

**T.C.  
CUMHURİYET ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ  
FİZİK ANABİLİM DALI**

**ÇOK KATMANLI YARIİLETKEN SİSTEMLERDE  
DİKİNE KUŞATILMIŞ ELEKTRİK ALAN İLE  
YÜZEYDEN YAYILAN LAZERLER**

**Ebru ŞENADIM  
YÜKSEK LİSANS TEZİ  
FİZİK ANABİLİM DALI**

98096

**Mayıs-2000**

**SİVAS**

**ÇOK KATMANLI YARIİLETKEN  
SİSTEMLERDE DİKİNE KUŞATILMIŞ  
ELEKTRİK ALAN İLE YÜZEYDEN  
YAYILAN LAZERLER**

**ÇOK KATMANLI YARIİLETKEN SİSTEMLERDE  
DİKİNE KUŞATILMIŞ ELEKTRİK ALAN İLE  
YÜZEYDEN YAYILAN LAZERLER**

**Ebru ŞENADIM**  
**YÜKSEK LİSANS TEZİ**  
**FİZİK ANABİLİM DALI**

**Danışman : Doç. Dr. Yüksel ERGÜN**

## FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ MÜDÜRLÜĞÜNE

Bu çalışma, jürimiz tarafından, Fizik Anabilim Dalı'nda Yüksek Lisans Tezi olarak kabul edilmiştir.

Başkan. Prof. Dr. Rauf Amirov R. Shaleev  
Üye. Doç. Dr. Yüksel Erpın. Yücel Erpın  
Üye. Doç. Dr. Hüseyin Sarı  
Üye.....  
Üye.....

ONAY

Yukarıdaki imzaların, adı geçen öğretim üyelerine ait olduğunu onaylarım.

.... / .... / 2000

FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ MÜDÜRÜ

Prof. Dr. Necati ÇELİK

**Bu tez, Cumhuriyet Üniversitesi Senatosunun 05.01.1984 tarihli toplantısında kabul edilen ve daha sonra 30.12.1993 tarihinde C.Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü Müdürlüğüne hazırlanan ve yayınlanan 'Yüksek Lisans ve Doktora tez yazım Kılavuzu' adlı yönergeye göre hazırlanmıştır.**

## İÇİNDEKİLER

Sayfa No

ÖZET

SUMMARY

TEŞEKKÜR

ŞEKİLLER DİZİNİ

ÇİZELGELER DİZİNİ

1. GİRİŞ.....	1
2. LAZERLER.....	2
2.1. Atomik Sistemler.....	2
2.2. Optiksel Geri Besleme.....	8
2.3. Fabry-Perot İnterferometresi.....	9
2.4. Bir Yarıiletkende Kendiliğinden Salınma ve Etkilenmiş Salınma.....	12
3. DÜZLEM ELEKTROMANYETİK DALGALAR.....	14
3.1. Maxwell Denklemleri.....	14
3.2. Tek Bir Ara Yüzeyde Yansıma.....	17
3.3. İnce Bir Film İçin Yansıma Hesapları.....	22
3.4. Sayısal Hesaplamalar.....	26
3.5. Yansıma ile Faz Arasındaki İlişki.....	28
3.6. Yansıma Bölgesinin Genişliğinin Bulunması.....	31
4. OPTİKSEL ALANLAR VE DALGA YAYILIMI.....	33
4.1. Elektriksel ve Optiksel Sabitler Arasındaki İlişkiler.....	34
4.2. Simetrik Üç Tabakalı Bir Yapı- nın Dalga Klavuzunun Dalga Yayılımı.....	38
4.3. TE Modlar İçin Dalga Denklemi.....	39
4.4. Çift TE Modların Çözümleri.....	40
4.5. Tek TE Modların Çözümleri.....	41

4.6.Asimetrik Üç Tabakalı Bir Yapı- nın Dalga Klavuzunun Dalga Yayılımı.....	42
5. TİPİK BİR KATI LAZER SİSTEMİNİN YAPISI.....	44
6. GaAs – GaAlAs KUANTUM ÇUKURLARI SİSTEMİNİN; İNFRA-RED BÖLGEDE ÇALIŞAN KATI LAZER SİSTEMİ.....	71
6.1.HELLISH – VCSEL.....	74
6.2.ULTRA BRIGHT HELLISH.....	86
7. TARTIŞMA ve SONUÇ.....	94
KAYNAKLAR.....	95
ÖZGEÇMİŞ.....	97



## ÖZET

**Yüksek Lisans Tezi**

**ÇOK KATMANLI YARIİLETKEN SİSTEMLERDE DİKİNE  
KUŞATILMIŞ ELEKTRİK ALAN İLE YÜZEYDEN  
YAYILAN LAZERLER**

**Ebru ŞENADIM**

Cumhuriyet Üniversitesi

Fen Bilimleri Enstitüsü

Fizik Anabilim Dalı

**Danışman:Doç. Dr. Yüksel ERGÜN**

Bu çalışmada, ince filme gelen bir elektromanyetik dalganın davranışı incelenerek, şiddet yansıma- dalga boyu, faz- dalga boyu, elektrik alan yoğunluğu, kuşatma faktörü, kazanç katsayısı arasındaki bağıntılar incelenmiştir. Bunlardan yararlanarak yarıiletken-kuantum kuyuları ile oluşturulan lazer sistemlerinde, şiddet yansıma- dalga boyu, faz- dalga boyu, elektrik alan yoğunluğu, kuşatma faktörü, kazanç katsayısı arasındaki ilişkiler araştırılmıştır. En yüksek elektromanyetik kuşatmanın kuantum kuyusundaki elektron ve hole dalga fonksiyonlarının maksimum olduğu noktada oluşturulmasının sayısal simülasyonları yapılmıştır.

**Anahtar Kelimeler:** Bragg yansıtıcıları (DBR), Lazer, Kuantum kuyusu, Faz



## **SUMMARY**

### **MsC. Thesis**

#### **Vertical Cavity Surface Emitting LASERs**

**Ebru ŞENADIM**

Cumhuriyet University  
Graduate School of natural  
And applied sciences  
Deartment of Physics

**Supervisor:Doç. Dr. Yüksel ERGÜN**

In this study, we obtained the equations which is related to phase-wavelength, reflectance- wavelength, electric field intensity, confinement factor, gain coefficient. As a result of the equations reflectance- wavelength and phase-wavelength, optical intensity, confinement factor, gain coefficient have been investigated. In this research, we also look at the electromagnetic confinement in the quantum well which is coincide with the maximum of the electron and hole wave functions by using numerical simulation..

**Key Words:**Bragg reflectors (DBR), Laser, Quantum well, Phase

## **TEŐEKKÖR**

Bu çalışmada tez konusunu öneren, hesaplamalarımda yardımlarını ve ilgisini esirgemeyen hocam Doç. Dr. Yüksel ERĐÖN' e, manevi destekleriyle beni yalnız bırakmayan aileme teőekkürlerimi sunarım.

## ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 2.1(a) Etkilenmiş soğurma.....	3
Şekil 2.1(b) Kendiliğinden salınma.....	3
Şekil 2.1(c) Etkilenmiş salınma.....	3
Şekil 2.2 Üç enerji seviyeli bir atomik sistemde enerji geçişleri.....	5
Şekil 2.3(a) Enerjinin atom yoğunluğuna göre değişimi ( $N_2 < N_1$ ).....	7
Şekil 2.3(b) Enerjinin atom yoğunluğuna göre değişimi ( $N_2 > N_1$ ).....	7
Şekil 2.4 Temel lazer yapısını birleştiren düzlem aynalar .....	8
Şekil 2.5 Fabry-Perot İnterferometresi.....	9
Şekil 2.6 Yüzeyden paralel yansıtılan EMD nin osilasyon şartlarının gösterilmesi.....	10
Şekil 2.7(a) Yarıiletken için kendiliğinden salınma.....	13
Şekil 2.7(b) Yarıiletken için etkilenmiş salınma.....	13
Şekil 3.1 Hava cam ara kesiti.....	17
Şekil 3.2 Hava-cam ara yüzeyinden yansıma.....	20
Şekil 3.3 TE dalga için, açının bir fonksiyonu olarak şiddet yansıma katsayısının değişimi.....	21
Şekil 3.4 TM dalga için, açının bir fonksiyonu olarak şiddet yansıma katsayısının değişimi.....	21
Şekil 3.5 Bir ince film üzerine gelen EMD nin yansıması.....	22
Şekil 3.6 Kırılma indisleri $n_1$ ve $n_2$ olan m tane çift çeyrek dalgalı Bragg yansıtıcılarının	

birleşimi.....	26
Şekil 3.7 Bir ince film üzerine gelen EMD nin genlik yansıma ve geçme katsayılarının gösterimi.....	28
Şekil 4.1 Dik koordinat sistemi.....	34
Şekil 4.2(a) $t = 0$ da dalga yayılımı.....	36
Şekil 4.2(b) $t = \pi / 4\omega$ da dalga yayılımı.....	36
Şekil 4.2(c) $t = 2\pi / \omega$ da dalga yayılımı.....	36
Şekil 4.3 Simetrik Üç Tabakalı Bir Yapının Gösterimi.....	39
Şekil 4.4 Asimetrik Üç Tabakalı Bir Yapının gösterimi.....	42
Şekil 5.1 Tipik bir katı lazer sisteminin şematik yapısı.....	44
Şekil 5.2 Yüksek yansımanın elde edilmesi.....	45
Şekil 5.3 3, 5, 7 tabaka için şiddet yansıma katsayısının $\lambda_0 / \lambda$ ya göre değişimi.....	46
Şekil 5.4 3, 5, 7 tabaka için fazın $\lambda_0 / \lambda$ ya göre değişimi.....	47
Şekil 5.5 Şiddet yansıma katsayısının $\lambda_0 / \lambda$ ya göre değişimi.....	48
Şekil 5.6 Fazın $\lambda_0 / \lambda$ ya göre değişimi.....	49
Şekil 5.7 3, 5, 7 tabaka için şiddet yansıma katsayısının dalga boyuna göre değişimi.....	50
Şekil 5.8 3, 5, 7 tabaka için fazın dalga boyuna göre değişimi.....	51
Şekil 5.9 Şiddet yansıma katsayısının $\lambda_0 / \lambda$ ya göre değişimi (tek tabakalar için).....	52
Şekil 5.10 Fazın $\lambda_0 / \lambda$ ya göre değişimi (tek tabakalar için).....	53
Şekil 5.11 Şiddet yansıma katsayısının dalga boyuna göre değişimi.....	56
Şekil 5.12 Şiddet yansıma katsayısının dalga boyuna göre değişimi.....	56
Şekil 5.13 Şiddet yansıma katsayısının dalga boyuna	

göre değişimi.....	57
Şekil 5.14 Şiddet yansıma katsayısının dalga boyuna göre değişimi.....	58
Şekil 5.15 Çift TE için $\gamma d / 2$ nin $\kappa d / 2$ ye göre değişimi.....	59
Şekil 5.16 Çift TE için $E^2$ nin x e göre değişimi (d=200).....	60
Şekil 5.17 Çift TE için $E^2$ nin x e göre değişimi (d=1500).....	61
Şekil 5.18 Çift TE için $E^2$ nin x e göre değişimi (d=1000).....	62
Şekil 5.19 Çift TE için E nin x e göre değişimi (d=1000).....	63
Şekil 5.20 Çift TE için d nin sabit, konsantrasyon deęiřken için $E^2$ nin x e göre değişimi.....	64
Şekil 5.21 Çift TE için konsantrasyonun sabit, d deęiřken için $E^2$ nin x e göre değişimi.....	65
Şekil 5.22 Çift TE için d nin sabit, konsantrasyon deęiřken için kuşatma faktörünün aktif tabakaya göre değişimi.....	66
Şekil 5.23 Çift TE için d=1000 için kuşatma faktörünün aktif tabakaya göre değişimi.....	67
Şekil 5.24 Tek TE için $\gamma d / 2$ nin $\kappa d / 2$ ye göre değişimi.....	68
Şekil 5.25 Tek TE için $E^2$ nin x e göre değişimi (d=1000).....	69
Şekil 5.26 Tek T.E için $E^2$ nin x e göre değişimi (d=1500).....	69
Şekil 5.27 Asimetrik yapı için $E^2$ nin x e göre değişimi.....	70
Şekil 6.1 HELLISH yapının potansiyel profili.....	72
Şekil 6.2 HELLISH-VCSEL nin şematik bant yapısı.....	74
Şekil 6.3 Sıfır derece açıda HELLISH için	

üst tabakalarda dalga boyuna göre elde edilen şiddet yansıma katsayısının ve fazın değişimi.....	75
Şekil 6.4 Sıfır derece açıldaki HELLISH için alt tabakalarda dalga boyuna göre elde edilen şiddet yansıma katsayısının ve fazın değişimi.....	76
Şekil 6.5 Şiddet yansıma katsayısının dalga boyuna göre değişimi.....	77
Şekil 6.6 Fazın dalga boyuna göre değişimi.....	78
Şekil 6.7 $E^2$ nin $x$ e göre değişimi.....	79
Şekil 6.8 $d$ ye göre elde edilen kazanç katsayısının ve kuşatma faktörünün değişimi.....	81
Şekil 6.9 15 derece açıldaki HELLISH için şiddet yansıma katsayısının dalga boyuna göre değişimi.....	82
Şekil 6.10 15 derece açıldaki HELLISH için fazın dalga boyuna göre değişimi.....	83
Şekil 6.11 $E^2$ nin $x$ e göre değişimi.....	84
Şekil 6.12 $d$ ye göre elde edilen kazanç katsayısının ve kuşatma faktörünün değişimi.....	85
Şekil 6.13 ULTRA BRIGHT HELLISH nin şematik bant yapısı .....	86
Şekil 6.14 Şiddet yansıma katsayısının dalga boyuna göre değişimi.....	87
Şekil 6.15 Fazın dalga boyuna göre değişimi.....	88
Şekil 6.16 $E^2$ nin $x$ e göre değişimi.....	89
Şekil 6.17 $d$ ye göre elde edilen kazanç katsayısının ve kuşatma faktörünün değişimi.....	90

**ÇİZELGELER DİZİNİ**

Tablo 3.1 $Ga_{1-x}Al_xAs$ sistemi için Sellmeier denkleminde yararlanılarak kırılma indislerinin değerleri.....	27
Tablo 4.1 $T = 297\text{ K}$ , $E = 1.38\text{ eV}$ , Dalga boyu = 900 nm olan $GaAlAs$ yapısı için $x$ konsantrasyonunun $n$ kırılma indisine göre değişimi.....	43
Tablo 6.1 Elektromanyetik Birimler.....	93

## 1. GİRİŞ

Kuantum kuyuları ile oluşturulan lazer sistemlerinin temel çalışma ilkesi, aktif bölgedeki radyasyonun aynı fazda olmasıdır. Bu faz denkliği, aktif bölgenin dışında bulunan yansımaya tabakalarının kalınlığının, lazer dalga boyunun  $(\lambda_{Lazer}/n) \otimes 1/4$  katı olmasını gerektirdiği (n burada ortamın kırılma indisidir) gibi, aktif bölgenin yansımaya tabakalarının kalınlığının, lazer dalga boyunun 1/2 katı olmasını da gerektirir. Radyasyonun dalga boyu lazer dalga boyundan %2 kadar farklı olduğunda yansımaya katsayısı %99.98 den % 30-40 mertebesine düşer [1].

Aktif bölgede aynı fazda elektromanyetik dalga üretimi, bu bölgede banttan banda geçiş yapan elektronların sayısına bağlı olduğu kadar, bunların uzaysal dağılımının çok dar bir bölgede oluşturulmasına da bağlıdır. Bununla birlikte bir elektromanyetik dalganın optiksel elektrik alan yoğunluğu lazer dalga boyuna bağlı olduğu kadar, yansıtıcı tabakaların kırılma indislerine de bağlıdır. Böylece genel yapının aktif bölgeye göre simetrik veya asimetric olmasına göre farklı şiddet dağılımı gözlenecektir [2].

Yarıiletken lazerler ile elde edilen aynı fazdaki optiksel yoğunluğun iki farklı yönelimde lazer ışınması yapılması mümkündür. Bunlardan biri kristalin büyütme doğrultusuna dik olan, ikincisi kristalin büyütme doğrultusuna paralel yayılan(ara yüzeye paralel) ışındır. Geleneksel lazer sistemleri aktif bölge içinde boylu boyunca yayılan ışını aynı fazda olmak üzere maddeden dışarı yönlendirir, şimdiki yapılar da ise büyütme doğrultusu boyunca ışığın aynı fazda yönlendirilmesidir [3].



## 2. LAZERLER

### 2.1. Atomik Sistemler

Bir atomik sistemin makroskobik olarak gözlenebilen elektronik ve optik davranışları onun özelliklerini yansıtır. Buna göre atomik sistemin özellikleri şu şekilde sıralanır [3].

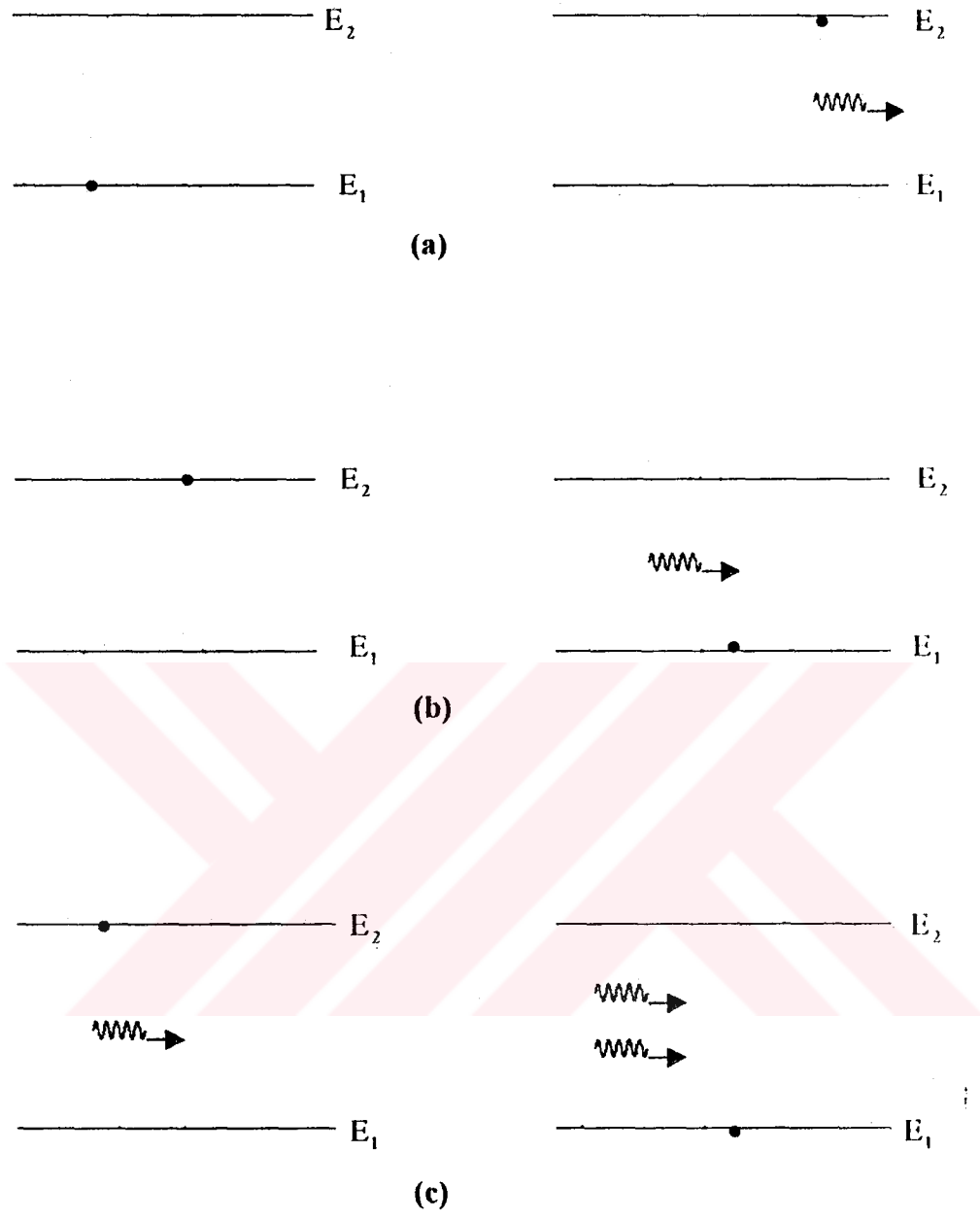
1- Atom üzerine ışık düştüğünde enerji atomun iki enerji düzeyi arasındaki farka eşit olan  $h\nu$  enerjili ( $\nu$  frekans) fotonlar soğurur. Yani atom, foton soğurması ile daha yüksek  $E_2$  enerji seviyesine uyarılır. Bu yöntem etkilenmiş soğurma olarak verilir (Şekil 2.1(a)).

2- Atom başlangıçta daha yüksek olan  $E_2$  enerji seviyesinde ise, daha düşük  $E_1$  enerji seviyesine bir geçiş yapabilmesi için iki farklı yöntem kullanılır.

a) Kendiliğinden salınma(spontaneous emission):  $E_2$  enerji seviyesinde bulunan atom foton yayarak kuantum seçim kurallarına bağlı olarak daha düşük olan  $E_1$  enerji seviyesine düşer (Şekil 2.1 (b)).

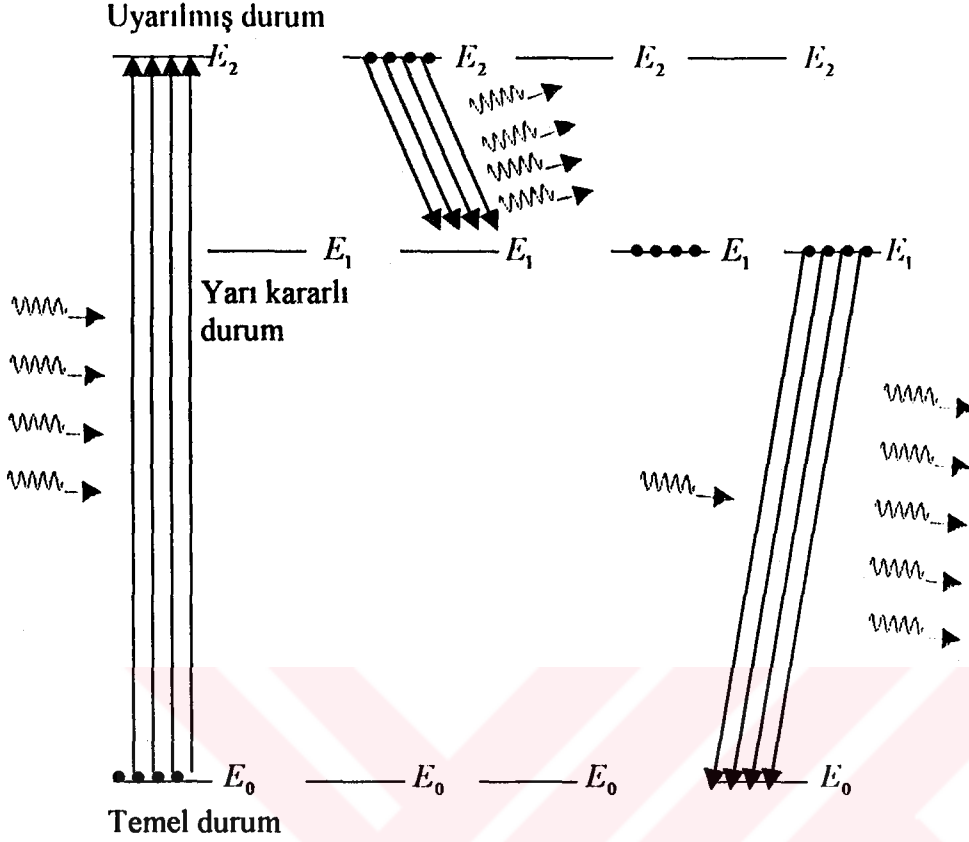
b) Etkilenmiş salınma(stimulated emission):  $E_2 - E_1$  iki seviye arasındaki enerji farkına eşit bir enerjiye sahip bir foton sisteme gönderildiği zaman, üst enerji seviyesinde bulunan bir atom ile etkileşir. Üst enerji seviyesindeki atom bir ikinci fotonun yaratılması ile düşük enerji seviyesine döner (Şekil 2.1 (c)).

