplama yöntemlerini araştırdık. Güncel lazer sistemleri olan ve azot eklenerek elde edilen dörtlü ve beşli alaşımlara ait bant aralığını zıt band geçiş metodu ile kırılma indisleri ve diğer materyal parametrelerini ise Vegard kuralı (interpolasyon yöntemi) kullanarak bulduk. Azot eklemeli III-V yapılarda bant aralığı azot miktarının artışı ile artar. Bu malzemeler teknolojinin hızlı bir şekilde ilerlemesine ayak uydurabilmekte, fiber optik kablolar içerisinde kayıpların en az olduğu dalgaboylarında ışımaya yapabilmektedir. Hesapladığımız parametrelerin azot (N) oranına bağlı değişimlerini teorik hesaplamalarla grafikler üzerinde gösterdik.

Ayrıca bulmuş olduğumuz parametreleri yüzey ışımalı dikey kavite lazer (VCSEL) dizayn etmek için kullandık. 1.3 μm ışımaya yapan lazer için aktif bölge olarak dörtlü alaşım olan GaInNAs/GaAs kuantum kuyu sistemi, 1.5 μm içinse beşli bir alaşım olan GaInNAsSb/GaAs sistemini kullanarak yansıtma spektrumlarını hesaplandı. Buna ek olarak bant aralığının ve yansıtma spektrumunun sıcaklığa bağımlılığı araştırıldı.

5. KAYNAKÇA

850APA1101 Data Sheet. Zürich, Switzerland: Avalon Photonics.

Basov, N. G. (1961). Production of negative temperature states in p-n junctions of degenerate semiconductors. Sov. Phys. JETP , 1320.

Batop Web Sayfası. (2011). http://www.batop.de/information/r_Bragg.html adresinden alınmıştır.

Blood, P. K. (1991). Measurement and Calculation of Spontaneous Recombination Current and Optical Gain in GaAs-AlGaAs Quantum-Well Structures. J. Appl. Phys. , 1144.

Bordone, P. P. (1999). Towards Fully Quantum Mechanical 3D Device Simulations Phys. Rev. B , 3060.

Born, M. W. (1980). Principles of Optics, 6. Baskı. Oxford: Pergamon Press.

Boyd, J. (1972). Theory of parametric oscillation phase matched in GaAs thin film guides. IEEE J. Quantum Electron , 788.

Branford, V. (1914). Interpretations and Forecasts: A Study of Survivals and Tendencies in Contemporary Society. London: Duckworth & Co.

Buyanova M., C. W. (2004). Physics and Applications of dilute nitrides. New York, London: Taylor & Francis.

Chaqmaqchee, F. M. (2011). GaInNAs-based Hellish-vertical cavity semiconductor optical amplifier for 1.3 μm operation Nanoscale Research Letters , 104.

Darwin, C. R. (1859). On the Origin of Species by Means of Natural Selection, or Preservation of Favoured Races in the Struggle for Life. London: Murray.

Darwin, C. R. (1871). The Descent of Man, and Selection in Relation to Sex. New York: D Appleton & Co.

Darwin, C. R. (1872). The Expression of the Emotions in Man and Animals. London: D. Appleton.

Geels R. S., C. S. (1990). Low threshold planarized vertical cavity surface emitting lasers,. Low threshold planarized vertical cavity surface emitting lasers, , 234.

Hall, R. N. (1962). Coherent light emission from GaAs p-n junctions. Phys. Rev. Lett. , 366.

- Hansen, W. S. (1989). Zeeman bifurcation of quantum-dot spectra Phys. Rev. Lett. ,62, 2168.
- Harrison, P. (1999.). Quantum wells, wires, and dots: Theoretical and computational physics. New York: John Wiley & Sons, Ltd.
- Heavens, O. (1955). Optical Properties of Thin Solid Films. London: Butterworths Scientific Publications.
- History of Fiber. (2010). <http://www.fiber-optics.info/fiber-history.htm> adresinden alınmıştır.
- Interconnecting the World with Giga Bit. (2010). <http://www.cieloinc.com> adresinden alınmıştır.
- Kogelnik H., v. S. (1972). Coupled-wave theory of distributed feedback lasers. J. Appl. Phys. , 2327.
- Kondow, M. N. (1996). Room-temperature continuous-wave operation of GaInNAs/GaAs laser diode. Electronics Letters , 2244.
- Köksal K, G.B (2009). Critical layer thickness of GaIn(N)As(Sb) QWs on GaAs and InP subretes for (001) and (111) orientations. Eur. Phys. J. B.
- Larson, M., Kondow, M., Kitatani, T., Nakahara, K., Tamura, K., Inoue, H., et al. (1998). GaInNAs-GaAs long-wavelength vertical-cavity surface-emitting laser diodes. Photonics Technology Letters, IEEE , 188.
- Laurand, N. C. (2006). C-Band emission from a GaInNAsSb VCSEL on GaAs. Electron. Lett., , 38.
- Liu, C. T. (1989). Appl. Phys. Lett., Magneto-optics of a quasi-zero-dimensional electron gas55 , 168.
- Macleod, H. A. (1969). Thin-film optical filters. NY: American Elsevier Pub Co.
- Macleod, H. (1986). Thin-Film Opitcal Filters. Bristol: Adam Hilger Ltd.
- MATLAB. (2011) <http://www.mathworks.com/products/matlab/> adresinden alınmıştır.
- Nathan, M. D. (1962). Stimulated Emission of Radiation From GaAs p-n Junctions. Appl. Phys. Lett., , 62.
- Ph.D., M. J. (1999). Handbook of Laser Wavelengths. California: Lawrence Berkeley National Laboratory.
- Sale, T. E. (1995). Vertical cavity surface emitting lasers. Research Studies Press. 72

- Sale, T. (1995). Vertical Cavity Surface Emitting Lasers. Research Studie.
- Soda, H. I. (1979). GaInAsP/InP Surface Emitting Injection Lasers. Jpn. Applied Physics, 18 2329.
- Sugimoto M., K. H. (1992). Very low threshold current density in vertical-cavitysurface-emitting laser diodes with periodically doped distributed Bragg reflectors. Electron. Lett , 385.
- Taylor, G. (1991). Theory of Operation of the Quantum Well Injection Laser without k selection. J. Appl. Phys , 2508.
- Varshini, Y. P. (1967). Temperature dependence of the energy gap in semiconductors. Physica , 149.
- Vurgaftman I, M. J. (2001). Band parameters for III–V compound semiconductors and their alloys. J. Appl. Phys. , 5815.
- Vurgaftman I. a. (2003). Band parameters for nitrogen-containing semiconductors. J. Appl. Phys. , 3681.
- Yariv, A. Y. (1984). Optical waves in crystals: Propagation and control of laser radiation. New York: John Wiley & Sons.

EKLER

EK A

```
% Bu program VCSEL yapı (alt - ust DBR ve aktif bolgeye
sahip) icin yansıtma spektrumu

ust_tabaka=10; alt_layer=20.5;      cavity_layer=11 ;

T= 300;  %Sıcaklık

ilk_tabaka=3.45+ 2.5e-4*(T-300);
ikinci_tabaka=2.98+ 5e-4*(T-300);
sub_layer=3.45;                      gelen_index=1 ;  n_hava=1
gelen_aci=0;                          eps0=8.854187817e-12;
kavite_index=3.35 + 5e-4*(T-300);  mu0=4*pi*1e-7;
ust_tabakalar = ust_tabaka;
alt_tabakalar = bottom_layer;
Gelen_index = gelen_index;
Index_1 = ilk_tabaka;                Index_2 = ikinci_tabaka;
Altlik_Index = sub_layer;
theta_incident1 = gelen_aci;
bragg=1300;                          %Bragg_Dalgaboyu1
cavity_length=6E-9;
Alt_lambda1 = 1300-250;              % Bragg_Dalgaboyu1 - 150;
Ust_lambda1 = 1300+250;             %Bragg_Dalgaboyu1 + 150;
Lambda1_araligi = 2;

                                % Dalgaboyu nm ye cevirildi

Alt_lambda = Alt_lambda1*1E-9;
Ust_lambda = Ust_lambda1*1E-9;
lambda_araligi = Lambda1_araligi*1E-9;

% Açılar radyana cevrilmis, Snell kuralı kullanılarak gelen
yansıyan açıları bulabiliriz,
n1sin(theta1) = n2sin(theta2)

theta_incident = theta_incident1*pi/180;
theta_1 = asin(Gelen_index/Index_1*sin(theta_incident));
theta_2 = asin(Index_1/Index_2*sin(theta_1));
theta_3 = asin(Index_2/kavite_index*sin(theta_2));
theta_s = asin(Index_2/Substrate_Index*sin(theta_2));

% tabakaların fiziksel kalınlıkları

d_layer1 = 96e-9;%94.2e-9
          %Bragg_Dalgaboyu/(4*Index_1);
d_layer2 = 109.06e-9;  %Bragg_Dalgaboyu/(4*Index_2);
```

```

                                % Y parametresi tayini
Y=sqrt(eps0/mu0)*gelen_index*cos(gelen_aci);
Yu=sqrt(eps0/mu0);
Ys=sqrt(eps0/mu0)*kavite_index*cos(theta_3);
admittance_incident = Gelen_index*cos(theta_incident)*Y;
admittance_layer1 = Index_1*cos(theta_1)*Y;
admittance_layer2 = Index_2*cos(theta_2)*Y;
admittance_substrate = Substrate_Index*cos(theta_s)*Y;
x = 1;y = 1;k = 1;

Reflectivity = []; Dalgaboyu = []; Phase = [];

for lambda = Alt_lambda : Lambda_araligi : Ust_lambda
    % Tabakalar için faz farkları hesaplıyoruz "del"
    del1 = (2*pi*Index_1*d_layer1*cos(theta_1)) / lambda;
    del2 = (2*pi*Index_2*d_layer2*cos(theta_2)) / lambda;
    % Karakteristik matrix (B C) layer_1
    b1 = [cos(del1), (sin(del1)/admittance_layer1)*1i];
    c1 = [(admittance_layer1*sin(del1))*1i, cos(del1)];
    M1 = [b1; c1];
    % Karakteristik matrix (B C) layer_2
    b2 = [cos(del2), (sin(del2)/admittance_layer2)*1i];
    c2 = [(admittance_layer2*sin(del2))*1i, cos(del2)];
    M2 = [b2; c2];m = M1*M2;m1= M2*M1;
    if (ust_tabakalar) == round(ust_tabakalar)
        M = m^(ust_tabakalar);
    else
        M = m^(ust_tabakalar - 0.5);
    end

    if (alt_tabakalar) == round(alt_tabakalar)
        M1= m1^(alt_tabakalar);
    else
        M1=m1^(alt_tabakalar - 0.5);
    end

    % Karakteristik matrix (B C) kavite için
    d_layer1c=100e-10;
    del1c = (2*pi*Index_1*d_layer1c*cos(theta_1)) / lambda;
    b1c = [cos(del1c), (sin(del1c)/admittance_layer1)*1i];
    c1c = [(admittance_layer1*sin(del1c))*1i, cos(del1c)];
    M1c = [b1c; c1c];
    del3=(2*pi*kavite_index*(cavity_length)*cos(theta_incident)
    )/ lambda;
    admittance_cavity = kavite_index*cos(theta_incident)*Y;
    cavity1 = [cos(del3), (sin(del3)/admittance_cavity)*1i];
    cavity2 = [(admittance_cavity*sin(del3))*1i, cos(del3)];
    M3a=[cavity1;cavity2];M3b= M1c*M3a;
    if (cavity_layer) == round(cavity_layer)
        M3= M3b^(cavity_layer);
    end
end