Atomik ve moleküler ışınlar için  $h\nu$  enerjisi normal olarak  $kT$  den ( $k$  Boltzman sabiti,  $T$  denge sıcaklığı) çok büyük olduğundan ısısal denge durumunda bir atomik sistemde üst enerji durumlarının yoğunluğu (popülasyon) alt düzeylerin yoğunluğundan önemli derecede küçüktür. Durum yoğunluğu  $\text{Exp}(-E/kT)$  ile verilen Boltzman istatistiğine uyar. Temel durumu ile uyarılmış bir durum arasındaki enerji farkı  $h\nu$  olan bir sistem üzerine  $\nu$  frekanslı ışık verildiğinde üst durum önemli derecede boş olduğundan, az bir etkilenmiş salınma olur. Buna göre önce temel durumdaki atomlar tarafından gelen fotonlar soğurulur daha sonra aynı frekanslı fotonlar kendiliğinden rastgele yeniden ışıma yapar.



**Şekil 2.1** (a) Etkilenmiş soğurma  
 (b) Kendiliğinden salınma  
 (c) Etkilenmiş salınma

Bazı özel şartlarda üst seviyelerin durum yoğunluğu alt seviyelere göre daha fazla olabilir. Bu duruma terslenmiş durum yoğunluğu adı verilir ve lazer tasarımı için zorunlu bir ön koşuldur. Şekil 2.2 de üç düzeyli bir sistem gösterilmektedir. Burada 1 (ilk uyarılma seviyesi) ile gösterilen enerji seviyesi yarı kararlı bir durumdur ve bu düzeyden  $E_0$  temel düzeye geçiş seçim kuralları ile yasaklanmıştır. Sistem  $\nu = (E_2 - E_0) / h$  frekanslı ışına yardımıyla 2. üst düzeye pompalanabilir (Sistemi üst düzeye çıkarmanın bir başka yolu yüksek enerjili elektronlar ile atomik sistemi uyarmaktır). 2. durumundaki atomlar, kendiliğinden salınma için  $10^{-8}$  sn kadar bir ömre sahiptirler, böylece atomlar yarı kararlı 1. duruma ani geçiş yapar. Yarı kararlı durumlar, kendiliğinden salınmaya karşı  $10^{-4}$  sn nin üzerinde bir ömre sahiptirler ve böylece 1. durumda 0 (taban durumu) durumundakinden daha fazla bir yoğunluk oluşuncaya kadar pompalamaya devam etmek mümkündür. Bu sistem üzerine  $\nu = (E_1 - E_0) / h$  frekanslı bir foton gönderirsek, aynı frekanslı fotonların etkilenmiş salınmaları üst düzeyde daha çok atom olduğu için bunların soğurulmasını aşacaktır ve sonuçta aynı fazlı fotonlar açığa çıkacaktır. Bu maser (microwave amplification by stimulated emission of radiation) ve lazer (light amplification by stimulated emission of radiation)'in çalışma ilkesidir.



**Şekil 2. 2** Üç enerji seviyeli bir sistemin atomik geçişleri

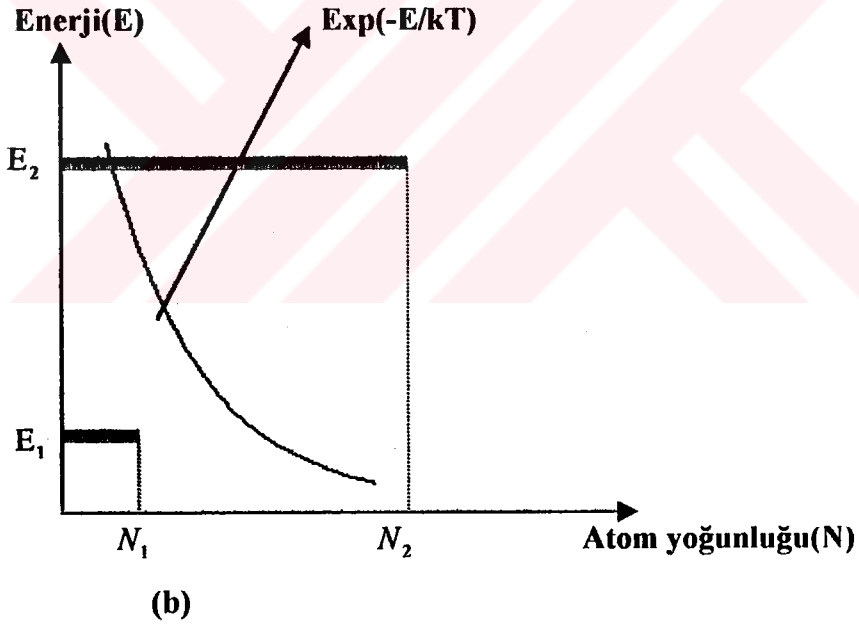
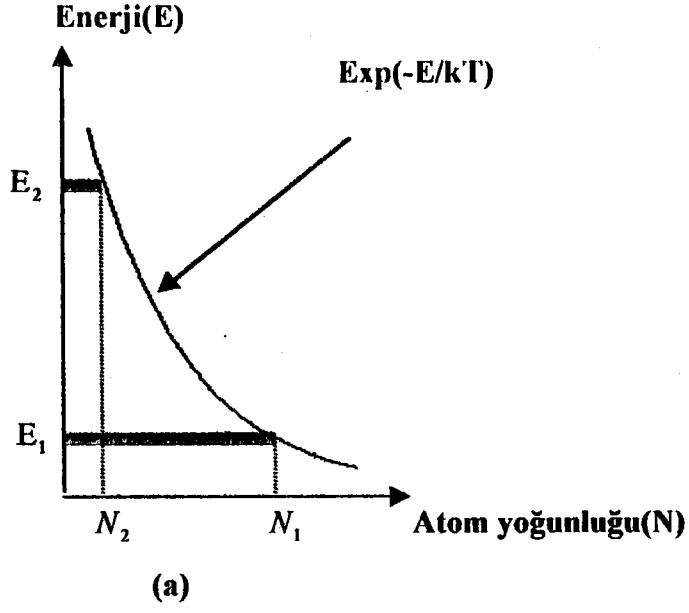
Kendiliğinden uyarılma ile oluşan ışınım, atomlar arasında hiçbir beraberlik olmadığı için faz uyumlu değildir, uzayda ve zamanda rastgele bir faz ilişkisine sahiptir. Buna rağmen, etkilenmiş salınmadan ışıyan dalgalar, gelen dalga ile aynı fazdadır ve bu durum bir lazer veya maser için tamamıyla bir uyumlu demet oluşmasına imkan verir. Tipik bir lazer, gaz dolu bir tüp ve her iki ucunda ilgili dalga boyunda yansıtıcı özelliğe sahip aynalardan oluşur. Lazer ortamı katı olduğunda aktif bölge iki yandan Bragg yansıtıcıları ile sınırlanmıştır. Yansıtıcılardan birisi (gaz lazerler için yansıtıcı ayna tanımlaması uygundur) oluşturulan ışığın bir kısmının çıkışına imkan vermek için daha düşük bir genlik yansıma katsayısına sahiptir.  $\nu$  frekansıyla yayılan ışık, tüpün yanlarından aktif ortama doğrultulur ve tutulan ışığın aynalardan ileri geri yansımaları sonucu aktif bölgedeki optik yoğunluk aynalar arası uzaklığın dalga boyunun katları olduğunda aynı fazda kalır. Böylece yeni

oluşan uyarılmayla foton yoğunluğu ortamdan ayrılan ışık demeti ile aynı fazda olma özelliğini korur.

Termal dengede üst enerji seviyesi  $E_2$  ve alt enerji seviyesi  $E_1$  olan sistemin atom yoğunlukları Boltzman dağılımı ile verilir.  $N_1$  alt enerji seviyesinin atom yoğunluğu,  $N_2$  üst enerji seviyesinin atom yoğunluğu ise  $N_2 < N_1$  için bir T sıcaklığında dengede bulunan bir atomik sistemin değişimi Şekil 2.3 (a) da verilmiştir.

Optiksel yoğunluğa ulaşmak için atomlarda eşit olmayan bir dağılım yaratmak gerekir. Bunun için üst enerji seviyesinin atom yoğunluğu alt enerji seviyesinden daha büyük yapılmalıdır ( $N_2 > N_1$ ). Bu şart Şekil 2.3 (b) de tanımlanan enerji düzeylerinin ters yoğunluğu olarak bilinir [3].

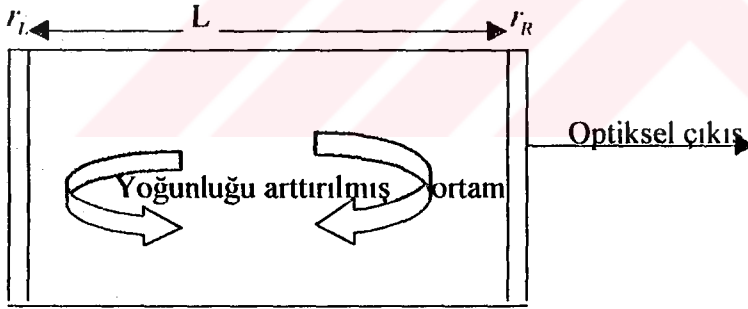
Atom yoğunluğunun ters çevrilmesi yani, aşağıdaki bir düzeye göre uyarılmış bir enerji düzeyinde daha çok atomun bulunması temel olarak, sisteme dışarıdan enerji aktarımı ile mümkündür. Diğer şekilde atomlar ışımaya yaparak en düşük enerji düzeylerine inerler ve ışımaya olayı da sona erer. Bu nedenle termal denge dışı bir halde kalabilmeleri ve enerjinin korunumunu sağlayabilmeleri için lazer sistemleri genelde elektriksel olan bir dış enerji kaynağına bağlanır.



**Şekil 2.3** (a)  $N_2 < N_1$  için enerjinin atom yoğunluğuna göre değişimi  
 (b)  $N_2 > N_1$  için enerjinin atom yoğunluğuna göre değişimi

## 2.2. Optiksel Geri Besleme

Uyarılmış durumdaki atom yoğunluğu taban durumdaki atom yoğunluğundan farklı olmak üzere, ortamda bulunan aynı frekanslı bir elektromanyetik dalga (EMD) uyarılmış atom ile rezonansa gelerek onun taban durumuna geçmesini sağlar. Bu geçişte ortaya çıkan ikinci EMD ilki ile aynı fazdadır (tezin geri kalan kısmında EMD foton ile birlikte kullanılacaktır). İkinci bir fotonun oluşturulması daha önce açıklandığı gibi etkilenmiş salınmayla sağlanır. Böyle bir olayda iki ya da daha fazla foton oluşturmak mümkündür. Yeni yaratılan fotonların hepsi aynı fazdadır. Böyle bir uygulamadan sonra koherent bir ışık oluşur (fazları, enerjileri vs. aynı ve tek dalga boylu). Şekil 2.4 te foton yoğunluğu arttırılmış bir ortamı birleştiren düzlem aynalar bulunur. Sol ayna  $r_L$  ve sağ ayna  $r_R$  olmak üzere bu iki aynanın yansımaya katsayısı birbirinden farklıdır. Bunun nedeni, iç yansımalarla yoğunlaşan EMD nin düşük yansımaya katsayısına sahip olan aynadan ( $r_R$ ) belirli bir kesri ile ortamı terk etmesidir. Böylece elde edilecek olan ışık yansımaya katsayısı az olan aynadan geçecektir [3].



Sol ayna

Sağ ayna

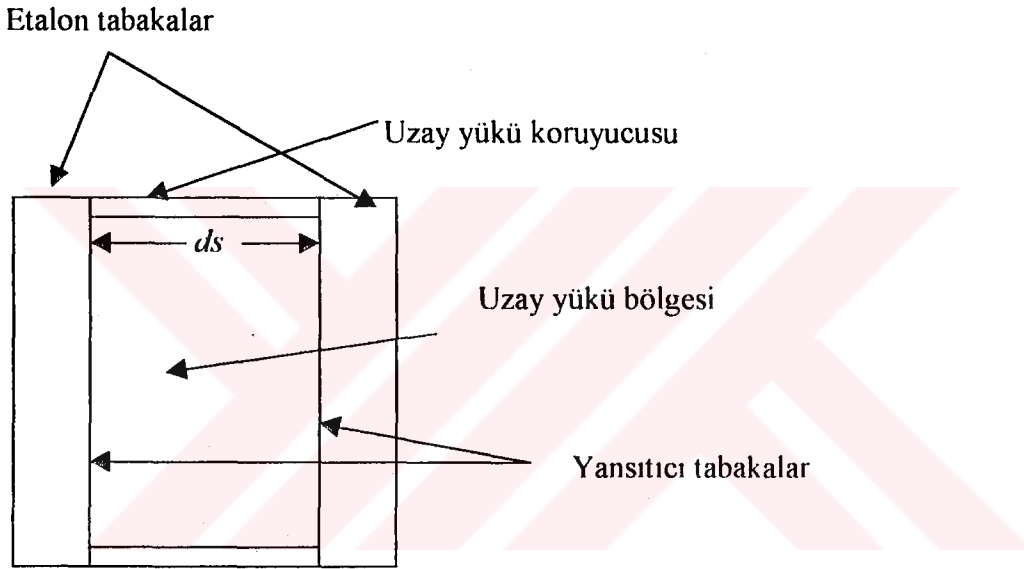
Şekil 2.4 Temel lazer yapısını birleştiren düzlem aynalar

Uçlardaki paralel aynalar, uyarılmayla yayınlanmış dalganın (fotonun) geri beslemesini sağlar. Bu yapı gerçekte bir Fabry-Perot interferometresidir.

Kararlı bir ışık çıkışı, yoğunluğu arttırılmış ortam içinde yeterli foton yoğunluğu olduğunda gerçekleşir. Optiksel kazanç, yoğunluğu arttırılmış ortam içinde bulunan kayba denktir. Yoğunluğu arttırılmış ortam içindeki büyük kayıplar, soğurma ve saçılma faktörlerinin sonucudur.

### 2.3. Fabry – Perot İnterferometresi

Bir Fabry-Perot interferometresi , birbirinden  $ds$  uzaklığında bulunan iki ayrı düz yansıtıcı aynanın birbirine paralel olarak yerleştirilmesiyle meydana gelir(Şekil 2.5). Uzay yükü bölgesinin etrafı uzay yükü koruyucusu denilen ve genellikle invar ya da quartz adı verilen maddeyle muhafaza edilir[4]. İki düzlem aynanın içindeki yüzey genellikle yansıma oranını arttıran tabakalardan oluşur. Yoğunluğu arttırılmış ortamda bulunan atomlardan, uyarılmış durumdaki atom yoğunluğu taban durumundaki atom yoğunluğundan büyüktür (nüfus terslemesi).



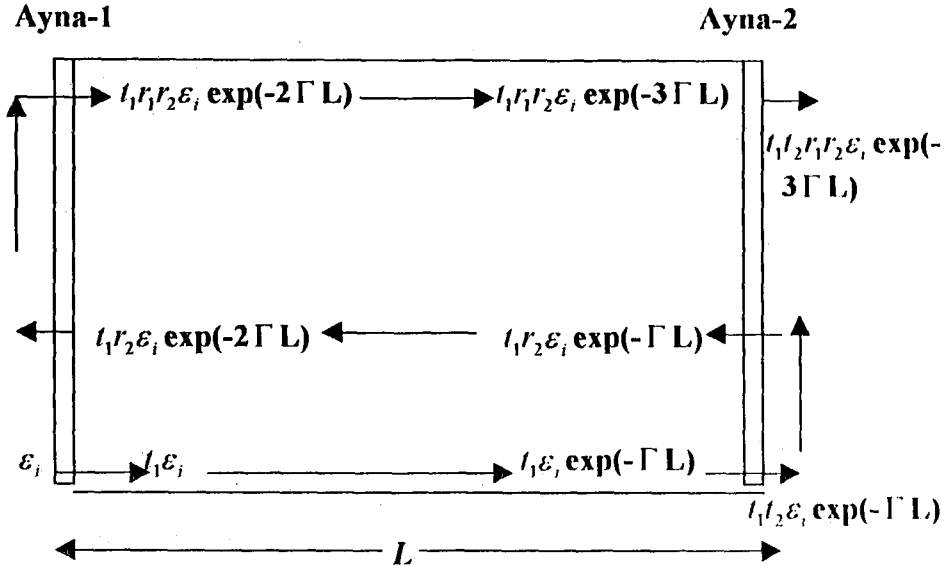
Şekil 2.5 Fabry-Perot İnterferometresi

Eğer yeterince monokromatik ışık kullanılırsa basit bir mikroskop lamının veya bir pencere camının iki yüzünden yansıyan ışık genliklerinin üst üste gelmesinden ileri gelen girişim saçakları kolayca gözlenebilir. Bu saçakların tam bir anlatımı, normal gelişte olduğu gibi, eğik gelen ışınların yansıma katsayılarının bulunmasını gerektirir.

Bir Fabry-Perot İnterferometresinde, bir dalganın ilerlemesi Şekil 2.6 da gösterilmektedir. Kenardaki aynalar yardımıyla gelen dalga yansıyan dalga ve geçen dalgaya ayrılır. Oyuğun uzunluğu  $L$ , düzlem dalganın karmaşık yayılım sabiti  $\Gamma$ , genlik geçirme katsayıları sol ayna için  $t_1$  ve sağ ayna için  $t_2$ , genlik



yansımaya katsayıları sol ayna için  $r_1$  ve sağ ayna için  $r_2$ , geçen dalganın elektrik alanı  $\varepsilon_1$  ve gelen dalganın elektrik alanı  $\varepsilon_i$  dir [2].



Şekil 2.6 Yüzeyden paralel yansıtılan EMD nin osilasyon şartlarının gösterilmesi

Buna göre optiksel oyuk içinde, sol aynadan gelen dalganın elektrik alanının yansımaya oranı  $r_1 \exp(i\theta_1)$  ve sağ aynada  $r_2 \exp(i\theta_2)$  olur. Burada  $\theta_1$  ve  $\theta_2$  yansıyan genliklerin gelen dalgaya göre fazörleridir. Uzay bölgesinin kırılma indisi havanın kırılma indisinden büyük olmasından dolayı yansımaya genliklerinin fazları gelen dalga genliğine göre sıfırdır. Böylece şekle göre sol taraftan gelen elektromanyetik dalganın(EMD) elektrik alan genliğinin sağ taraftan geçen kesri

$$\varepsilon_t = t_1 t_2 \varepsilon_i \exp(-\Gamma L) [1 + r_1 r_2 \exp(-2\Gamma L) + r_1^2 r_2^2 \exp(-4\Gamma L) + \dots] \quad (2.1)$$

ile verilir. (2.1) denkleminde gerekli matematiksel açılımlar yapılırsa eşitlik,

$$\varepsilon_t = \varepsilon_i \left[ \frac{t_1 t_2 \exp(-\Gamma L)}{1 - r_1 r_2 \exp(-2\Gamma L)} \right] \quad (2.2)$$

şekline dönüşür. Aktif bölgede EMD nin bir tam yol aldığı anda aynı genlikte olma şartı  $\varepsilon_i = 0$  ve paydanın ikinci teriminin

$$r_1 r_2 \exp(-2\Gamma L) = 1 \quad (2.3)$$

olmasını gerektirir. Buna osilasyon şartı da denir. Burada

$$\Gamma = i(n - ik) k_0 \quad (2.4)$$

şeklindedir. Bu eşitlikte

$$k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0} \quad (2.5)$$

boşluktaki dalga vektörü ve  $\lambda_0$  serbest uzaydaki dalga boyudur.  $k = \alpha 4\pi / \lambda_0$  olmak üzere (2.4) ve (2.5) denklemleri (2.3) te yerine konulursa ve soğurma terimi  $\alpha$ , her tür kayıp katsayılarının toplamı  $\alpha_i$ , kazanç katsayısı  $g$  olmak üzere  $\alpha_i = g + \alpha$  dir ve lazer ortamının rezonans şartı

$$r_1 r_2 \exp [(g - \alpha_i) L] \exp [-2i (\frac{2\pi n}{\lambda_0}) L] = 1 \quad (2.6)$$

ile verilir.

Bir EMD, duvarlar arasında gidip döndüğünde aldığı yol  $2L$  olur. Bu süreç yapıcı girişim için ortamdaki dalga boyunun tam katlarına ya da üst üste binen dalgaların faz farklarının  $2\pi$  nin tam katlarına eşit olması anlamına gelir ki bu durumda kayıplar kazançlarla dengelenmiştir. Dengeleme şartı

$$r_1 r_2 \exp [2(g - \alpha_i) L] = 1 \quad (2.7)$$

eşitliği ile verilecektir. Yukarıda verilen rezonans için eşik şartında,

$$r_1 r_2 \exp [2g L] \quad (2.8)$$

terimi kesirsel kazanç,

$$r_1 r_2 \exp(-2\alpha_i L) \quad (2.9)$$

kesirsel kayıp ile verilir. Denk.(2.7) nin logaritması alındığında, eşikteki kazanç şartı,

$$g_{th} = \alpha_i + \frac{1}{2L} \ln \frac{1}{r_1 r_2} \quad (2.10)$$

olur.

#### 2.4. Bir Yarıiletkende Kendiliğinden Salınma ve Etkilenmiş Salınma

Atomik sistemlerde gözlenen kendiliğinden salınma ve etkilenmiş salınma özellikleri yarıiletkenlerde de gözlenmektedir. Buna göre bir yarıiletkenin elektronik geçiş özellikleri şu şekilde sıralanır [5].

1- Başlangıçta foton bulunmayan ve sırası ile iletkenlik ve valans bandından oluşan bir yarıiletkende iletkenlik bandında bulunan bir elektronun valans bandına geçiş yapabilmesi için  $\hbar\omega$  enerjisine eşit bir foton yayınlaması gerekir.

Bu yönteme yarıiletkende kendiliğinden salınma adı verilir (Şekil 2.7 (a)).

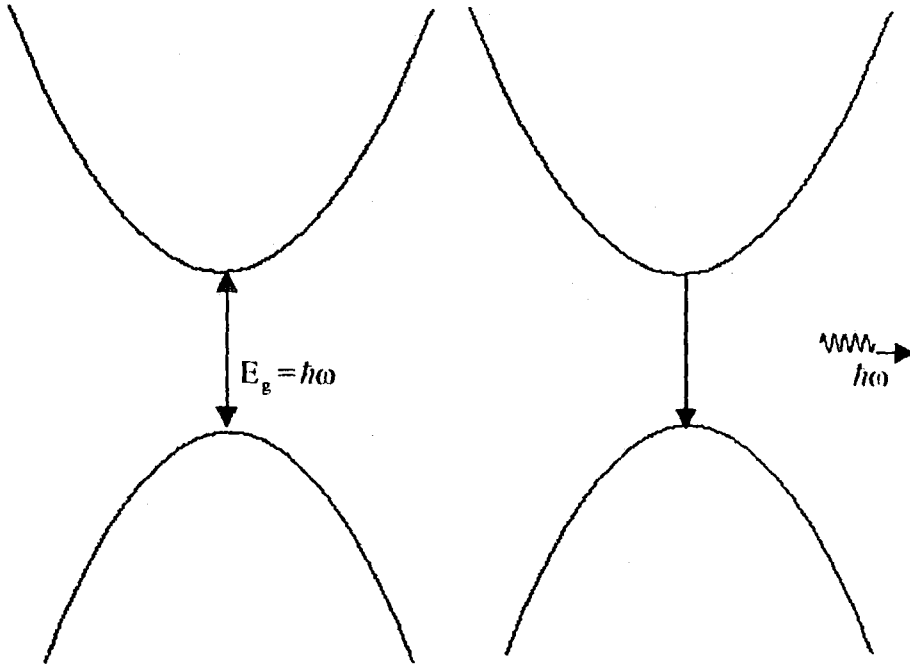
2- İletkenlik bandında bulunan bir elektronun valans bandına geçiş yapabilmesi için sisteme dışarıdan  $\hbar\omega$  enerjisine eşit bir foton gönderilir. Elektron valans bandına geçtiğinde açığa çıkan ve yansıyan foton olmak üzere iki foton oluşur.

Bu yönteme yarıiletkende etkilenmiş salınma adı verilir. Açığa çıkan fotonların aynı fazda ve tek dalga boyunda olmaları en önemli özellikleridir (Şekil 2.7 (b)).



Foton yok

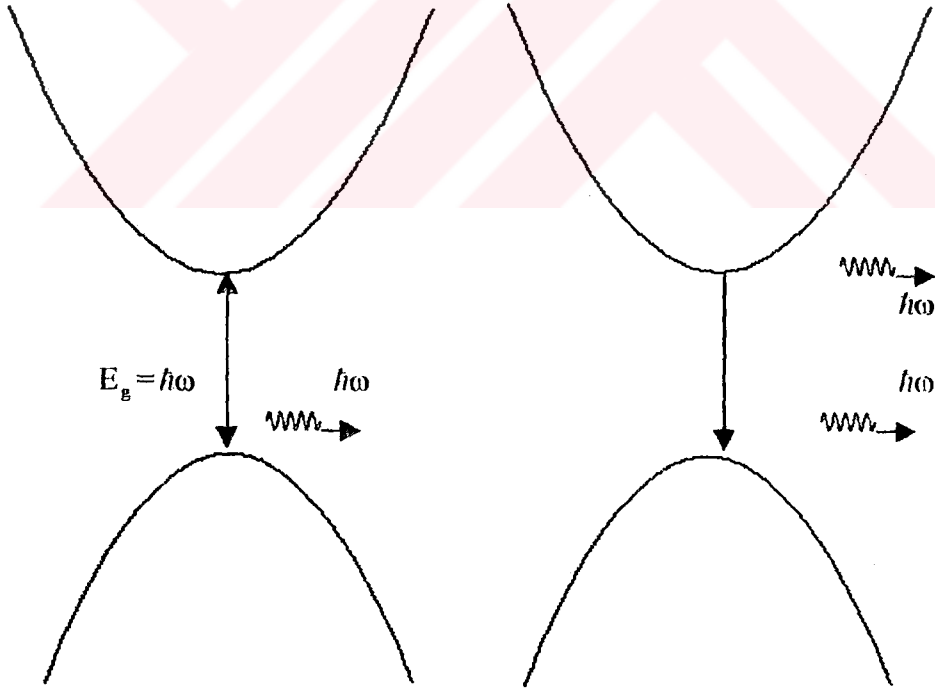
İletkenlik bandı



Valans bandı

(a)

İletkenlik bandı



Valans bandı

(b)

Şekil 2.7 a) Yarıiletken için kendiliğinden salınma

b) Yarıiletken için etkilenmiş salınma

### 3. DÜZLEM ELEKTROMANYETİK DALGALAR

#### 3.1. Maxwell Denklemleri

Elektromanyetik alan teorisinin kullanıldığı problemlerin çözümünde Maxwell denklemleri kullanılır. O halde, ince film problemlerinin çözümüne geçmeden önce, ilk olarak Maxwell denklemlerinin analizi yapılmalıdır.  $E$  elektrik alan vektörü,  $D$  elektrik akı yoğunluğu,  $H$  manyetik alan vektörü,  $B$  manyetik akı yoğunluğu,  $j$  akım yoğunluğu vektörü,  $\epsilon$  dielektrik sabiti,  $\mu$  manyetik geçirgenlik,  $\mu_0$  boşluğun manyetik geçirgenliği,  $\sigma$  iletkenlik,  $\rho$  yük yoğunluğu olmak üzere; izotropik ortamlar için, Maxwell denklemleri [4]:

$$\text{rot } H = \frac{4\pi J}{c} + \frac{1}{c} \frac{\partial D}{\partial t} \quad (3.1)$$

$$\text{rot } E = -\frac{1}{c} \frac{\partial B}{\partial t} \quad (3.2)$$

$$D = \epsilon E \quad (3.3)$$

$$\text{div } D = 4\pi \rho \quad (3.4)$$

$$B = \mu H \quad (3.5)$$

$$\text{div } B = 0 \quad (3.6)$$

$$J = \sigma E \quad (3.7)$$

eşitlikleri ile verilir.  $\sigma$ ,  $\mu$  ve  $\epsilon$  ortamın madde parçacıkları ile ilişkili sabitlerdir. Bu denklemler Gauss (cgs) birim sisteminde yazılmıştır.  $c$  bir sabit olup değeri birimler arasındaki ilişkiden bulunmuştur ve ışık hızı olarak tanımlanır. Boş uzayda  $\rho$  elektrik yük yoğunluğu olmadığı için,

$$\text{div } D = 0 \quad (3.8)$$

olur. Elektrik alan için;

$$\nabla^2 E = \frac{\epsilon \mu}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} + \frac{4\pi \sigma \mu}{c^2} \frac{\partial E}{\partial t} \quad (3.9)$$

şeklinde bir çözüm yazılabilir. Aynı şekilde  $H$  için de aynı denklem geçerlidir.  $\omega$  düzlem dalgada açısal frekans,  $v$  x eksenini boyunca hız olmak üzere Denk.(3.9) un bir çözümü,

$$E = E_0 e^{i\omega(t - \frac{x}{v})} \quad (3.10)$$

biçiminde verilebilir. Bu çözüm Denk.(3.9) da yerine yazılarak

$$\frac{c^2}{v^2} = \epsilon \mu - i \frac{4\pi \sigma \mu}{\omega} \quad (3.11)$$

bulunur. Ortamın boyutsuz parametresi olan  $\frac{c}{v}$  yerine  $N$  yazılırsa

$$N^2 = \epsilon \mu - i \frac{4\pi \sigma \mu}{\omega} \quad (3.12)$$

olur. Buna göre;

$$N = \frac{c}{v} = n - ik \quad (3.13)$$

yazılır.  $N$  ortamın karmaşık kırılma indisi,  $n$  kırılma indisi,  $k$  sönüm katsayısıdır. Pratik amaçlar için, optiksel frekanslarda  $\mu = 1$  alınır. Bu durumda

$$N^2 = n^2 - 2ink - k^2 = \epsilon \mu - i \frac{4\pi \sigma \mu}{\omega} \quad (3.14)$$

$$2nk = \frac{4\pi \sigma}{\omega} \quad (3.15)$$

denklikleri yazılabilir. Sonuçta  $E = E_0 e^{i\omega(t - \frac{x}{v})}$  çözümü

$$E = E_0 \exp \left[ i \left( \omega t - \frac{2\pi N x}{\lambda} \right) \right] \quad (3.16)$$

şeklinde yazılabilir. Denk.(3.16),  $x$  - eksenini boyunca hareket eden,  $\lambda$  dalga boyu bir düzlem dalgayı ifade eder. (3.16) ifadesi,  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$  kosinüs bileşenleri olmak üzere;

$$E = E_0 \exp \left\{ i \left[ \omega t - \frac{2\pi N}{\lambda} (\alpha x + \beta y + \gamma z) \right] \right\} \quad (3.17)$$

yazılır.

Maxwell denklemleri  $E$  ve  $H$  arasındaki önemli ilişkileri de açıklar. Denk.(3.17) deki gibi bir düzlem dalga düşünölsün.

$\mathbf{r} = \alpha \mathbf{i} + \beta \mathbf{j} + \gamma \mathbf{k}$  olmak üzere  $\mathbf{i}, \mathbf{j}, \mathbf{k}$  lar, x, y ve z eksenini boyunca birim vektörlerdir. Denk.(3.17) den  $\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = i \omega \mathbf{E}$  ve (3.1) , (3.3) , (3.7) denklemleri

göz önüne alınırsa;

$$\begin{aligned} \text{rot } \mathbf{H} &= \frac{4\pi\sigma}{c} \mathbf{E} + \frac{\varepsilon}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \\ &= \left( \frac{4\pi\sigma}{c} + \frac{i\omega\varepsilon}{c} \right) \mathbf{E} \\ &= \frac{i\omega N^2}{c} \mathbf{E} \end{aligned} \quad (3.18)$$

yazılır.

$\text{rot} \equiv \left( \frac{\partial}{\partial x} \mathbf{i} + \frac{\partial}{\partial y} \mathbf{j} + \frac{\partial}{\partial z} \mathbf{k} \right) \mathbf{x}$  ve  $\mathbf{x}$  vektör çarpımını ifade eder. Buna göre

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x} &= -\frac{i\omega N}{c} \alpha \\ \frac{\partial}{\partial y} &= -\frac{i\omega N}{c} \beta \\ \frac{\partial}{\partial z} &= -\frac{i\omega N}{c} \gamma \end{aligned} \quad (3.19)$$

olur.

$\mathbf{E}$  ve  $\mathbf{H}$  arasındaki çözüm simetrik olduğu için

$$\text{rot } \mathbf{H} = -\frac{i\omega N}{c} \mathbf{r} \times \mathbf{H} \text{ olur. Denk.(3.18) den}$$

$$\mathbf{r} \times \mathbf{H} = -N \mathbf{E} \quad (3.20)$$

yazılır. Aynı şekilde Denk.(3.2), Denk.(3.5), Denk.(3.10) dan

$$N(\mathbf{r} \times \mathbf{E}) = \mathbf{H} \quad (3.21)$$

elde edilir. Sonuçta (3.21) denklemini

$$N = \mathbf{H} / (\mathbf{r} \times \mathbf{E}) \quad (3.22)$$

olur [4].

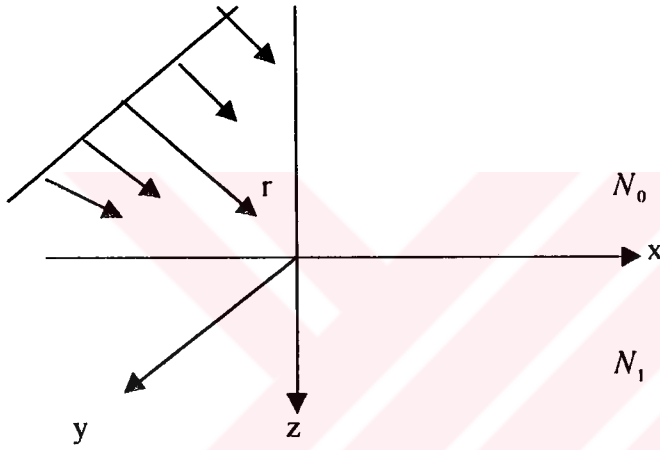
### 3.2. Tek Bir Ara Yüzeyde Yansıma

İnce film filtreler, genellikle çeşitli homojen ortamlardan oluşur.  $N_0$  gelen dalganın bulunduğu ortamın karmaşık kırılma indisi,  $N_1$  ikinci ortamın karmaşık kırılma indisi olsun (Şekil 3.1). Gelen dalga, ara yüzeyde bir yansıyan ve bir kırılan ya da bir geçen dalgaya ayrılır [4].

$$\text{Gelen dalga} \quad \exp \{i [\omega_r t - (2\pi N_0 / \lambda) (x \sin \theta_0 + z \cos \theta_0)]\}$$

$$\text{Yansıyan dalga} \quad \exp \{i [\omega_r t - (2\pi N_0 / \lambda_r) (\alpha_r x + \beta_r y + \gamma_r z) + \delta_r]\}$$

$$\text{Geçen dalga} \quad \exp \{i [\omega_t t - (2\pi N_1 / \lambda_t) (\alpha_t x + \beta_t y + \gamma_t z) + \delta_t]\}$$



Şekil 3.1 Hava cam ara kesiti

Elektrik alan ve manyetik alanın tanjantsal bileşeni ara yüzey boyunca süreklidir. Bundan dolayı ara yüzey  $z = 0$  ile tanımlanır ve tanjantsal bileşenler  $x$ ,  $y$  ve  $t$  'nin bütün değerleri için sürekli olmalıdır. Bu durum açıkça,

$$\text{a) } \delta_r \equiv \delta_t \equiv 0$$

$$\text{b) } \omega_i \equiv \omega_r \equiv \omega_t, \text{ kırılma ya da kırınımında frekans değişimi yoktur ve } \lambda = \lambda_r = \lambda_t$$

$$\text{c) } N_0 \beta_r = N_1 \beta_t = 0, \text{ } r \text{ - vektörleri gelenin düzlemine kuşatılmıştır.}$$

$$\text{d) } N_0 \sin \theta_0 = N_0 \alpha_r = N_1 \alpha_t, \text{ yansıma ya da kırılma açıları } \theta_r \text{ ve } \theta_t \text{ ise,}$$

$$\theta_0 = \theta_r \quad (3.23)$$

şeklinde ifade edilir. Gelen ile yansıyan dalgaların açıları eşittir. Buna göre



$$N_0 \sin \theta_0 = N_1 \sin \theta_1 \quad (\text{Snell yasası}) \quad (3.24)$$

bulunur.  $E$  ve  $H$  in ara yüzeye paralel ve sürekli olduğu daha önce söylenmişti. Açıkça ikinci ortamda yansıma yoktur.  $H_1 = H_t$  ve  $E_1 = E_t$  geçen dalgaların manyetik ve elektrik alanları,  $r_1 = k$  z-ekseni boyunca birim vektör ise, Denk. (3.21) den  $H_1 = N_1 (k \times E_1)$  olur. Gelen ortam, pozitif giden ve negatif giden olarak iki ışına sahiptir.  $E_0^+$  ve  $H_0^+$  elektrik ve manyetik alan için pozitif giden ışın,  $E_0^-$  ve  $H_0^-$  elektrik ve manyetik alan için negatif giden ışın olduğuna göre aralarındaki bağlantılar Denk.(3.21) den

$$\begin{aligned} H_0^+ &= N_0 (k \times E_0^+) \\ H_0^- &= N_0 (-k \times E_0^-) \end{aligned} \quad (3.25)$$

olarak gösterilir. Sınır şartları uygulandığında

$$\begin{aligned} E_1 &= E_1^+ = E_0^+ + E_0^- \quad (z = 0 \text{ da}) \\ H_1 &= H_1^+ = H_0^+ + H_0^- \quad (z = 0 \text{ da}) \end{aligned} \quad (3.26)$$

sonuçlar elde edilir. Böylece

$$\begin{aligned} N_1 (k \times E_1) &= N_0 (k \times E_0^+ - k \times E_0^-) \quad (z = 0 \text{ da}) \\ N_1 E_1 &= N_0 (E_0^+ - E_0^-) \quad (z = 0 \text{ da}) \\ E_0^- &= \frac{N_0 - N_1}{N_0 + N_1} E_0^+ \end{aligned} \quad (3.27)$$

olur. Burada  $\frac{N_0 - N_1}{N_0 + N_1}$  niceliği r genlik yansıma katsayısını verir ve **Fresnel**

**yansıma katsayısı** olarak bilinir. Buna göre şiddet yansıma katsayısı,

$$R = \left( \frac{N_0 - N_1}{N_0 + N_1} \right) \left( \frac{N_0 - N_1}{N_0 + N_1} \right)^*$$

şeklinde verilir.

$N_0$  reel ise;

$$R = \left| \frac{N_0 - N_1}{N_0 + N_1} \right|^2 \quad (3.28)$$

olur.

Kayıpsız bir ortam için ,  $N = n \cdot k$  ifadesinde  $k = 0$  olur. Buna göre,  $N_0$  ve  $N_1$  yerine  $n_0$  ve  $n_1$  kırılma indisleri konularak,

$$H_{\tan}^+ = n (k \times E_{\tan}^+) \quad (3.29)$$

$$H_{\tan}^- = -n (k \times E_{\tan}^-) \quad (3.30)$$

yazılır. Burada  $n$  sadece gelenin açısına bağlı değildir. Aynı zamanda gelenin düzlem yönü ile  $E$  ve  $H$  in yönelimine de bağlıdır. Parçacıkların yönelimleri iki şekilde belirtilebilir [4]:

a)  $E$  gelen dalganın düzlemi içinde ise TM “transverse magnetic” olarak ya da p – polarize dalga olarak bilinir. Yani elektrik alan; gelen, yansıyan ve geçen dalgaların oluşturduğu düzleme paraleldir.

b)  $E$  nin normali gelen dalganın düzleminde ise TE “transverse electric” ya da s – polarize dalga olarak bilinir. Yani elektrik alan; gelen, yansıyan ve geçen dalgaların oluşturduğu düzleme diktir.

a)TM dalgalar(p– polarizasyon):  $H$  in arayüze paralel,  $E$  nin  $\theta$  açısı kadar eğik olduğu durumlardır.  $|E_{\tan}^+| = |E^+ \cos\theta|$  ve

$$n_m = \frac{N}{\cos\theta} \quad (3.31)$$

ise,  $H_{\tan}^+ = H^+ = N (r \times E^+) = N (k \times \frac{E_{\tan}^+}{\cos\theta}) = \frac{N}{\cos\theta} (k \times E_{\tan}^+)$  olur.

b)TE dalgalar(s- polarizasyon): Burada durum tersine çevrilmiştir.  $E$  sınıra paralel,  $H$   $\theta$  açısı kadar eğik durumdadır. Böylece

$$n_E = N \cos\theta \quad (3.32)$$

olur. Genlik yansıma katsayısı

$$r = \frac{n_0 - n_1}{n_0 + n_1}$$

ise, TM dalga için

$$r = \left( \frac{N_0}{\cos\theta_0} - \frac{N_1}{\cos\theta_1} \right) / \left( \frac{N_0}{\cos\theta_0} + \frac{N_1}{\cos\theta_1} \right) \quad (3.33)$$

TE dalga için

$$r = \frac{N_0 \cos\theta_0 - N_1 \cos\theta_1}{N_0 \cos\theta_0 + N_1 \cos\theta_1} \quad (3.34)$$

**Fresnel denklemleri** bulunur. Denk.(3.33) gelen dalganın polarizasyon

yönünün geliş düzlemi içindeki durumunu, Denk.(3.34) ise geliş düzlemine dik polarizasyon durumunu anlatır.

$$\alpha = \frac{\sqrt{1 - \sin^2 \theta_1}}{\cos \theta_o}, \quad \beta = \frac{N_1}{N_o} \text{ olmak üzere;}$$

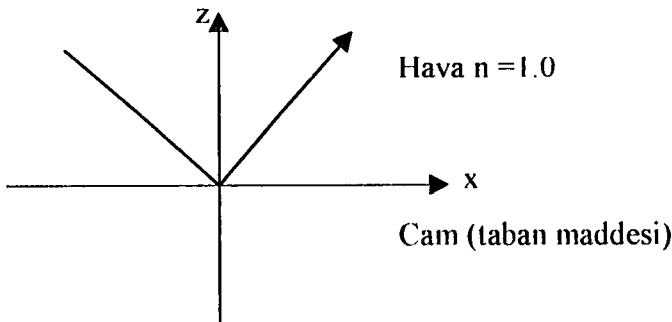
TM dalganın genlik yansımaya katsayısı  $r = \frac{\alpha - \beta}{\alpha + \beta}$  ve

TE dalganın genlik yansımaya katsayısı ise  $r = \frac{1 - \alpha \beta}{1 + \alpha \beta}$  bulunur.

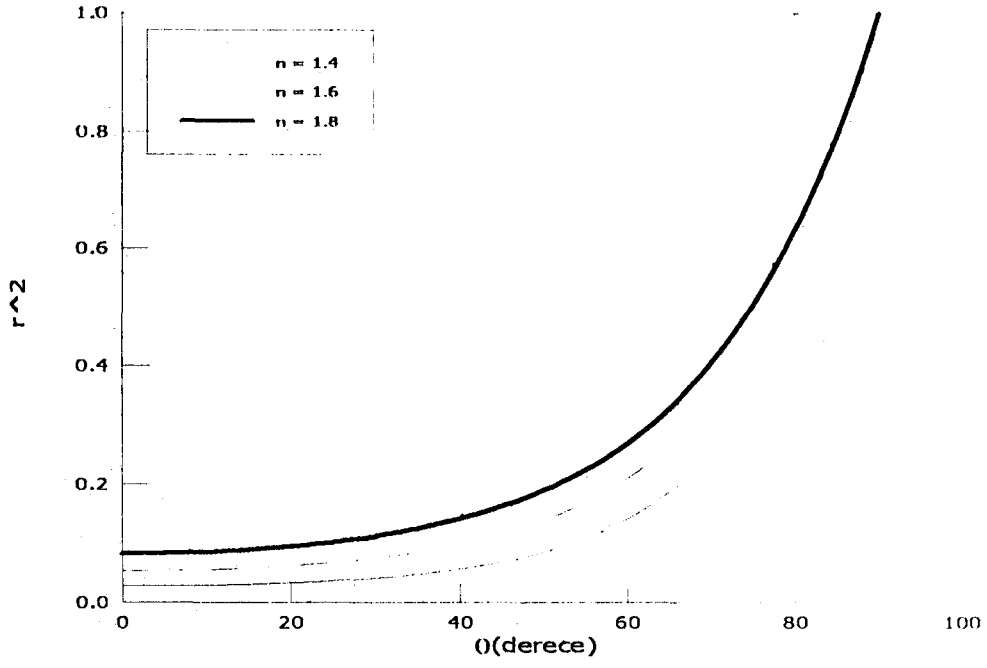
$\alpha$  oranı  $\theta_o$  geliş açısına bağlı olduğu için genlik yansımaya katsayıları da geliş açısına bağlıdır. TM dalganın genlik yansımaya katsayısı formülünde yüzeye normal gelen dalga için  $\theta_o = 0$  ve  $\alpha = 1$  dir. Yüzeyi sıyrarak gelen dalga için  $\theta_o = 90^\circ$  ve  $\alpha \rightarrow \infty$  olur. Yani gelen dalganın tümü yansır. Bu ikisinin arasında öyle bir  $\theta_B$  açısı (buna Brewster (Sir David Brewster) açısı denir) vardır ki yansıyan dalga genliği sıfır olur. (3.33) denklemine göre, bunun mümkün olabilmesi için  $\alpha = \beta$  olmalıdır. Buna göre Brewster açısı,

$$\tan \theta_B = \frac{N_1}{N_o} \text{ olur.}$$

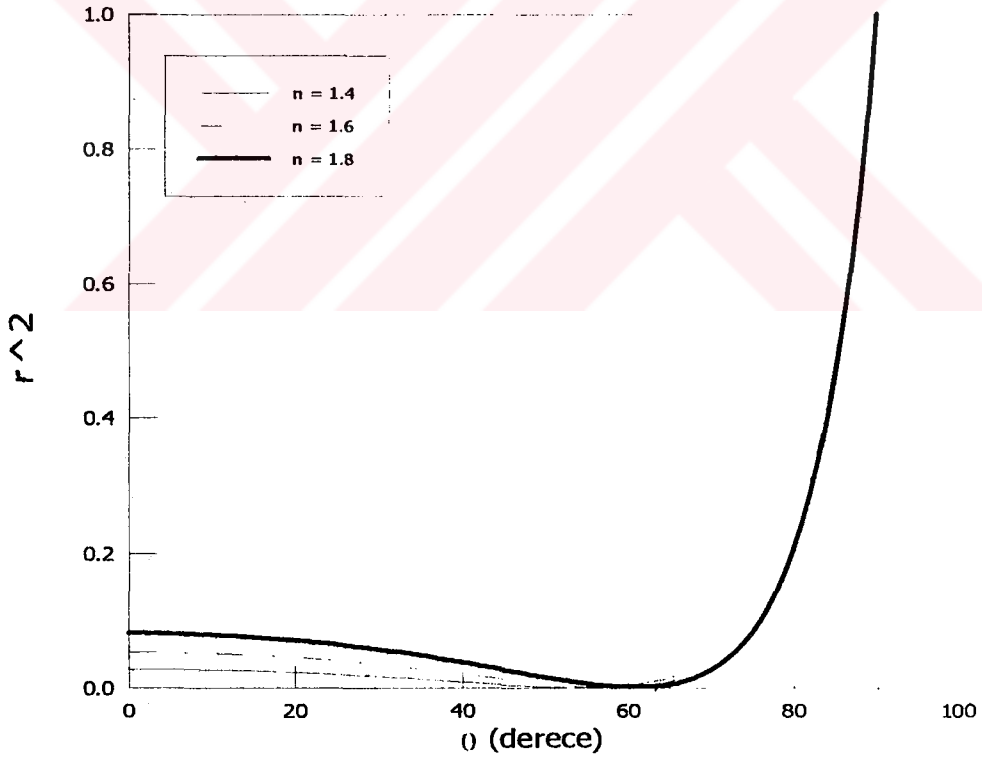
Geliş düzlemine dik yönde polarize olmuş dalgada böyle bir açı yoktur. Buna göre, Brewster açısıyla gelen bir dalganın yansıyan bileşeni tümüyle arakesit düzlemine paralel yönde polarize olmuş demektir. Şekil 3.3 ve 3.4 (hava-cam arakesiti için) şiddet yansımaya katsayılarının geliş açısına göre değişimleridir ve Şekil 3.4 te belirli bir açıda şiddet yansımaya katsayısı sıfıra gider ki buna Brewster açısı denir. Enerji korunumu gereği  $R + T = 1$  olduğuna göre T geçen enerji oranı Brewster açısında 1 olmalıdır.