```

```

else
    M3=M3b^(cavity_layer - 0.5);
end

total=M*M3*M1;

M=total; % Yansıtma spektrumu
c = M(2,1) + M(2,2)*admittance_substrate;
c_conj = conj(c);
b = M(1,1) + M(1,2)*admittance_substrate;
b_conj = conj(b);
Reflectance_numerator = admittance_incident*b - c;
Reflectance_denominator = admittance_incident*b + c;
r1 = Reflectance_numerator/Reflectance_denominator;
r2= conj(r1);Reflectance = r1*r2; Lambda = lambda*1E9;
Yansıtma (x) = Reflectance; x=x+1;
Dalgaboyu(y) = Lambda; y=y+1;
end

plot(Dalgaboyu, Yansıtma,'g ');
title('Yansıtma Spektrumu - Dalgaboyu ');
xlabel('Dalgaboyu(nm)');ylabel('Yansıtma Spektrumu (%)');
hold on;grid on;zoom;

```

ÖZGEÇMİŞ

Adı Soyadı : Mehmet BABAOĞLU

Doğum Yeri : K.MARAŞ

Doğum Tarihi : 28.01.1982

E posta : mbabaoglu@kilis.edu.tr

Yabancı Dili : İngilizce

Eğitim Durumu (Okul, mezuniyet yılı, şehir)

Lisans : İnönü Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi, 2005,

Yüksek Lisans : Kilis 7 Aralık Üniversitesi

Çalıştığı Kurum/Kurumlar ve Yıl:

Gözde Sistem Dershanesi, Fizik Öğretmenliği MALATYA 2005 – 2010

Lider İlfen Dershanesi, Fizik Öğretmenliği MALATYA 2010 –(Devam)

YAYINLAR

SCI indekslerine giren dergilerde yayınlanan makaleler

1. M. Oduncuoglu AND M. Babaoglu, Optoelectronics and Advanced Materials - Rapid Communications Vol. 3, No.38, March 2009, P.166-170.

Uluslararası Konferanslar

1. Babaoğlu M ve Oduncuoğlu M., “1.3 µm Dalgaboylu Dikey Kovuk Yüzeiden Yayılan Lazer Sistemlerin Parametrelerinin Karşılaştırılması”, *TFD 27 - Türk Fizik Derneği 27. Uluslararası Fizik Kongresi*, s. 594, 14 - 17 Eylül 2010, İstanbul