Şekil 3.2 Hava cam ara kesiti



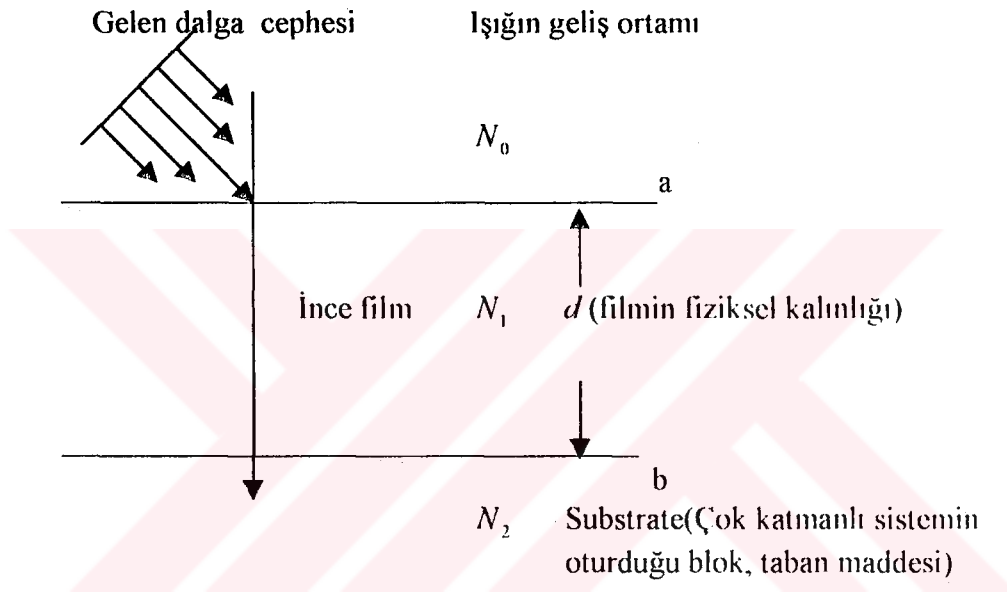
**Şekil 3.3** Kırılma indisleri  $n = 1.4$ ,  $n = 1.6$ ,  $n = 1.8$  olan TE dalga için, gelen dalganın açısının bir fonksiyonu olarak şiddet yansıma katsayılarının değişimi



**Şekil 3.4** Kırılma indisleri  $n = 1.4$ ,  $n = 1.6$ ,  $n = 1.8$  olan TM dalga için, gelen dalganın açısının bir fonksiyonu olarak şiddet yansıma katsayılarının değişimi

### 3.3. İnce Bir Film İçin Yansımaya Hesapları

Bölüm 3.2 de kırılma indisleri farklı olan hava- cam ara yüzeyine gelen bir EMD nin genlik ve şiddet yansımaya katsayılarının değişimleri incelenmişti. Bu bölümde ise hava ve taban maddesiyle çevrilmiş olan ince filme gelen bir EMD nin davranışı incelenerek genlik yansımaya ve şiddet yansımaya katsayıları bulunacaktır. Şekil 3.5 te, ışığın geliş ortamının karmaşık kırılma indisi  $N_0$ , ince filmin karmaşık kırılma indisi  $N_1$  ve taban maddesinin karmaşık kırılma indisi  $N_2$  olan, üç tabakalı bir yapı görülmektedir.



Şekil 3.5 Bir ince film üzerine gelen EMD nin yansımaları

Şekil 3.5 e göre manyetik ve elektrik alanın ara yüzeydeki süreklilikleri kullanılarak [4],

$$H_b = H_{1b}^+ + H_{1b}^- = n_1 (k \times E_{1b}^+) - n_1 (k \times E_{1b}^-) \quad (3.35)$$

bulunur. Elektrik alan için

$$E_b = E_{1b}^+ + E_{1b}^- \quad (3.36)$$

olur ve her taraf  $k$  ile çarpılırsa

$$k \times E_b = k \times E_{1b}^+ + k \times E_{1b}^- \quad (3.37)$$

bulunur. Denk.(3.35) ve Denk.(3.37) den

$$2 k \times E_{1b}^+ = \frac{H_b}{n_1} + k \times E_b \quad (3.38)$$

$$2 k \times E_{1b}^- = -\frac{H_b}{n_1} + k \times E_b \quad (3.39)$$

bulunur. Gelen dalganın optiksel faz değişimi  $\delta$  ve  $N d$  optiksel kalınlık ise optiksel faz  $\delta = 2 \pi N_1 d \cos \theta_1 / \lambda$  şeklinde yazılır [4]. Elektromanyetik dalga bir ara yüzeyden diğer ara yüzeye geçerken, optiksel faz değişimine uğrar. Bunun sonucunda

$$E_{1a}^+ = E_{1b}^+ e^{i\delta_1},$$

$$E_{1a}^- = E_{1b}^- e^{-i\delta_1},$$

$$H_{1a}^+ = H_{1b}^+ e^{i\delta_1},$$

$$H_{1a}^- = H_{1b}^- e^{-i\delta_1},$$

denklikleri elde edilir. Bulunan bu denklemler Denk.(3.38) ve Denk.(3.39) da yerine yazılırsa

$$\begin{aligned} k \times E_{1a}^+ &= \frac{1}{2} \left( \frac{H_b}{n_1} + k \times E_b \right) e^{i\delta_1} \\ k \times E_{1a}^- &= \frac{1}{2} \left( -\frac{H_b}{n_1} + k \times E_b \right) e^{-i\delta_1} \\ n_1 k \times E_{1a}^+ &= \frac{n_1}{2} \left( \frac{H_b}{n_1} + k \times E_b \right) e^{i\delta_1} \\ -n_1 k \times E_{1a}^- &= -\frac{n_1}{2} \left( -\frac{H_b}{n_1} + k \times E_b \right) e^{-i\delta_1} \end{aligned} \quad (3.40)$$

elde edilir. (3.40) eşitlikleri

$$k \times E_a = k \times E_{1a}^+ + k \times E_{1a}^-$$

eşitliğinde yerine yazılırsa

$$\begin{aligned} &= k \times E_b \frac{e^{i\delta_1} + e^{-i\delta_1}}{2} + \frac{1}{n_1} H_b \frac{e^{i\delta_1} - e^{-i\delta_1}}{2} \\ &= k \times E_b \cos \delta_1 + \frac{1}{n_1} H_b i \sin \delta_1 \\ H_a &= n_1 k \times E_b \frac{e^{i\delta_1} - e^{-i\delta_1}}{2} + H_b \frac{e^{i\delta_1} + e^{-i\delta_1}}{2} \\ &= n_1 k \times E_b i \sin \delta_1 + H_b \cos \delta_1 \end{aligned}$$

bulunur. Buna göre geçiş matrisi

$$\begin{pmatrix} k \times E_a \\ H_a \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \delta_1 & i \sin \delta_1 / n_1 \\ i n_1 \sin \delta_1 & \cos \delta_1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} k \times E_b \\ H_b \end{pmatrix} \quad (3.41)$$

şeklinde yazılır. Yansıtıcı sistemin toplam karmaşık kırılma indisi  $Y$  olmak üzere Denk.(3.22) den

$$Y = H_a / (k \times E_a) \quad (3.42)$$

yazılır ve buna göre genlik yansıma katsayısı;

$$r = \frac{n_o - Y}{n_o + Y} \quad (3.43)$$

olur. Denk.(3.42) Denk.(3.41) de yerine yazılırsa

$$(k \times E_a) \begin{pmatrix} 1 \\ Y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \delta_1 & (i \sin \delta_1) / n_1 \\ i n_1 \sin \delta_1 & \cos \delta_1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ n_2 \end{pmatrix} (k \times E_b) \quad (3.44)$$

bulunur.

$$Y = \frac{n_2 \cos \delta_1 + i n_1 \sin \delta_1}{\cos \delta_1 + i (n_2 / n_1) \sin \delta_1} \text{ olmak üzere geçiş matrisi}$$

$$\begin{pmatrix} B \\ C \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \delta_1 & (i \sin \delta_1) / n_1 \\ i n_1 \sin \delta_1 & \cos \delta_1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ n_2 \end{pmatrix} \quad (3.45)$$

şeklinde yazılır. Son yazılan matris, matris topluluğunun karakteristik matrisi olarak adlandırılır. Topluluğun karmaşık kırılma indisi

$$Y = \frac{C}{B} \quad (3.46)$$

olur [4]. Artık çok katmanlı ince bir film için

$$\begin{pmatrix} B \\ C \end{pmatrix} = \prod_{r=1}^n \begin{pmatrix} \cos \delta_r & i \sin \delta_r / n_r \\ i n_r \sin \delta_r & \cos \delta_r \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ n_{n+1} \end{pmatrix} = \prod_{r=1}^n M_i \begin{pmatrix} 1 \\ n_{n+1} \end{pmatrix} \quad (3.47)$$

şeklinde bir genelleme yapmak mümkündür.  $n_{n+1}$  çok katmanlı sistemin taban maddesinin kırılma indisidir ve çok katmanlı sistemin optiksel fazı

$$\delta_r = \frac{2\pi N_r d_r \cos\theta_r}{\lambda}$$

olacaktır. Görüldüğü gibi tek bir ara yüzey için bulunan genlik yansımaya katsayısı ile ince bir film için bulunan genlik yansımaya arasında fark vardır. İnce film için genlik yansımaya katsayısı hesaplanırken geçiş matrisinden yararlanmak gerekir. Böylece optik kalınlıkları  $N d = \lambda_0/4$  olan 1, 2, 3, 4, 5 ardışık tabakanın kırılma indisleri sırası ile,

Bir tabaka için ;  $Y = \frac{n_1^2}{n_2}$

İki tabaka için ;  $Y = \frac{n_1^2 n_3}{n_2^2}$

Üç tabaka için ;  $Y = \frac{n_1^2 n_3^2}{n_2^2 n_4}$

Dört tabaka için;  $Y = \frac{n_1^2 n_3^2 n_5}{n_2^2 n_4^2}$

Beş tabaka için ;  $Y = \frac{n_1^2 n_3^2 n_5^2}{n_2^2 n_4^2 n_6}$  yazılır.

Buna göre;

$$Y_{çift} = n_s \left(\frac{n_1}{n_2}\right)^{2m} \quad (3.48)$$

$$Y_{tek} = \left(\frac{n_1^2}{n_s}\right) \left(\frac{n_1}{n_2}\right)^{2m} \quad (3.49)$$

yazılabilir.



### 3.4. Sayısal Hesaplamalar

Şekil 3.6 daki gibi kırılma indisleri  $n_1$  ve  $n_2$  olan  $m$  tane çift çeyrek dalgalı tabaka düşünülürse,  $L_{top}$  sistemin toplam boyu olmak şartıyla [1]

$L_{top} = \sum_i d_i$  şeklinde yazılır.

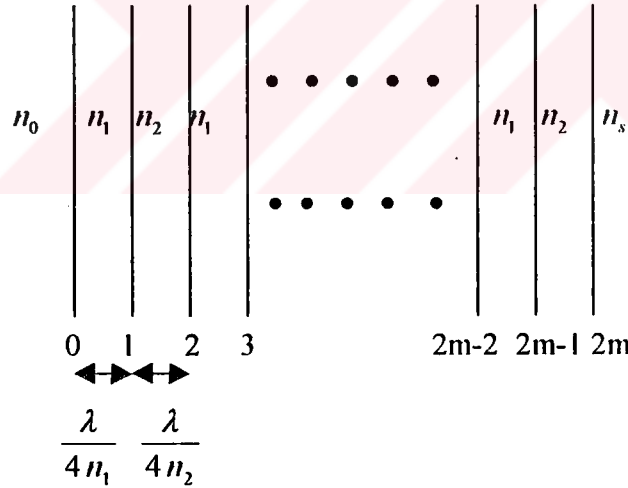
Böyle bir sistemin geçiş matrisi

$$M = \prod_{i=1}^m (M_i M_j) = \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{pmatrix} \text{ olacaktır.}$$

Genlik yansıma katsayısı  $r$  ise,

$$r = \frac{n_0 M_{11} + n_0 n_s M_{12} - M_{21} - n_s M_{22}}{n_0 M_{11} + n_0 n_s M_{12} + M_{21} + n_s M_{22}} \quad (3.50)$$

ile verilir. Eşitlikte  $M_{ij}$  terimleri  $M$  in elemanlarıdır ve  $n_0$  gelen ortamın ve  $n_s$  taban maddesinin kırılma indislerini verir.



Şekil 3.6 Kırılma indileri  $n_1$  ve  $n_2$  olan  $m$  tane çift çeyrek dalgalı Bragg yansıtıcılarının birleşimi

Denk.(3.50) ye göre genlik yansıma katsayısı

$$r = \frac{1 - \frac{n_s}{n_0} \left( \frac{n_1}{n_2} \right)^{2m}}{1 + \frac{n_s}{n_0} \left( \frac{n_1}{n_2} \right)^{2m}} \quad (3.51)$$

bulunur. Denk.(3.51) e göre şiddet yansımaya katsayısı R, kırılma indislerine bağlı olarak

$$R = \tanh^2 \left[ \frac{1}{2} \ln \left( \frac{n_o}{n_s} \right) + m \ln \left( \frac{n_1}{n_2} \right) \right] \quad (3.52)$$

yazılabilir [1].

$$n^2 = A + \frac{B}{\lambda^2 - C} - D \lambda^2 \quad (3.53)$$

**Tablo 3.1**  $Ga_{1-x}Al_xAs$  sistemi için, Sellmeier denkleminde yararlanılarak (Denk.(3.53)), dalga boyuna bağlı olarak kırılma indislerinin değişimi [6]

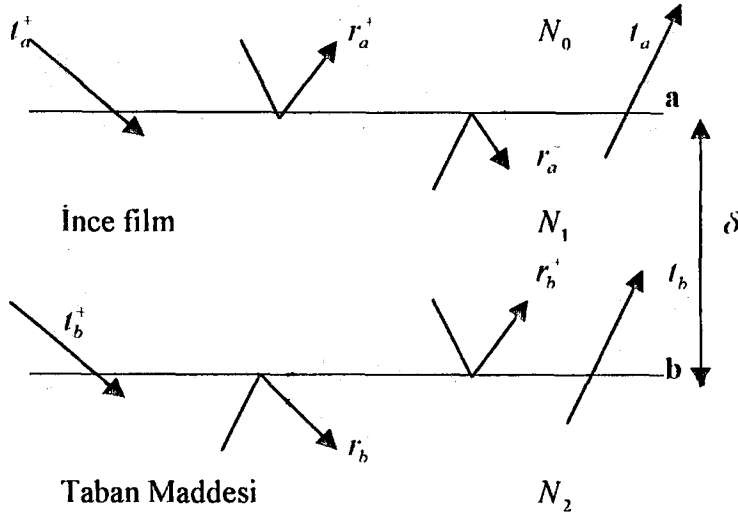
	GaAs	$Ga_{1-x}Al_xAs$
A	10.9060	10.9060-2.92 x
B	0.97501	0.97501
C	0.27969	$(.52868-.735 x)^2 ; x \leq .36$ $(.30386-.105 x)^2 ; x > .36$
D	0.002467	0.002467 (1.41 x +1)

$$n_{GaAs} = 3.501$$

$$n_{AlAs} = 2.999$$

### 3.5. Yansıma ile Faz Arasındaki İlişki

Gelen ortam



Şekil 3.7 Bir ince film üzerine gelen EMD nin genlik yansıma ve geçme katsayılarının gösterimi

Farklı karmaşık kırılma indisine sahip üç tabakadan oluşan Şekil 3.7'deki yapıda her ara yüzeyde elektrik alanların paralel bileşenlerinin süreklilikleri kullanılarak

$$E_1^+ = E_0^+ + E_0^- \quad (3.54)$$

bulunur. Genlik yansıma ve geçirme oranlarının karmaşık kırılma indisleri ifadesinden

$$E_1^+ = \left(1 + \frac{N_0 - N_1}{N_0 + N_1}\right) E_0^+$$

$$t_a^+ = \frac{E_1^+}{E_0^+} = \frac{2N_0}{N_0 + N_1} \quad (3.55)$$

$$t_a^- = \frac{2N_1}{N_1 + N_0} \quad (3.56)$$

denklikleri bulunur ve ardışık 1. bölgeye geri dönen toplam genlik yansıma katsayısı [4],

$$r^+ = r_a^+ + t_a^+ r_b^+ t_a^- e^{-2i\delta} + t_a^+ r_b^+ r_a^- r_b^+ t_a^- e^{-4i\delta} + t_a^+ r_b^+ r_a^- r_b^+ r_a^- r_b^+ t_a^- e^{-6i\delta} \dots$$

$$r^+ = r_a^+ + (t_a^+ r_b^+ t_a^- e^{-2i\delta}) (1 + r_a^- r_b^+ e^{-2i\delta} + r_a^{-2} r_b^{+2} e^{-4i\delta})$$

ile verilebilir.

$(1 + r_a^- r_b^+ e^{-2i\delta} + r_a^{-2} r_b^{+2} e^{-4i\delta})$  ifadesi bir seri açılımla

$$(1+b)^n = 1 + nb + \frac{n(n-1)}{2} b^2 + \dots$$

şeklinde yeniden yazılabilir. O halde  $r^+$  son olarak

$$r^+ = r_a^+ + \frac{r_b^+ t_a^+ t_a^- e^{-2i\delta}}{1 - r_b^+ r_a^- e^{-2i\delta}} \quad (3.57)$$

ile verilebilir.  $t^+$  genlik geçirme katsayısı ise benzer olarak,

$$t^+ = t_a^+ t_b^+ e^{-i\delta} + t_a^+ r_b^+ r_a^- t_b^+ e^{-3i\delta} + t_a^+ r_b^+ r_a^- r_b^+ r_a^- t_b^+ e^{-5i\delta}$$

$$t^+ = t_a^+ t_b^+ e^{-i\delta} (1 + r_b^+ r_a^- e^{-2i\delta} + r_b^{+2} r_a^{-2} e^{-4i\delta})$$

$$t^+ = \frac{t_a^+ t_b^+ e^{-i\delta}}{1 + r_a^+ r_b^+ e^{-2i\delta}} \quad (r_a^- = -r_a^+) \quad (3.58)$$

ifade edilir ve şiddet geçme katsayısı

$$T = |t^+|^2 = \frac{|t_a^+ t_b^+|^2}{|1 - r_a^- r_b^+ e^{-2i\delta}|^2} \text{ yazılır. Yansıma katsayıları fazlar cinsinden}$$

$$r_a^- = |r_a^-| e^{i\Psi_a}$$

$$r_b^+ = |r_b^+| e^{i\Psi_b} \text{ yazılırsa şiddet geçme katsayısı}$$

$$T = \frac{|t_a^+|^2 |t_b^+|^2}{[1 - |r_a^-| |r_b^+| \cos(\Psi_a + \Psi_b - 2\delta)]^2 + [ |r_a^-| |r_b^+| \sin(\Psi_a + \Psi_b - 2\delta) ]^2}$$

olur. Gerekli düzenlemeler yapılarak

$$T = \frac{|t_a^+|^2 |t_b^+|^2}{(1 - |r_a^-| |r_b^+|)^2} \left[ 1 + \frac{4 |r_a^-| |r_b^+|}{(1 - |r_a^-| |r_b^+|)^2} \sin^2 \frac{\Psi_a + \Psi_b - 2\delta}{2} \right] \quad (3.59)$$

şeklinde yazılır. Burada

$$\frac{\Psi_a + \Psi_b - 2\delta}{2} = \pm m\pi \text{ olduğunda maksimum geçirgenliğin olacağı açıktır.}$$

$$\frac{\Psi_a + \Psi_b - 2\delta}{2} = -m\pi \text{ alınır. ( - alınması } \frac{\Psi_a + \Psi_b}{2} < \pi \text{ olmasındandır) [4]}$$

2. bölgenin kalınlığı olan "d" nin belirli dalga boyunda optiksel faz olarak ifadesi bize  $\phi = (\Psi_a + \Psi_b)/2$  olmak üzere,

$\phi - 2\pi N d \cos\theta / \lambda = -m\pi$  denkleğini verir. Burada  $\phi$  yansımanın gelen ışına göre faz farkıdır ve genlik yansıması karmaşık formda,

$$r = |r| e^{i\phi} \quad (3.60)$$

şeklinde yazılır ve faz

$$\phi = \text{ArcTan}[\text{Im}(r)/\text{Re}(r)] \quad (3.61)$$

ile verilir.



### 3.6. Yansıma Bölgesinin Genişliğinin Bulunması

Optiksel kalınlıkları çeyrek dalga veya onun  $(2m+1)$  katlarında (burada  $m$  tamsayıdır) olan yüksek ve düşük kırılma indisinden oluşan bir yapı düşünülün. Her bir periyodun karakteristik matrisi [4]

$$[M] = \begin{pmatrix} \cos \delta & (i \sin \delta)/n_L \\ i n_L \sin \delta & \cos \delta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \delta & (i \sin \delta)/n_H \\ i n_H \sin \delta & \cos \delta \end{pmatrix} \quad (3.62)$$

olur. Tabakaların optiksel fazı  $(\delta)$  birbirine eşittir. Çarpımın sonucu

$$[M] = \begin{pmatrix} \cos^2 \delta - \sin^2 \delta \frac{n_H}{n_L} & \frac{i \cos \delta \sin \delta}{n_H} + \frac{i \sin \delta \cos \delta}{n_L} \\ i n_L \sin \delta \cos \delta + i n_H \sin \delta \cos \delta & -\frac{n_H}{n_L} \sin^2 \delta + \cos^2 \delta \end{pmatrix}$$

olup yansımanın plato genişliği,

$$\frac{M_{11} + M_{22}}{2} = \cos^2 \delta - \frac{1}{2} \left( \frac{n_H}{n_L} + \frac{n_L}{n_H} \right) \sin^2 \delta \quad (3.63)$$

ifadesini maksimum yapan dalga boyu aralığı olarak tanımlanır [4]. Bu ifadenin sol tarafının değeri  $\pm 1$  aralığındadır. Durum böyle ise, optiksel kalınlıkları çeyrek dalga veya onun  $(2m+1)$  katlarındaki yapılar düşünüldüğü için  $(Nd = \lambda_o/4)$  ifadenin sağ tarafı  $[0-(-1)]$  arasında olur [4]. Bu durumda

$$-1 = \cos^2 \delta_e - \frac{1}{2} \left( \frac{n_H}{n_L} + \frac{n_L}{n_H} \right) \sin^2 \delta_e$$

$$\cos^2 \delta_e = \left( \frac{n_H - n_L}{n_H + n_L} \right)^2 \quad (3.64)$$

elde edilir. Daha önce belirtildiği gibi  $\delta = 2\pi Nd/\lambda$  ve  $Nd = \lambda_o/4$  ise  $\delta = \pi/2 g$  ve dolayısıyla  $g = \lambda_o/\lambda$  olur. Buna göre yüksek yansıma bölgesinin genişliği

$$\delta_e = \frac{\pi}{2} g_e = \frac{\pi}{2} (1 \pm \Delta g) \quad (3.65)$$

olarak verilir.

$$\cos^2 \delta_e = \cos^2 \frac{\pi}{2} (I \pm \Delta g)$$

$$\cos^2 \delta_e = \cos^2 \left( \frac{\pi}{2} \pm \frac{\pi}{2} \Delta g \right)$$

$$\cos \delta_e = \pm \sin \frac{\pi}{2} \Delta g$$

$$\cos^2 \delta_e = \sin^2 \left( \pm \frac{\pi}{2} \Delta g \right) \quad (3.66)$$

$$\cos^2 \delta_e = \left( \frac{n_H - n_L}{n_H + n_L} \right)^2 \quad (3.67)$$

$$\left( \frac{n_H - n_L}{n_H + n_L} \right)^2 = \sin^2 \left( \pm \frac{\pi}{2} \Delta g \right)$$

$$\Delta g = \frac{2}{\pi} \sin^{-1} \left( \frac{n_H - n_L}{n_H + n_L} \right) \quad (3.68)$$

Son bulunan ifade, bölgenin genişliğinin, maddelerin kırılma indislerinin bir fonksiyonu olduğunu gösterir. Oranın yüksek olduğu yerde bölgenin genişliği en büyüktür.

#### 4. OPTİKSEL ALANLAR VE DALGA YAYILIMI

Bu bölümde heteroyapılarda dalga yayılımının analizi, elektromanyetik dalgaların ara yüzlerdeki süreklilik koşulları ile Maxwell denklemleri yardımıyla yapılacaktır.

Aşağıda verilen Denk.(4.2), Denk.(3.5) ve Denk.(3.2) yardımıyla, Denk.(4.1) ise Denk.(3.1) Denk.(3.3) ve Denk.(3.7) nin birlikte değerlendirilmesiyle elde edilmiş Maxwell denklemleridir.

$$\text{rot } H_0 = \frac{4\pi\sigma}{c} E_0 + \frac{\varepsilon}{c} \frac{\partial E_0}{\partial t} \quad (4.1)$$

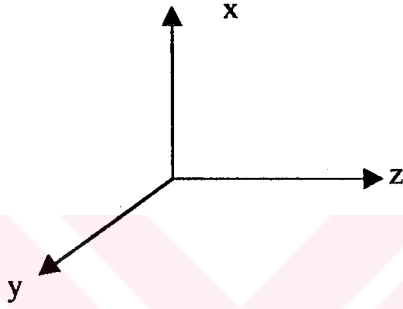
$$\text{rot } E_0 = - \frac{\mu_0}{c} \frac{\partial H_0}{\partial t} \quad (4.2)$$

Denk.(4.1) ve Denk.(4.2) denklemleri heteroyapılarda dalga yayılımının tanımlanmasında kullanılacaktır [2]. Gauss (cgs) sisteminde yukarıdaki denklemlerde  $\varepsilon_0=1$  ve  $\mu_0=1$  alınır.



#### 4.1. Elektriksel ve Optiksel Sabitler Arasındaki İlişkiler

Dalga yayılımı, kayıpların olmadığı varsayılarak ve ortamın serbest yüklerden arınmış olduğu düşünülerek hesaplanmıştır. Doğrultuları x, y ve z olarak seçilmiş bir üç boyutlu sistemde z-yönünde ilerleyen düzlem EMD' nin elektrik alanı x- yönünde polarize olduğu düşünülürse,  $E = E_x$  ve  $E_y = E_z = 0$  olur (Şekil 4.1). Denk.(4.2) den elektrik alanının uzaysal değişiminin sadece z – yönünde ve diğer doğrultularda değişimin sıfır olduğu görülür ( $\frac{\partial}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial y} = 0$ ) [2].



Şekil 4.1 Dik koordinat sistemi. Burada  $E$  elektrik alan (aynı zamanda polarize yönüdür) x-yönünde ve ilerleme z-doğrultusunda alınmıştır.

Şekil 4.1 e göre  $a_x, a_y, a_z$  x, y, z yönlerindeki birim vektörler olmak üzere  $E$  elektrik alanının rotasyoneli yazılırsa;

$$a_x \left( \frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} \right) + a_y \left( \frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} \right) + a_z \left( \frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} \right) = -\frac{\mu_0}{c} \left[ a_x \left( \frac{\partial H_x}{\partial t} \right) + a_y \left( \frac{\partial H_y}{\partial t} \right) + a_z \left( \frac{\partial H_z}{\partial t} \right) \right] \quad (4.3)$$

şeklinde yazılır. (4.3) denkleminde

$$0 = -\frac{\mu_0}{c} \frac{\partial H_x}{\partial t} \quad (4.4)$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} = -\frac{\mu_0}{c} \frac{\partial H_y}{\partial t} \quad (4.5)$$

$$0 = -\frac{\mu_0}{c} \frac{\partial H_z}{\partial t} \quad (4.6)$$

olur. Böylece (4.4) ve (4.6) denklemlerinde  $H_x = H_z = 0$  ise (4.1) denklemi ( $\sigma = 0$ ),

$$\frac{\partial^2 H_y}{\partial z \partial t} = \frac{\epsilon}{c} \frac{\partial^2 E_x}{\partial t^2} \quad (4.7)$$

olur. (4.5) denkleminde ise

$$\frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} = -\frac{\mu_0}{c} \frac{\partial^2 H_y}{\partial z \partial t} \quad (4.8)$$

elde edilir. (4.7) ve (4.8) denklemleri birlikte düşünülürse

$$\frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} = \frac{\epsilon \mu_0}{c^2} \frac{\partial^2 E_x}{\partial t^2} \quad (4.9)$$

bulunur. Üçlü dik uzaysal koordinat sisteminde, elektrik ya da manyetik alanlar  $x, y, z$  uzaysal koordinatlara ve  $t$  zamanına bağlıdır. Alanlar kompleks formda

$$F(x,y,z,t) = \text{Re} [f(x,y,z) \exp(j \omega t)] \quad (4.10)$$

şeklinde yazılır.  $\omega$  açısal frekans  $\omega = 2 \pi \nu$  olarak yazılır ( $\nu$  frekans). (4.9)

denklemleri  $z$  ve  $t$  nin bir fonksiyonu olarak

$$E_x = E_x(z,t) = E_x(z) \exp(j \omega t) \quad (4.11)$$

şeklinde yazılır. Bunun sonucunda

$$\frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} = -\beta^2 E_x \quad (4.12)$$

$$\beta^2 = \frac{\omega^2 \epsilon \mu_0}{c^2} \quad (4.13)$$

bulunur. Dalga denkleminin genel çözümü ise

$$E_x(z,t) = [A \exp(-j \beta z) + B \exp(j \beta z)] \exp(j \omega t) \quad (4.14)$$

olur. Dalganın  $+z$  yönünde ilerlediği düşünülürse, elektrik alanının çözümü,

$$E_x(z,t) = A \text{Cos}(\omega t - \beta z) \quad (4.15)$$

olur. Manyetik alanın çözümü ise

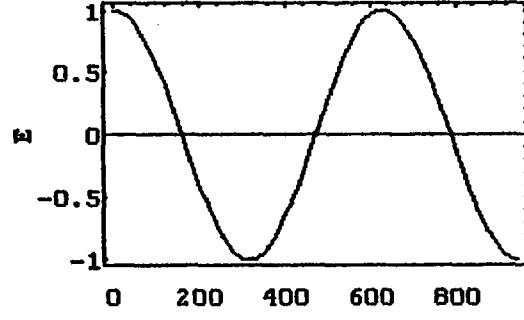
$$H_y(z,t) = \left( A \frac{\epsilon \omega}{c \beta} \right) \text{Cos}(\omega t - \beta z) \quad (4.16)$$

ile verilir. Düzlem dalganın elektrik ve manyetik alanların ilerleme doğrultusuna bağlı değişimleri (4.15) ve (4.16) denklemleriyle tam olarak tanımlanır ve verilen bir açısal frekans  $\omega$  ve yayılım sabiti  $\beta$  için Şek.4.2 de

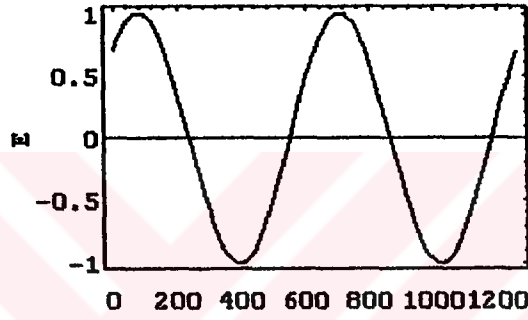
gösterilmiştir. Şek.4.2(a),  $t = 0$ , Şek.4.2(b),  $t = \frac{\pi}{4\omega}$  ve Şek.4.2(c),  $t = \frac{2\pi}{\omega}$

anındaki dalganın formunu tanımlar. Şekillerde  $x$  polarizasyon yönü olan

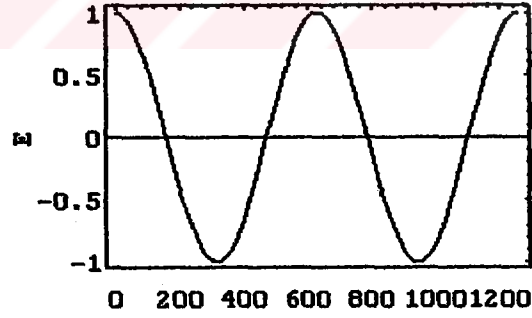
elektrik alanı,  $z$  ise ilerleme yönünü gösterir. Buna göre şekillerde çizilmeyen  $y$  yönü ise manyetik alanı gösterecektir [2].



(a)



(b)



(c)

Şekil 4.2 (a)  $t = 0$  da dalga yayılımı

(b)  $t = \frac{\pi}{4\omega}$  da dalga yayılımı

(c)  $t = \frac{2\pi}{\omega}$  da dalga yayılımı

Şekil 4.2 (c) de görüldüğü gibi, ilerleyen dalganın  $z = 2\pi/\beta$  olacak kadar yer değiştirmesi tam bir zaman periyoduna eşittir, bu durumda dalga kendiyile tam olarak çakışır. Yukarıdaki eşitliklerden dalga boyu

$$\lambda = \frac{2\pi}{\beta} \quad (4.17)$$

olarak bulunur. Böylece  $\beta$  yayılım sabiti de

$$\beta = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (4.18)$$

şeklinde yazılabilir. Aynı zamanda Şekil 4.2 de görüldüğü gibi, dalga bir  $\lambda$  aralığında  $\frac{2\pi}{\omega}$  zamanına sahiptir. Son bulunan denklemler yardımıyla kırılma

indisi ile dielektrik sabiti arasındaki denklem  $n = \sqrt{\epsilon}$  ( $n$  kırılma indisi) şeklindedir. Buna bağlı olarak dielektrik ortamın dalga boyu  $\lambda$ , serbest uzayın dalga boyu  $\lambda_0$  ile kırılma indisi arasındaki ilişki

$$\lambda = \frac{\lambda_0}{n}$$

şeklinde verilir. Ortamdaki yayılım sabiti

$$\beta^2 = n^2 k_0^2 \quad (4.19)$$

aynı zamanda  $n^2 \beta_0^2$  şeklinde de ifade edilebilir. Burada

$$k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0} \quad (4.20)$$

boşluktaki dalga vektörüdür.

## 4.2. Simetrik Üç Tabakalı Bir Yapının Dalga Klavuzunun Dalga Yayılımı

### Dalga Denklemleri

Bu bölümde Maxwell denklemleri kullanılarak alan modlarının tam çözümü araştırılacaktır. Alan modları Marcuse tarafından verildiği gibi, yayılımın yönüne bağlı olarak TE (elektrik alan polarizasyonu) ve TM (manyetik alan polarizasyonu) modlar olarak bulunacaktır [2].

Elektrik alan için dalga denklemi Denk.(4.2) nin rotasyoneli alınarak,

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = - \frac{\mu_0}{c} \left( \frac{\partial}{\partial t} \right) \nabla \times \mathbf{H} \quad (4.21)$$

bulunur.

(4.1) denkleminde yararlanarak

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = - \frac{\varepsilon \mu_0}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} \quad (4.22)$$

olur. Sonuçta,

$$\nabla^2 \mathbf{E} = \frac{\varepsilon \mu_0}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} \quad (4.23)$$

bulunur. Elektrik alan vektörü üç boyutludur. Buna göre

$$\mathbf{E} = E_x \mathbf{i} + E_y \mathbf{j} + E_z \mathbf{k} \quad (4.24)$$

olur ve elektrik alan bileşenleri ayrı ayrı yazılırsa,

$$\nabla^2 E_x = \frac{\varepsilon \mu_0}{c^2} \frac{\partial^2 E_x}{\partial t^2} \quad (4.25)$$

$$\nabla^2 E_y = \frac{\varepsilon \mu_0}{c^2} \frac{\partial^2 E_y}{\partial t^2} \quad (4.26)$$

$$\nabla^2 E_z = \frac{\varepsilon \mu_0}{c^2} \frac{\partial^2 E_z}{\partial t^2} \quad (4.27)$$

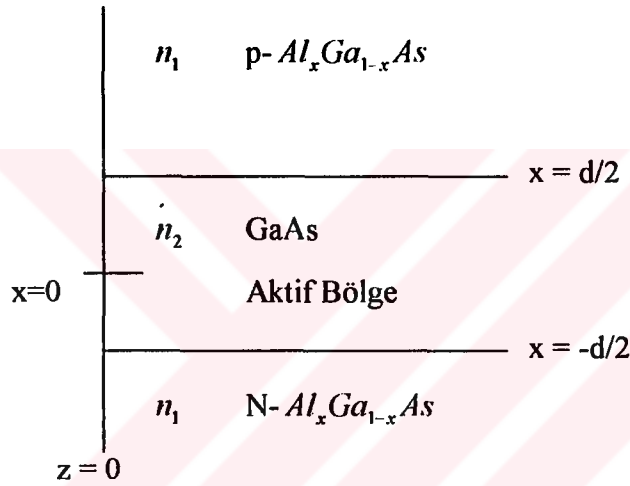
bulunur. Manyetik alan için

$$\nabla^2 \mathbf{H} = \frac{\varepsilon \mu_0}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2} \quad (4.28)$$

ile verilen homojen lineer diferansiyel denklemleri elde edilir.

### 4.3. TE Modlar İçin Dalga Denklemi

Şekil 4.3 de verilen simetrik bir yapı için, yarı iletken – hava ara yüzeyinde  $z = 0$ , aktif tabakanın merkezi  $x = 0$  ise dalga klavuzu  $y$  yönünde sonsuz düşünülebilir, buna göre  $\frac{\partial}{\partial y} = 0$  olur. TE dalgalar için tanımdan  $E_z = 0$ , Denk.(4.1) ve Denk.(4.2) den  $H_y = E_z = 0$  bulunur ve artık Denk.(4.25) ve Denk.(4.27) önemsenmeyebilir. Böylece elektrik alanın gelen, yansıyan ve geçen dalgaların düzlemine dik, dalganın geldiği ara yüzeye paralel olduğunda TE dalgaların gerçekleştiği söylenebilir. Bunun tersi bir açıklama söz konusu olduğunda ise TM dalgaların gerçekleşeceği söylenebilir.



Şekil 4.3 Simetrik üç tabakalı dielektrik GaAs -  $Al_xGa_{1-x}As$  çift heteroyapısının gösterimi

Yukarıdaki anlatımlardan yola çıkarak sonuçta elektrik alan için

$$E_y(x,z,t) = E_y(x) \exp[j(\omega t - \beta z)] \quad (4.29)$$

biçiminde bir çözüm yazılabilir. Bu çözüm Denk.(4.26) da yerine yazılırsa,

$$\left(\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2}\right) + (n^2 k_0^2 - \beta^2) E_y = 0 \quad (4.30)$$

bulunur. Artık son denklemde  $E_y$ 'nin değeri

$$E_y(x) = A \cos[\kappa x] + B \sin[\kappa x] \quad (4.31)$$

olarak bulunur. Burada  $\kappa$

$$\kappa^2 = n^2 k_0^2 - \beta^2 \quad (4.32)$$

şeklindedir.

#### 4.4. Çift TE Modların Çözümleri

TE modlar Denk.(4.31) e göre iki türlü çözüm verir. Bunlardan birincisi çift TE modlardır. Şekil 4.3 e göre çift TE modlar da, aktif bölgenin içinde ve dışında elektrik alanlarının çözümünü yazmak mümkündür. O halde  $|x| < \frac{d}{2}$  olan aktif bölge aralığı için Denk.(4.29) ve Denk.(4.31) kullanılarak elektrik alan,

$$E_y(x) = A \cos[\kappa x] \exp[j(\omega t - \beta z)] \quad (4.33)$$

bulunur. Burada  $\kappa$  nın değeri

$$\kappa^2 = n_2^2 k_0^2 - \beta^2 \quad (4.34)$$

olur. Aktif bölge aralığı için manyetik alanın çözümü; yukarıdaki çözümlerin benzer yöntemleriyle,

$$H_z = (-j \kappa / \omega \mu_0) A \sin[\kappa x] \exp[j(\omega t - \beta z)] \quad (4.35)$$

bulunur.  $|x| > \frac{d}{2}$  için (aktif bölge dışında) elektrik alan,

$$E_y(x) = A \cos[\kappa d/2] \exp[-\gamma(|x| - \frac{d}{2})] \exp[j(\omega t - \beta z)] \quad (4.36)$$

olur. Manyetik alan ise,

$$H_z = (-x/|x|)(j\gamma / \omega \mu_0) A \cos[\kappa d/2] \exp[-\gamma(|x| - \frac{d}{2})] \exp[j(\omega t - \beta z)] \quad (4.37)$$

şeklindedir. Burada  $\gamma$  'nın değeri,

$$\gamma^2 = \beta^2 - n_1^2 k_0^2 \quad (4.38)$$

olur.

Sınır şartlarından özdeğer denklemi

$$\tan\left[\frac{\kappa d}{2}\right] = \frac{\gamma}{\kappa} = \frac{(\beta^2 - n_1^2 k_0^2)^{1/2}}{(n_2^2 k_0^2 - \beta^2)^{1/2}} \quad (4.39)$$

bulunur.

(4.34) ve (4.38) denklemlerinden ise

$$(n_2^2 - n_1^2) \left(k_0 \frac{d}{2}\right)^2 = \left(\kappa \frac{d}{2}\right)^2 + \left(\gamma \frac{d}{2}\right)^2 \quad (4.40)$$

eşitliği elde edilir.

#### 4.5. Tek TE Modların Çözümleri

TE modların Denk.(4.31) e göre ikinci çözümü tek TE modlardır. Şekil

4.3 ün aktif bölge aralığı  $|x| < \frac{d}{2}$  ise elektrik alan,

$$E_y(x) = A \sin[\kappa x] \exp[j(\omega t - \beta z)] \quad (4.41)$$

bulunur. Manyetik alan ise,

$$H_z = (j \kappa / \omega \mu_0) A \cos[\kappa x] \exp[j(\omega t - \beta z)] \quad (4.42)$$

şeklinde olur.

$|x| > \frac{d}{2}$  için (aktif bölge dışında) elektrik alan

$$E_y(x) = (x/|x|) (A \sin[\kappa d/2] \exp[-\gamma(|x| - \frac{d}{2})] \exp[j(\omega t - \beta z)]) \quad (4.43)$$

olur. Manyetik alan,

$$H_z = (-j \gamma / \omega \mu_0) A \sin[\kappa d/2] \exp[-\gamma(|x| - \frac{d}{2})] \exp[j(\omega t - \beta z)] \quad (4.44)$$

bulunur. Sınır şartlarından,

$$-(\kappa d/2) \cot\left[\frac{\kappa d}{2}\right] = \gamma d/2 \quad (4.45)$$

bulunur.

#### Kuşatma Faktörü

Işığın elektrik alan şiddetinin aktif tabaka içinde kalan kesri  $\Gamma$ , kuşatma faktörü ile adlandırılır ve

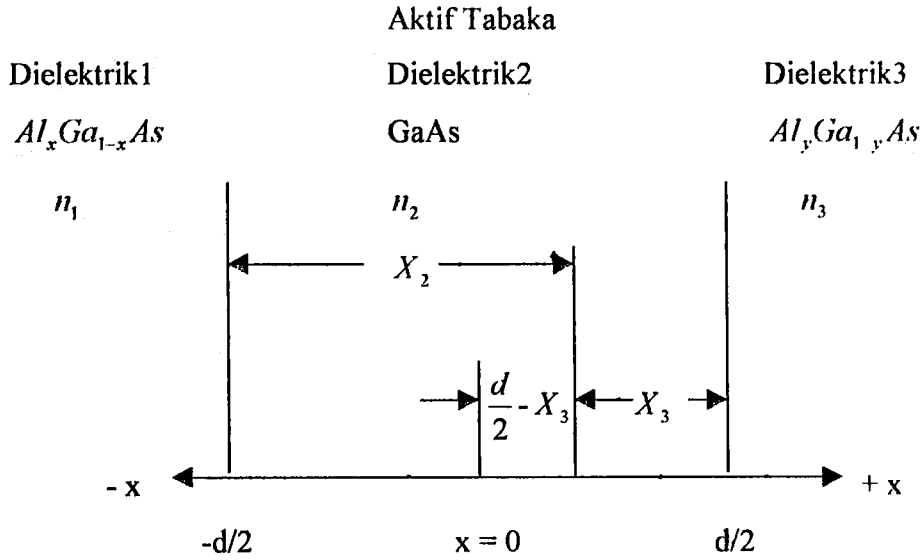
$$\Gamma = \frac{\int_{Aktif} |E|^2 dx}{\int_L |E|^2 dx} \quad (4.46)$$

bağıntısı ile verilir. Burada paydadaki integral, sistemin toplam uzunluğu üzerinden alınmıştır.



#### 4.6. Asimetrik Üç Tabakalı Bir Yapının Dalga Klavuzunun Dalga Yayılımı

##### Dalga Denklemi



Şekil 4.4 Asimetrik üç tabakalı dielektrik  $Al_xGa_{1-x}As$ -GaAs- $Al_yGa_{1-y}As$  heteroyapısının gösterimi

Şekil 4.4 te gösterildiği gibi asimetrik üç tabakalı yapının dalga klavuzunun merkezi  $x = 0$  dır. Her üç tabakanın kırılma indisleri birbirinden farklı ve kuşatma merkezin sağındadır. Simetrik üç tabakalı yapıda aktif bölgede  $E_y$  için yazılan Cos. teriminde  $x$  yerine,  $x = (d / 2) - X_3$  gelir.

Böylece, (4.33) denkleminde,  $|x| < \frac{d}{2}$  bölgesi

$$E_y = A_e \text{Cos}\{\kappa [x - (d / 2 - X_3)]\} \quad (4.47)$$

olur.  $|x| < -\frac{d}{2}$  için,

$$E_y(x) = A \text{Cos}[\kappa X_2] \exp[-\gamma_1 (-x - \frac{d}{2})] \quad (4.48)$$

bulunur.  $|x| > \frac{d}{2}$  için,

$$E_y(x) = A \text{Cos}[\kappa X_3] \exp[-\gamma_3 (x - \frac{d}{2})] \quad (4.49)$$

elde edilir. Denk.(4.47-48-49) deki sabitler

$$\kappa = (n_2^2 k_0^2 - \beta^2)^{1/2} \quad (4.50)$$

$$\gamma_1 = (\beta^2 - n_1^2 k_0^2)^{1/2} \quad (4.51)$$

$$\gamma_3 = (\beta^2 - n_3^2 k_0^2)^{1/2} \quad (4.52)$$

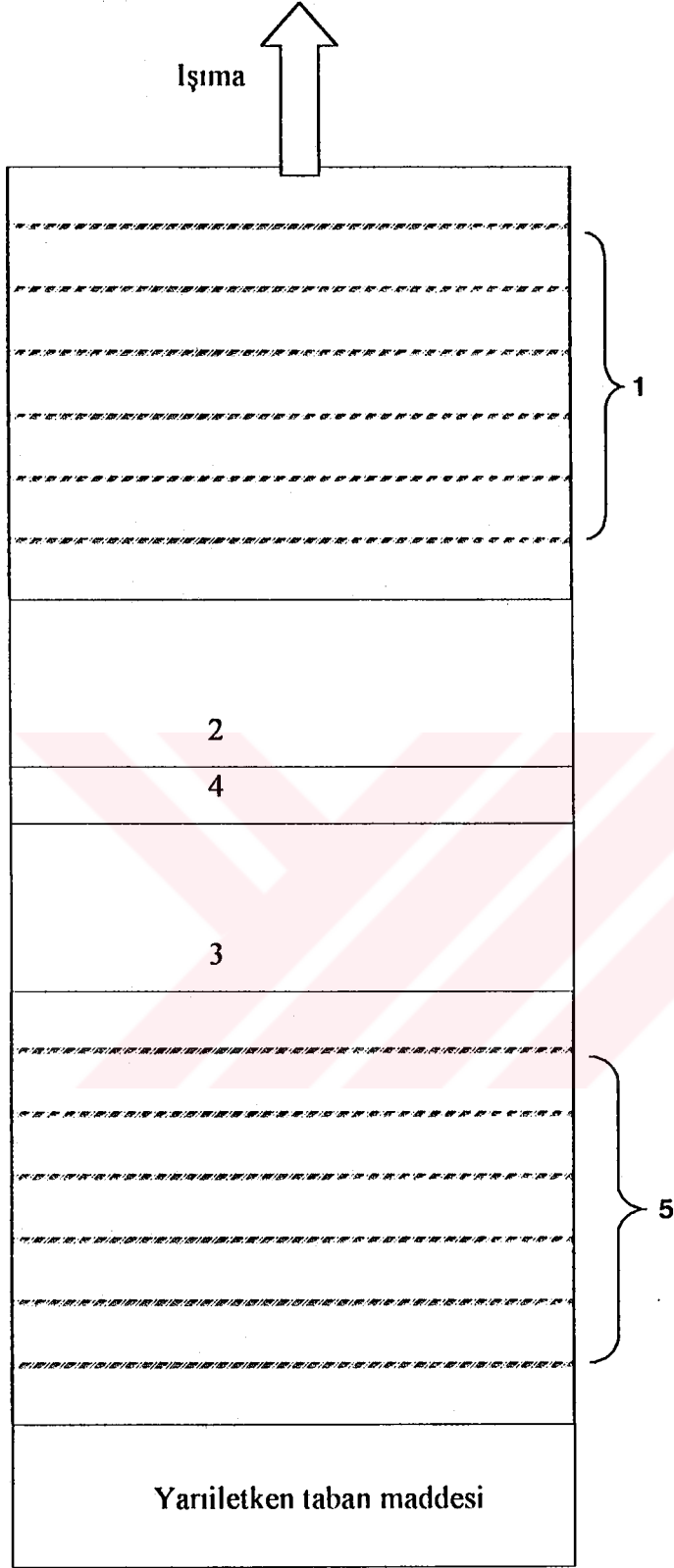
ile verilir.  $x$  uzaklığının fonksiyonu olarak elektrik alan yoğunluğu, elde edilen elektrik alan eşitliklerinin sürekliliği kullanılarak bulunur. Enerjisi 1.38 eV olan bir heteroyapıda AlAs mole kesrinin ( $x$ ) bir fonksiyonu olarak kırılma indisine göre değişimi sonucunda,  $Al_xGa_{1-x}As$  in kırılma indisleri deneysel olarak Tablo 4.1de yazılmıştır. Buna göre enerjisi 1.38 olan  $Al_xGa_{1-x}As$  in kırılma indisleri,  $x$  konsantrasyon olmak üzere;

$$n(x) = 3.590 - 0.710x + 0.091x^2 \quad (4.53)$$

şeklinde yazılabilir [7, 8].

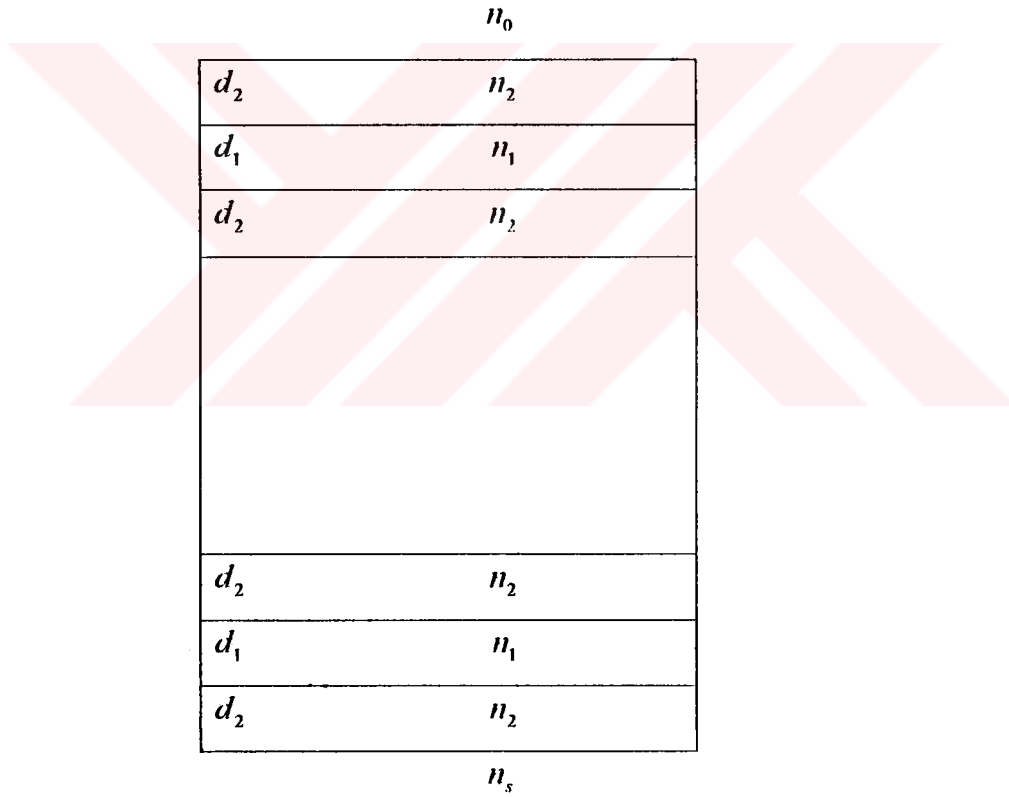
**Tablo 4.1**  $T = 297 K$ ,  $E = 1.38 eV$ , Dalga boyu ( $\lambda$ ) = 900 nm olan  $Al_xGa_{1-x}As$  yapısı için,  $x$  konsantrasyonun  $n$  kırılma indisine göre dağılımı

$x$	0	0.05	0.10	0.15	0.20	0.25	0.30	0.35	0.40	0.45	0.50
$n$	3.590	3.555	3.520	3.486	3.542	3.418	3.385	3.353	3.321	3.289	3.258

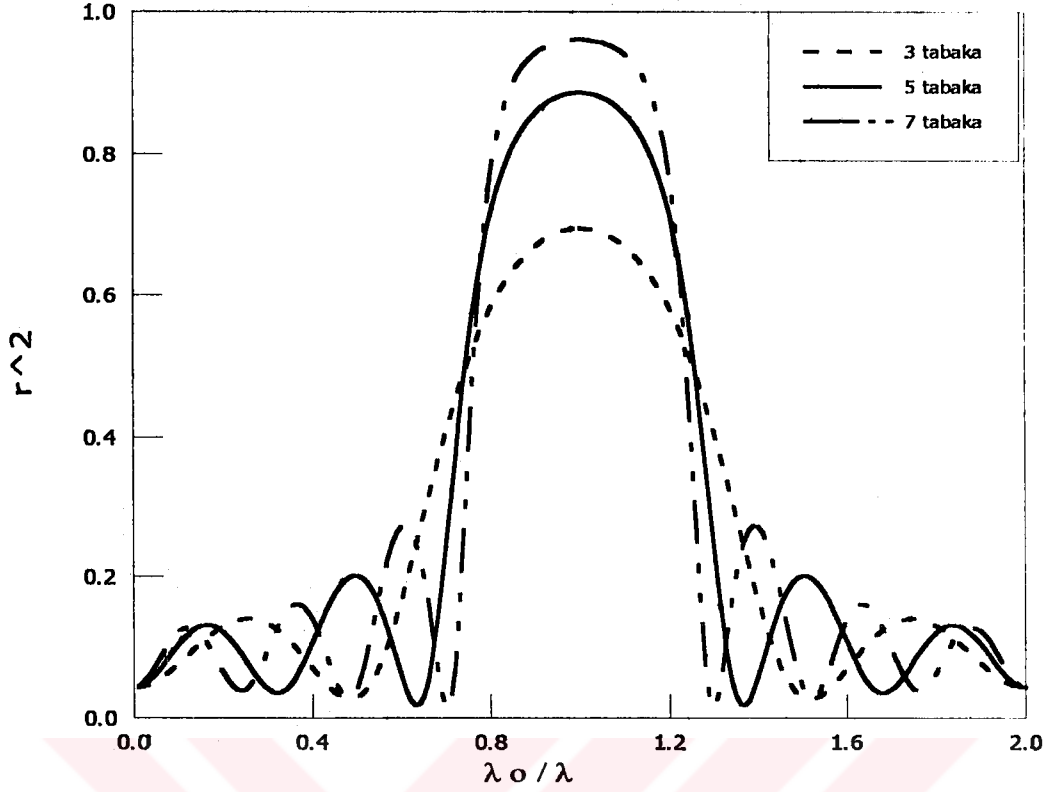
**5. TİPİK BİR KATI LAZER SİSTEMİNİN YAPISI****Şekil 5.1** Tipik bir katı lazer sisteminin şematik yapısı

Şekil 5.1 de 1 ile gösterilen toplam tabaka n-tipi ile katkılanmış Bragg yansıtıcılarını, 5 ile gösterilen toplam tabaka p-tipi ile katkılanmış Bragg yansıtıcılarını, 4 ile gösterilen tabaka aktif bölgeyi gösterir [3]. Burada Bragg yansıtıcılarının bulunduğu tabakanın optik kalınlığı  $(N d) \lambda_0/4$ , optik fazı ise  $\pi/2$  nin tek katlarıdır. Buna rağmen, aktif bölgedeki tabakaların optik kalınlığı  $\lambda_0/2$ , optik fazı ise  $\pi$  nin tam katlarıdır. 2 numaralı tabaka daha yoğun n-tipi ile, 3 numaralı tabaka daha yoğun p-tipi ile katkılanmıştır.

Yüksek yansıma elde etmek için, optik tabakaların toplamının tek olması ve sistemin kırılma indisi büyük olan tabakayla başlayıp, kırılma indisi büyük olan tabakayla bitmesi gerekir (Denk.(3.49)). Eğer  $n_2 > n_1$  ise, yüksek yansıma elde etmek için Şekil 5.2 deki gibi bir sistem kurulmalıdır ( $n_0$  gelen ışığın kırılma indisi,  $n_s$  taban maddesinin kırılma indisi) [9].

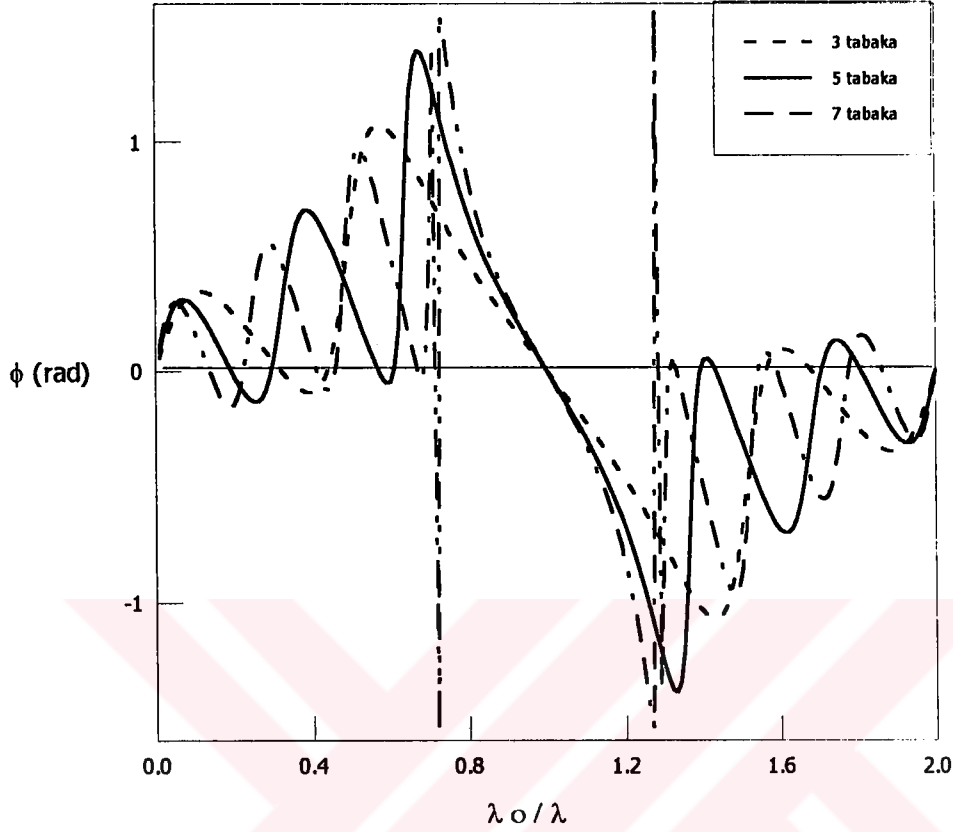


Şekil 5.2 Yüksek yansıma elde etmek için taban maddesi üzerine kurulmuş olan dielektrik tabakaların gösterimi ( $n_1 d_1 = n_2 d_2 = \lambda_0/4$ )



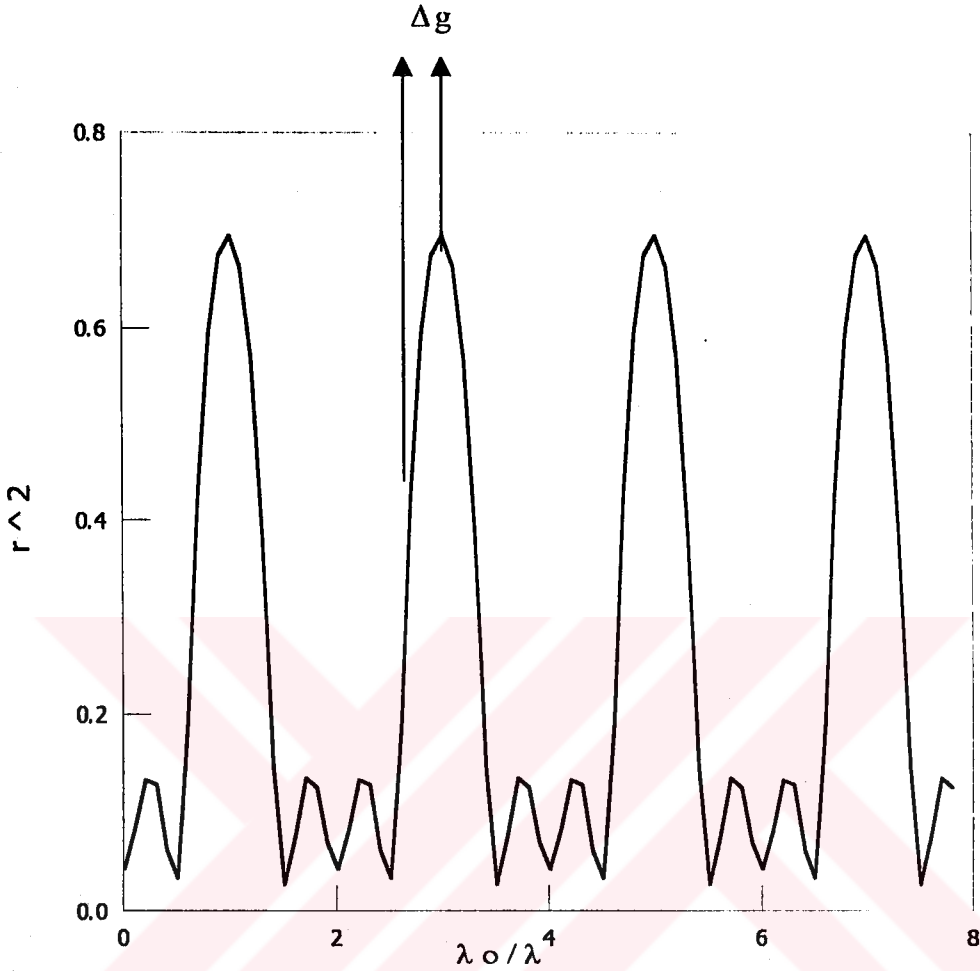
**Şekil 5.3** Farklı sayıda birbirini tekrarlayan dielektrik tabakalardan (taban maddesinin kırılma indisi  $n_s=1.52$ , düşük kırılma indisli tabakanın kırılma indisi  $n_1=1.35$ , yüksek kırılma indisli tabakanın kırılma indisi  $n_2=2.35$  ve tabakaların optiksel kalınlığı  $\lambda_0/4$ ) yansıyan ışığın şiddet yansıma katsayısının  $\lambda_0/\lambda$  ya göre davranışı

3, 5 ve 7 tabakadan oluşan ve yüksek kırılma indisli tabaka ile başlayıp, yüksek kırılma indisli tabaka ile biten yapıda, tabaka arttıkça şiddet yansıma katsayısının ( $r^2$ ) arttığı ve bölgenin genişliğinin daraldığı görülür. Değişim, optik kalınlıkları  $N d = \lambda_0/4$  olan çeyrek tabakalar ve Denk.(3.50) ye göre bulunmuştur.



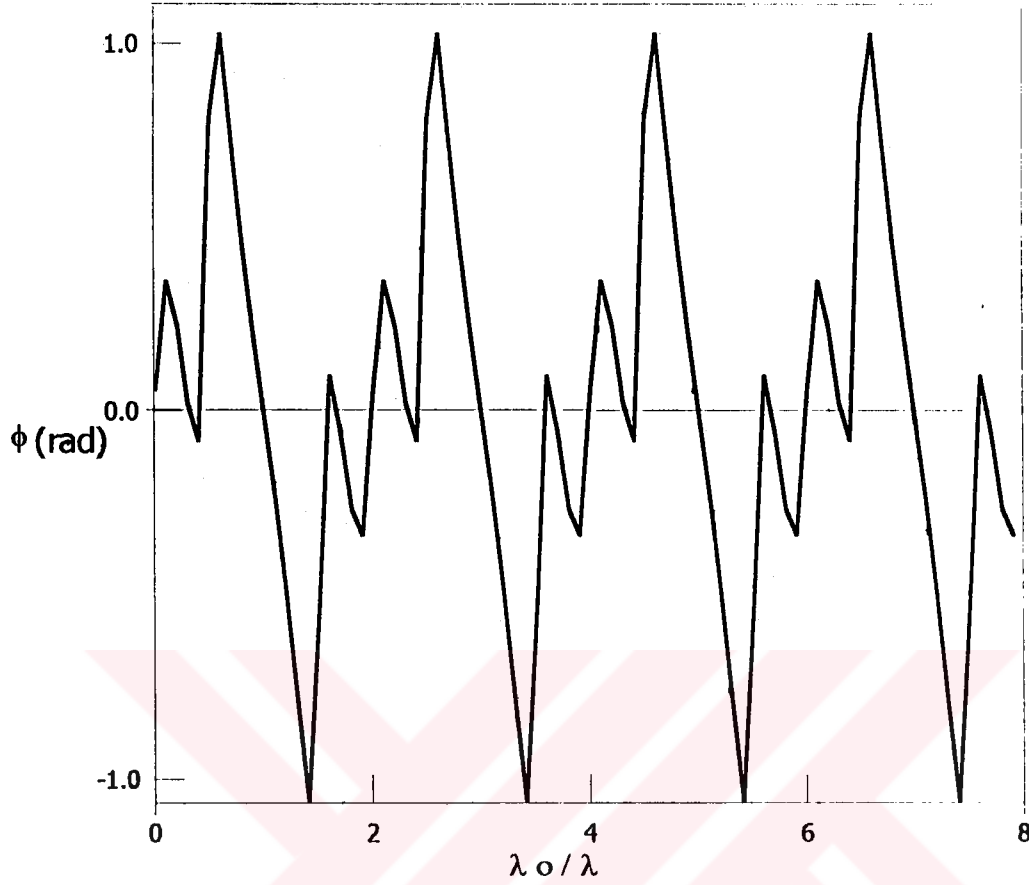
**Şekil 5.4** Farklı sayıda birbirini tekrarlayan dielektrik tabakalardan (taban maddesinin kırılma indisi  $n_s=1.52$ , düşük kırılma indisli tabakanın kırılma indisi  $n_1=1.35$ , yüksek kırılma indisli tabakanın kırılma indisi  $n_2=2.35$  ve tabakaların optiksel kalınlığı  $\lambda_0/4$ ) yansıyan ışığın fazının  $\lambda_0/\lambda$  ya göre davranışı

3, 5 ve 7 tabakadan oluşan ve yüksek kırılma indisli tabaka ile başlayıp, yüksek kırılma indisli tabaka ile biten yapıda, tabaka arttıkça aktif bölgenin genişliğinin daraldığı ve genişliğin düz olduğu görülür. Değişim, optik kalınlıkları  $N d = \lambda_0/4$  olan çeyrek tabakalar ve Denk.(3.50) ile Denk.(3.61) e göre bulundu. Görüldüğü gibi, fazın sıfır olduğu yer,  $\lambda_0/\lambda = 1$  dir. Şekilde, denklemlerin tanımından açıklanan bir değişim söz konusudur. Fazın 0,  $\lambda_0/\lambda$  nın 1 olduğu bölgenin sol tarafı ağırlıklı olarak (+) sağ tarafı ağırlıklı olarak (-) dir.



Şekil 5.5 3 tabakalı bir yapıda ( $n_s=1.52$ ,  $n_1=1.35$ ,  $n_2=2.35$  ve tabakaların optiksel kalınlığı  $\lambda_0/4$ ) yansıyan ışığın şiddet yansımaya katsayısının  $\lambda_0/\lambda$  ya göre davranışı

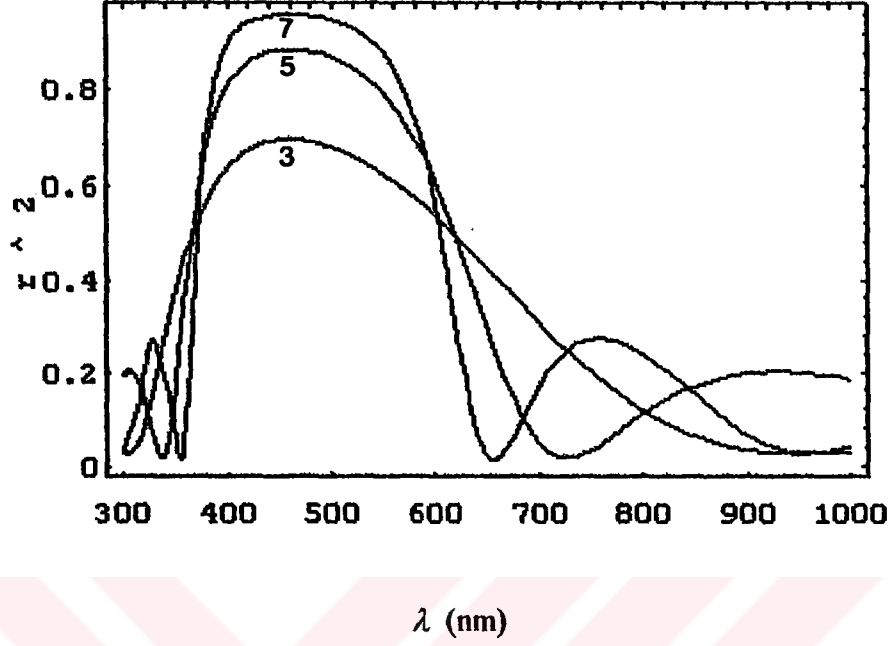
3 tabakadan oluşan ve yüksek kırılma indisiyle başlayıp, yüksek kırılma indisi tabaka ile biten yapıda  $|r^2| = 0.697305$  olup,  $g = 1, 3, 5, 7$  de yüksek yansımaya verdiği görülür. Şekil, Denk.(3.50) ve Denk.(3.65) e göre çizildi ve Denk.(3.68) denkleminde açıklandığı gibi bölgenin genişliği, maddelerin kırılma indislerinin bir fonksiyonudur. Oranın yüksek olduğu yerde bölgenin genişliği en büyüktür. Şekilde görüldüğü gibi ( $m$  tamsayı olmak üzere)  $g = \lambda_0/\lambda (2m + 1)$  olduğunda şiddet yansımaları maksimumdur.



Şekil 5.6 3 tabakalı bir yapıda ( $n_s=1.52$ ,  $n_1=1.35$ ,  $n_2=2.35$  ve tabakaların optiksel kalınlığı  $\lambda_0/4$ ) yansıyan ışığın fazının  $\lambda_0/\lambda$  ya göre davranışı

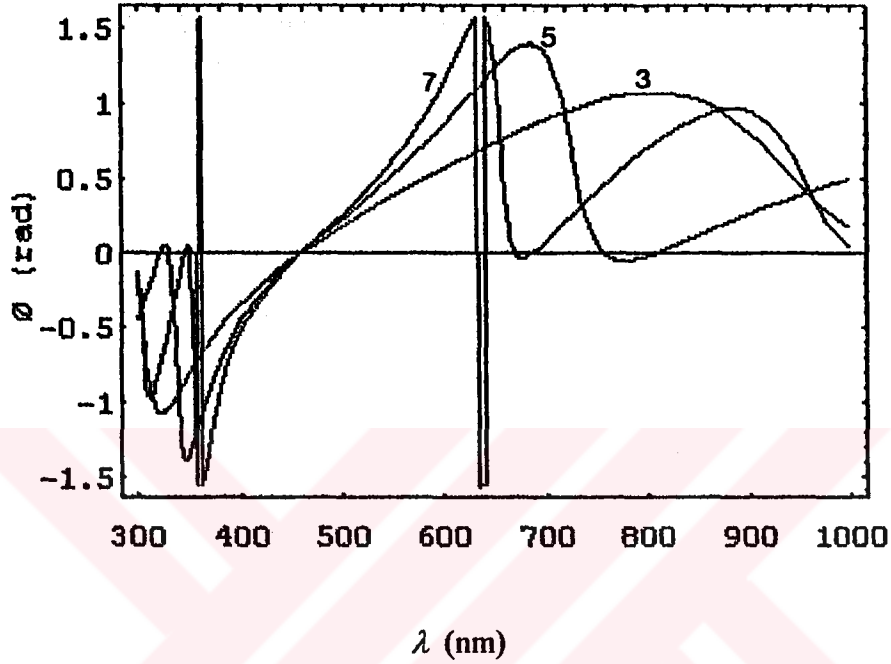
3 tabakadan oluşan ve yüksek kırılma indisli tabaka ile başlayıp, yüksek kırılma indisli tabaka ile biten yapıda  $|r^2| = 0.697305$  olup,  $g = \lambda_0/\lambda = 1, 3, 5, 7$  de  $\phi = 0$  dir.





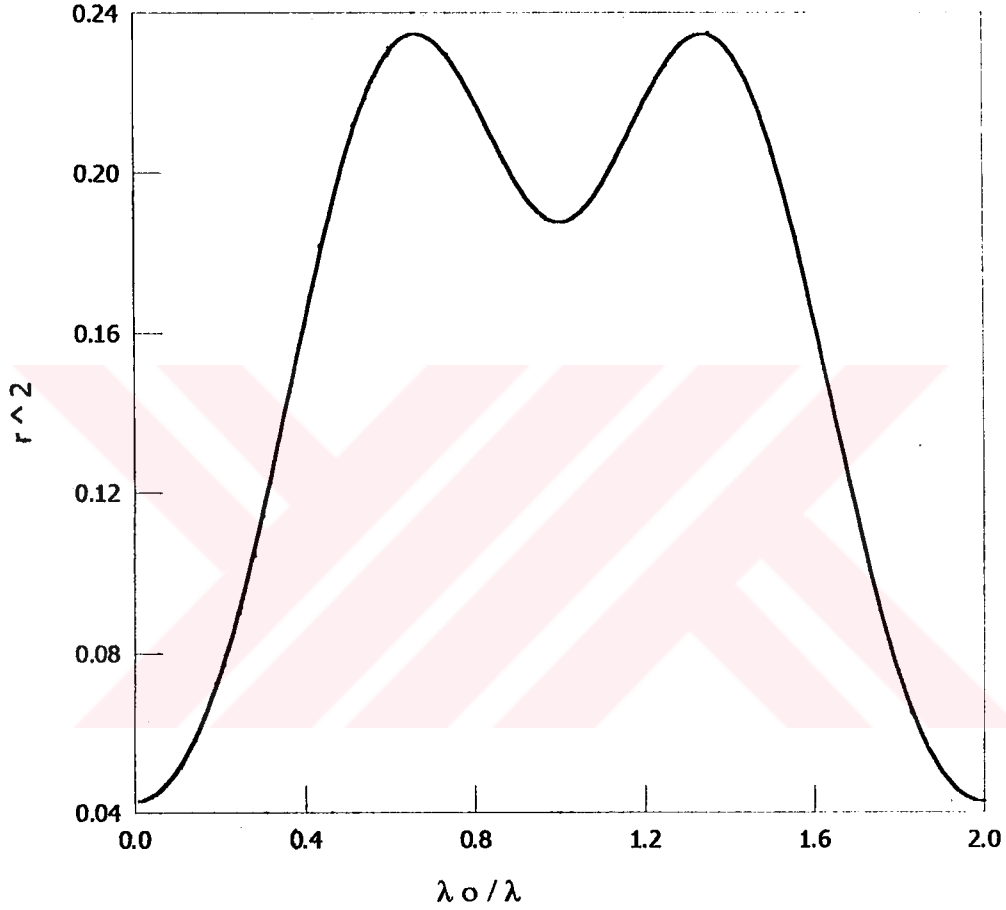
**Şekil 5.7** Farklı sayıda birbirini tekrarlayan dielektrik tabakalardan (taban maddesinin kırılma indisi  $n_s=1.52$ , düşük kırılma indisli tabakanın kırılma indisi  $n_1=1.35$ , yüksek kırılma indisli tabakanın kırılma indisi  $n_2=2.35$  ve tabakaların optiksel kalınlığı  $\lambda_0/4$ ,  $\lambda_0=460$  nm) yansıyan ışığın şiddet yansımaya katsayısının  $\lambda$  ya göre değişimi

3, 5 ve 7 tabakadan oluşan ve yüksek kırılma indisli tabaka ile başlayıp, yüksek kırılma indisli tabaka ile biten yapıda, tabaka arttıkça yansımının arttığı ve bölgenin genişliğinin daraldığı görülür. Değişim Denk.(3.50) ile optik faz denkleminde göre  $(2\pi N d \cos\theta / \lambda)$  bulunmuştur.



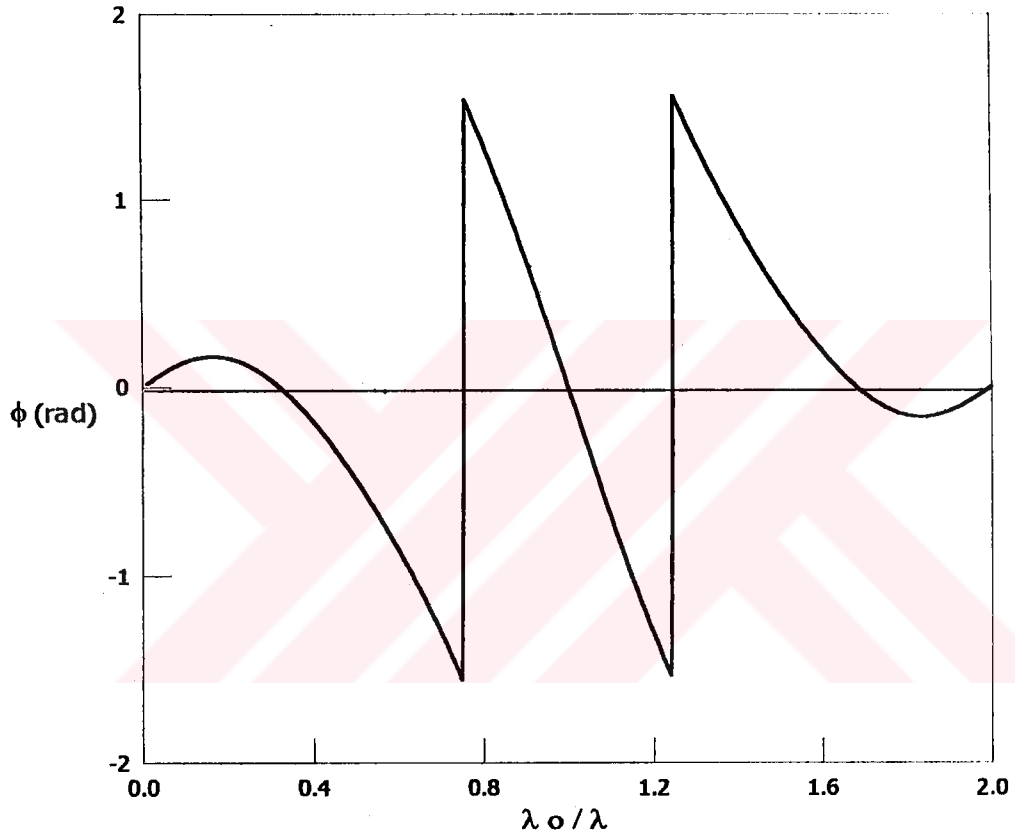
Şekil 5.8 Farklı sayıda birbirini tekrarlayan dielektrik tabakalardan (taban maddesinin kırılma indisi  $n_s=1.52$ , düşük kırılma indisli tabakanın kırılma indisi  $n_1=1.35$ , yüksek kırılma indisli tabakanın kırılma indisi  $n_2=2.35$  ve tabakaların optiksel kalınlığı  $\lambda_0/4$ ,  $\lambda_0=460$  nm) yansıyan ışığın fazının  $\lambda$  ya göre değişimi

3, 5 ve 7 tabakadan oluşan ve yüksek kırılma indisli tabaka ile başlayıp, yüksek kırılma indisli tabaka ile biten yapıda, tabaka arttıkça aktif bölgenin genişliğinin daraldığı ve değişimin hemen hemen sabit kaldığı görülür. Değişim Denk.(3.50) ile Denk.(3.61) e göre bulundu. Görüldüğü gibi, fazın sıfır olduğu yer,  $\lambda_0 = \lambda = 460$  nm dir. Şekilde, denklemlerin tanımından açıklanan bir değişim söz konusudur. Fazın sıfır  $\lambda_0 = \lambda$  nın 460 nm olduğu bölgenin sol tarafı ağırlıklı olarak (-) sağ tarafı ağırlıklı olarak (+)'dir.



**Şekil 5.9** 3 tabakalı bir yapıda ( $n_s=1.52$ ,  $n_1=1.35$ ,  $n_2=2.35$  ve tabakaların optiksel kalınlığı  $\lambda_0/4$ ) yansıyan ışığın şiddet yansımaya katsayısının  $\lambda_0/\lambda$  ya göre davranışı

3 tabakadan oluşan ve düşük kırılma indisli tabaka ile başlayıp, düşük kırılma indisli tabaka ile biten yapıda, optik kalınlığı  $Nd = \lambda_0/4$  olan tabakanın şiddet yansımaları ve Eş.(3.50)'ye göre bulunmuştur.  $\lambda_0/\lambda$  nın bire eşit olduğu noktada  $|r^2| = 0.187474$  dir ve bu oldukça zayıf bir yansımaya karşılık gelir.



**Şekil 5.10** 3 tabakalı bir yapıda ( $n_s=1.52$ ,  $n_1=1.35$ ,  $n_2=2.35$  ve tabakaların optiksel kalınlığı  $\lambda_0/4$ ) yansıyan ışığın fazının  $\lambda_0/\lambda$  ya göre değişimi

3 tabakadan oluşan ve düşük kırılma indisli tabaka ile başlayıp, düşük kırılma indisli tabaka ile biten yapıda, optik kalınlık  $Nd = \lambda_0/4$  olan çeyrek tabaka kalınlığı ile Denk.(3.50) ve Denk.(3.61) e göre bulunmuştur.

Aşağıda, kırılma indisleri  $n_2=2.35$ ,  $n_1=1.35$  ve  $n_s=1.52$  olan bir sistemde, tabakaların artışına bağlı olarak şiddet yansıma katsayılarının artışı sayısal olarak verilmiştir.

$$3 \text{ tabaka için } |r^2| = 0.69466$$

$$5 \text{ tabaka için } |r^2| = 0.886974$$

$$7 \text{ tabaka için } |r^2| = 0.961202$$

$$9 \text{ tabaka için } |r^2| = 0.987026$$

$$11 \text{ tabaka için } |r^2| = 0.9957$$

$$13 \text{ tabaka için } |r^2| = 0.998579$$

$$21 \text{ tabaka için } |r^2| = 0.999983$$

$$27 \text{ tabaka için } |r^2| = 0.999999$$

$$29 \text{ tabaka için } |r^2| = 1.$$

$$31 \text{ tabaka için } |r^2| = 1.$$

Taban maddesinin üzerine tek sayıda dielektrik tabaka konulursa ve bu tabakalar yüksek kırılma indisiyle başlayıp, yüksek kırılma indisiyle biterse, tabakaları arttırdıkça şiddet yansıma katsayılarının arttığı görülmektedir.

Aşağıda, kırılma indisleri  $n_H=2.35$ ,  $n_L=1.35$  ve  $n_s=1.52$  olan ve düşük kırılma indisli tabakayla başlayıp, düşük kırılma indisli tabakayla biten bir sistemde, tabakaların artışına bağlı olarak yansımaların artışı sayısal olarak verilmiştir.

$$3 \text{ tabaka için } |r^2| = 0.187474$$

$$5 \text{ tabaka için } |r^2| = 0.591359$$

$$7 \text{ tabaka için } |r^2| = 0.841572$$

$$9 \text{ tabaka için } |r^2| = 0.944697$$

$$11 \text{ tabaka için } |r^2| = 0.981402$$

$$13 \text{ tabaka için } |r^2| = 0.993824$$

$$21 \text{ tabaka için } |r^2| = 0.999927$$

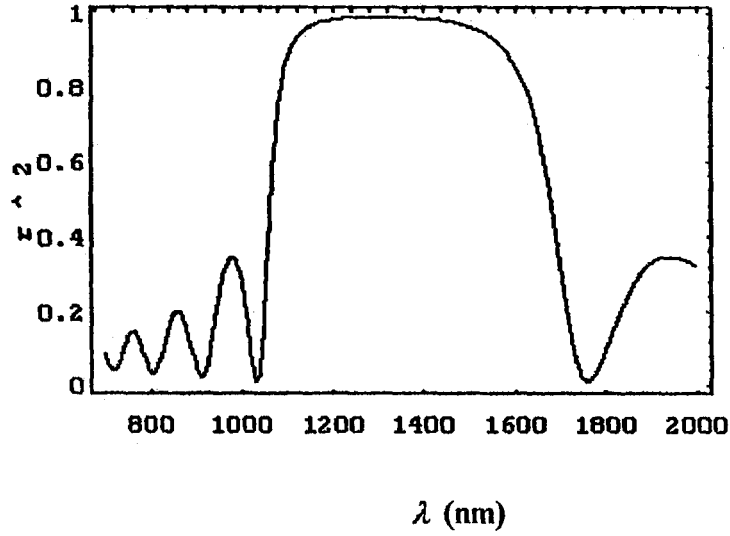
$$27 \text{ tabaka için } |r^2| = 0.999997$$

$$29 \text{ tabaka için } |r^2| = 0.999999$$

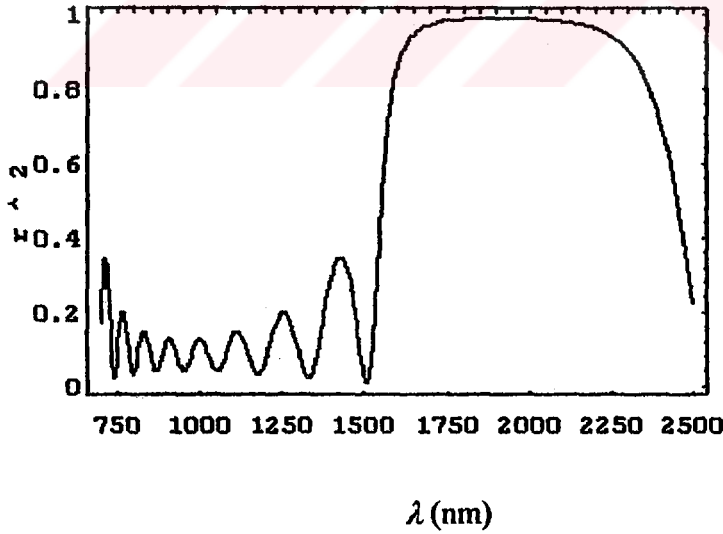
$$31 \text{ tabaka için } |r^2| = 1.$$

Taban maddesinin üzerine tek sayıda dielektrik tabaka konulursa ve bu tabakalar düşük kırılma indisiyle başlayıp, düşük kırılma indisiyle biterse yukarıda görüldüğü gibi tabakaları arttırdıkça şiddet yansıma katsayıları, yüksek kırılma indisiyle başlayıp yüksek kırılma indisiyle biten tabakaların şiddet yansıma katsayılarından daha düşük olduğu görülmektedir.

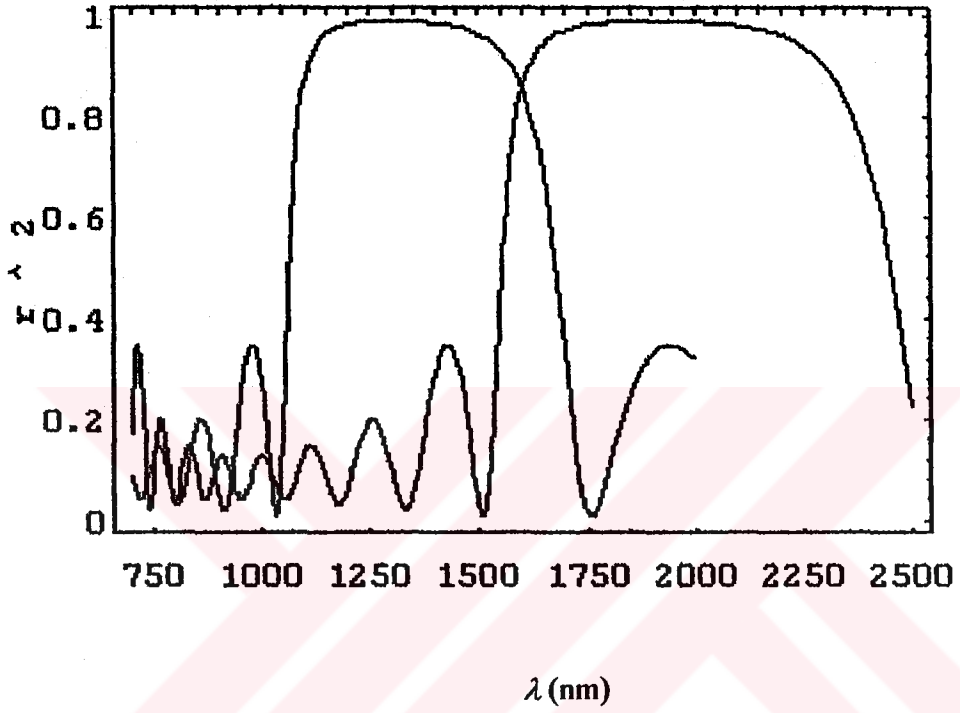
### Tipik Bir Katı Lazer Sisteminin Çözümü



Şekil 5.11 9 tabakalı bir yapıda ( $n_s=1.52$ ,  $n_1=1.35$ ,  $n_2=2.35$  ve tabakaların optiksel kalınlığı  $\lambda_0/4$ , Işıma dalga boyu  $\lambda_0=1300$  nm) yansıyan ışığın şiddet yansımaya katsayısının  $\lambda_0/\lambda$  ya göre davranışı

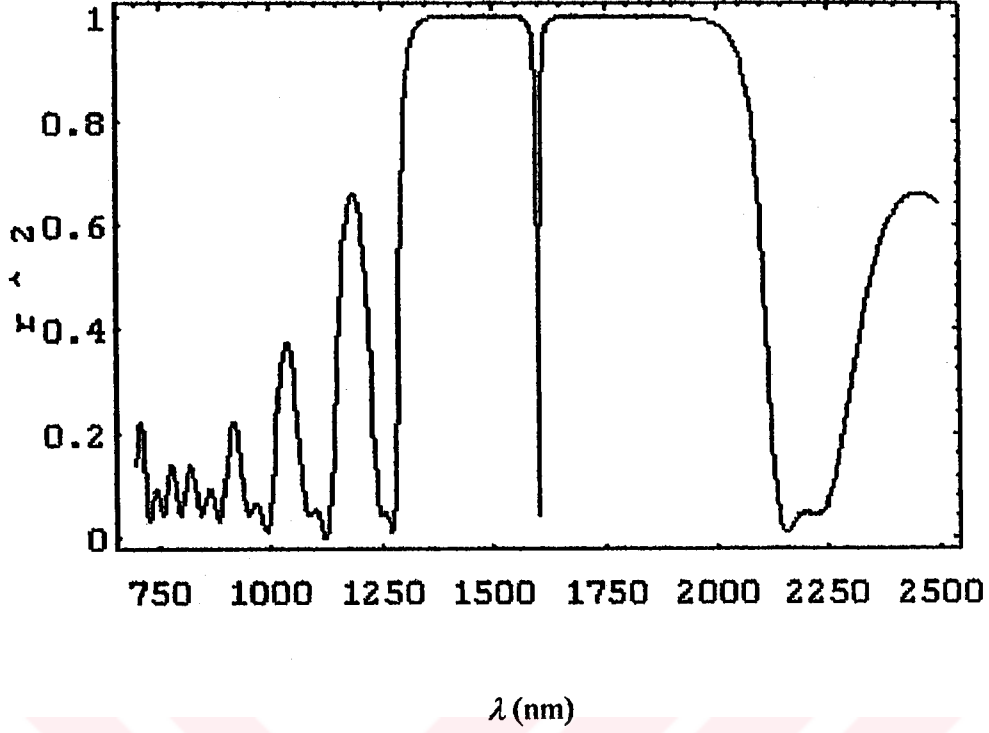


Şekil 5.12 9 tabakalı bir yapıda ( $n_s=1.52$ ,  $n_1=1.35$ ,  $n_2=2.35$  ve tabakaların optiksel kalınlığı  $\lambda_0/4$ , Işıma dalga boyu  $\lambda_0=1900$  nm) yansıyan ışığın şiddet yansımaya katsayısının  $\lambda_0/\lambda$  ya göre davranışı



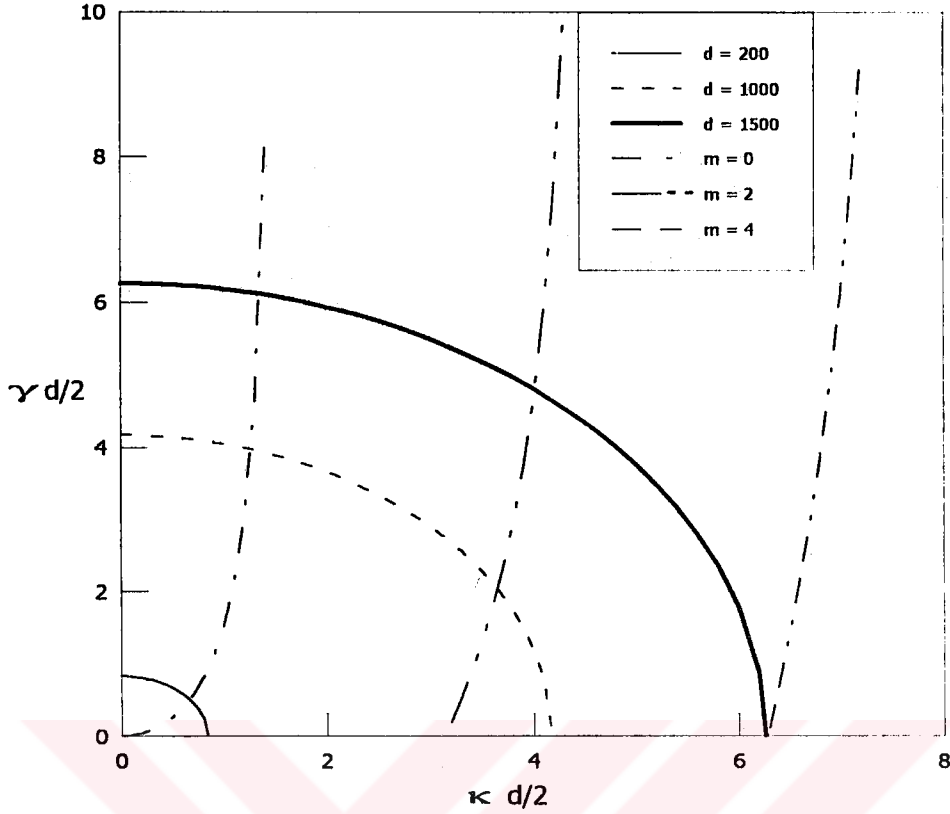
**Şekil 5.13** Kırılma indisleri sırası ile  $n_2=2.35$ ,  $n_1=1.35$  ve  $n_s=1.52$  ve 9 ar tabakadan oluşan bir yapıda dalga boyunun bir fonksiyonu olarak şiddet yansıma katsayısının değişimi (Şekil 5.11 ve 5.12 nin birleşimi).





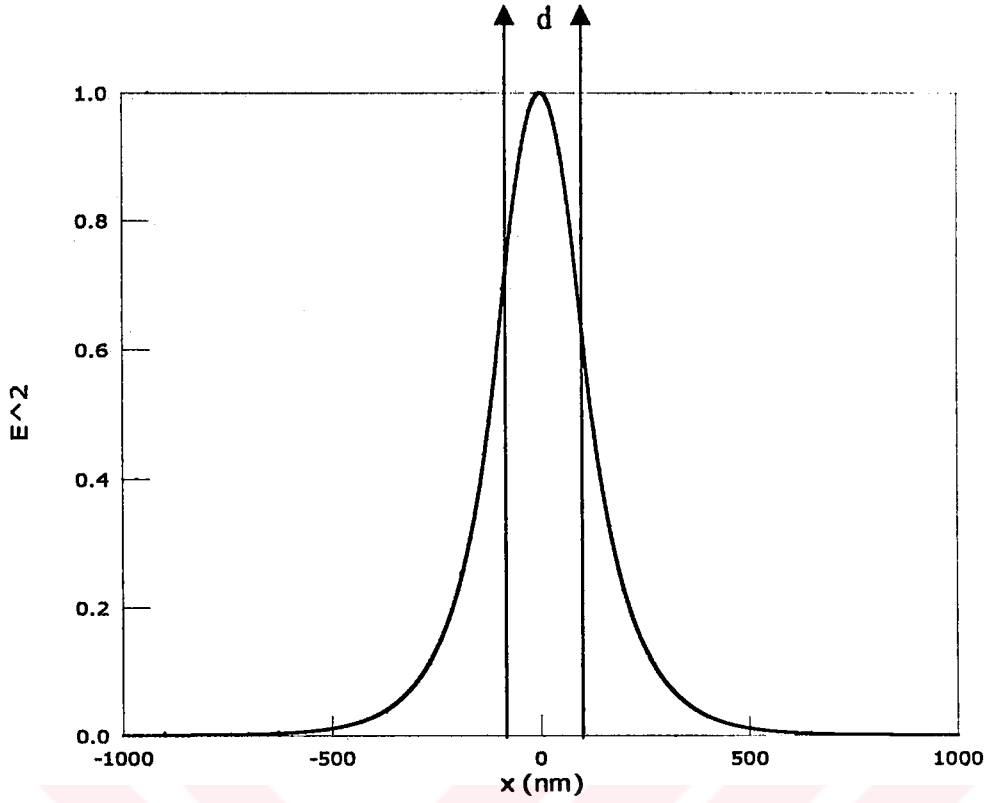
**Şekil 5.14** 18 tabakalı bir yapıda ( $n_s=1.52$ ,  $n_1=1.35$ ,  $n_2=2.35$  ve tabakaların optiksel kalınlığı  $\lambda_0/4$ , Işıma dalga boyu  $\lambda_0=1600$  nm) yansıyan ışığın şiddet yansıma katsayısının  $\lambda_0/\lambda$  ya göre davranışı

Tipik bir katı lazer sisteminin çözümü, daha önce 3. Bölümde bahsedilen denklemler kullanılarak gerçekleştirilmiştir. Işıma dalga boyu 1600 nm olan bir lazer sistemi nasıl modellenir ? sorusunun yanıtı burada yatar. Şekil 5. 11 de ışıma dalga boyu 1300 nm ve Şekil 5. 12 de ışıma dalga boyu 1900 alınarak, Şekil 5. 13 te bunlar birleştirildiğinde, kesişim yerleri bize 1600 nm yi verir. Şekil 5.14 te ise, ayrı ayrı 9 ar tabakadan oluşan yapılar birleştirilip ışıma dalga boyu 1600 nm alınarak çizilen grafikte pencerenin bulunduğu yer 1600 nm dir.



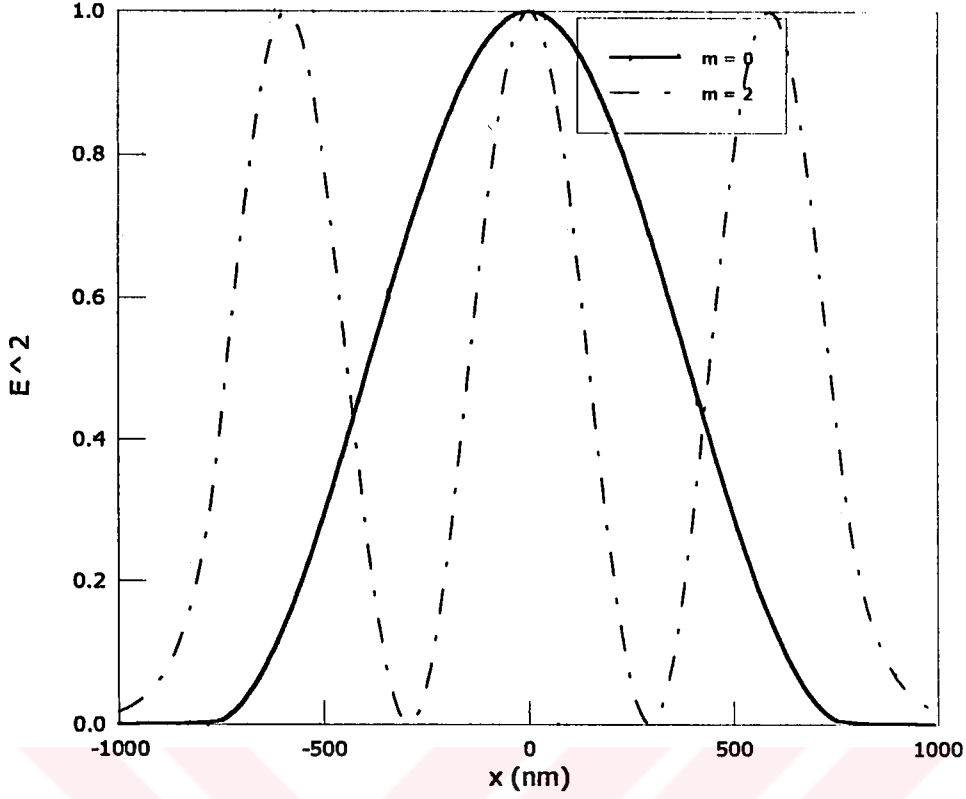
Şekil 5.15 Çift TE modlar için özdeğer denkleminin çözümü

Şekil 5.15 simetrik GaAs -  $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$  heteroyapısı için Denk.(4.39) ve Denk.(4.40) yardımıyla çizilmiştir. Şekilde  $\gamma$  aktif bölge dışındaki dalga sayısı vektörü ve  $\kappa$  aktif bölgedeki dalga sayısı vektörü,  $n_1=3.385$  (GaAlAs),  $n_2=3.590$  (GaAs), dalga boyu = 900 nm (1.38eV) alınarak özdeğer denkleminin çözümü  $\kappa d/2$  ye göre değişimi verilmiştir. Aktif bölge kalınlığı  $d = 200$  nm olduğunda tek bir çift mod (kip) vardır. Burada  $m$  (sıfır mod) = 0 dır ve  $\kappa d/2 = 0.6598$  olarak bulunmuştur.  $d = 1000$  nm de ise iki çift kip ( $m = 0$  için  $\kappa d/2 = 1.3$ ,  $m = 2$  için  $\kappa d/2 = 3.2$ ) elde edilmiştir.  $d = 1500$  nm olduğunda ise üç çift-mod elde edilebilir ve  $m = 0$  için  $\kappa d/2 = 1.5$ ,  $m = 2$  olduğunda  $\kappa d/2 = 4$ ,  $m = 4$  de  $\kappa d/2 = 0$  olur



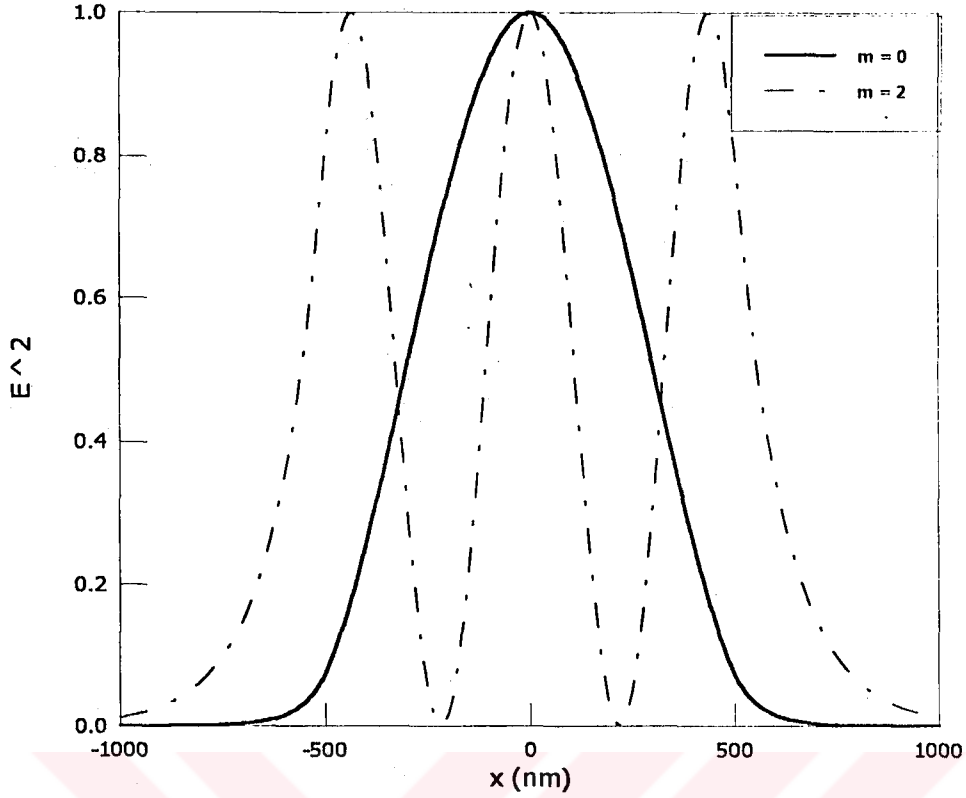
**Şekil 5.16** Aktif tabaka kalınlığı  $d = 200$  nm için  $x$  aralığının bir fonksiyonu olarak çift TE modun elektrik alan yoğunluğunun değişimi

Simetrik üç tabakalı  $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$  - GaAs -  $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$  heteroyapısı için  $t = 0$  ve  $z = 0$  da Denk.(4.33) ve Denk.(4.36) ile verilen elektrik alan formülleri kullanılarak çizilen grafikte  $n_1 = 3.385$ ,  $n_2 = 3.590$ , dalga boyu = 900 nm (1.38eV), aktif tabaka kalınlığı = 200 nm,  $m = 0$ ,  $\kappa d/2 = 0.6598$  kullanıldı. Kuşatma faktörü bu sistem ve dalga boyu için  $\Gamma = 0.624281$  olarak elde edildi



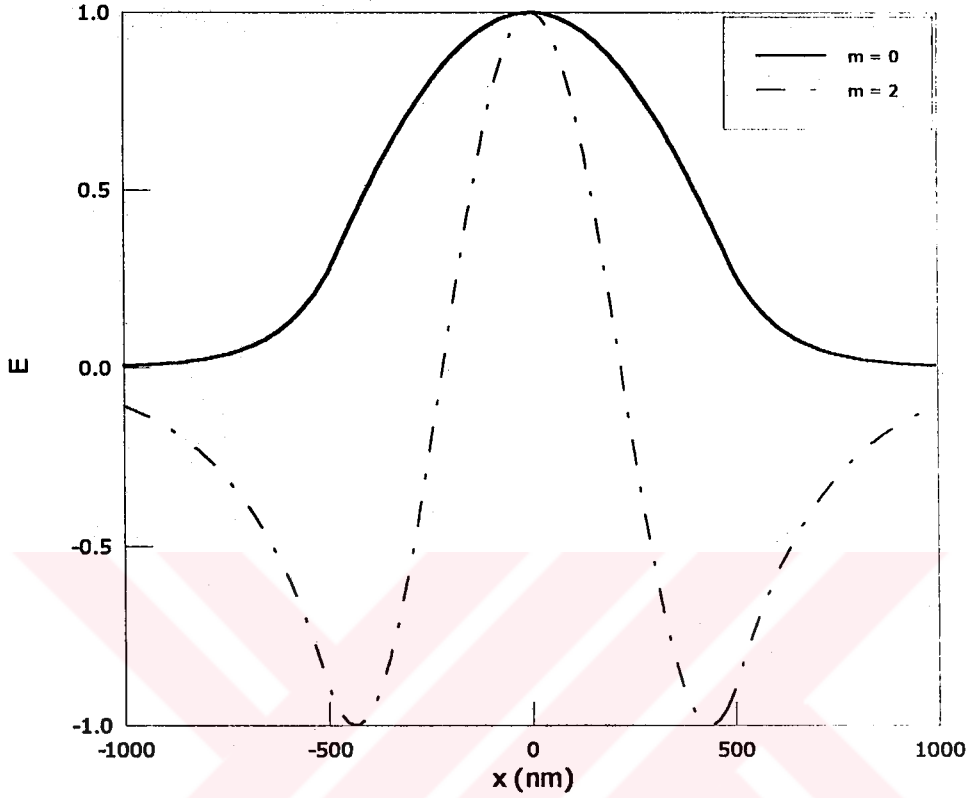
**Şekil 5.17** Aktif tabaka kalınlığı  $d = 1500$  nm için  $x$  aralığının bir fonksiyonu olarak çift TE modun elektrik alan yoğunluğunun değişimi

Simetrik üç tabakalı  $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ - GaAs -  $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$  heteroyapısı için,  $t = 0$  ve  $z = 0$  da Denk.(4.33) ve Denk.(4.36) ile verilen elektrik alan formülleri kullanılarak çizilen grafikte,  $n_1=3.385$ ,  $n_2=3.590$ , dalga boyu = 900 nm (1.38eV),  $d=1500$  nm,  $m = 0$  için  $\kappa d/2 = 1.5$ ,  $m = 2$  için  $\kappa d/2 = 4$ ,  $m = 4$  için  $\kappa d/2 = 0$  kullanıldı. Kuşatma  $m = 0$  için 0.999995,  $m = 2$  için 0.999937 dir. Buna göre küçük modlarda en iyi kuşatmayı elde etmek mümkündür.



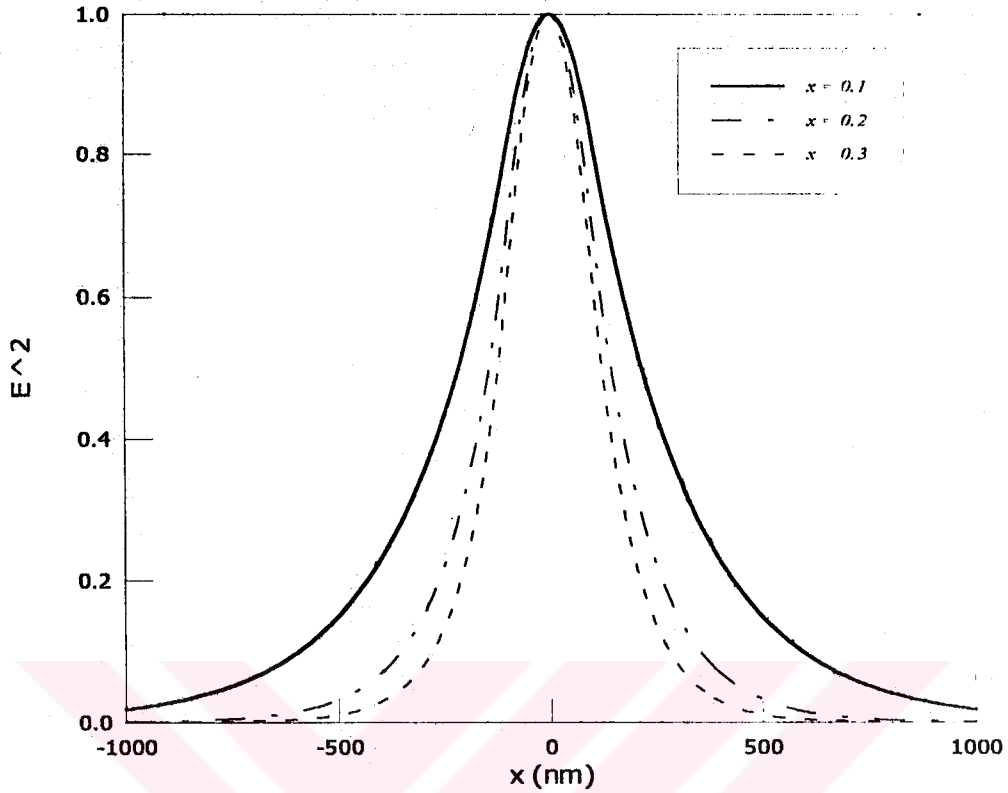
**Şekil 5.18** Aktif tabaka kalınlığı  $d = 1000$  nm için  $x$  aralığının bir fonksiyonu olarak çift TE modun elektrik alan yoğunluğunun değişimi

TE simetrik üç tabakalı  $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ -GaAs- $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$  heteroyapısı için,  $t = 0$  ve  $z = 0$  da Denk.(4.33) ve Denk.(4.36) ile verilen elektrik alan bağıntıları kullanılarak çizilen grafikte (Şek. 5.18),  $n_1=3.385$ ,  $n_2=3.590$ , dalga boyu = 900 nm (1.38eV),  $d=1000$  nm,  $m = 0$  için  $\kappa d/2 = 1.3$ ,  $m = 2$  için  $\kappa d/2 = 3.6$  kullanıldı. Kuşatma  $m = 0$  için 0.999641,  $m = 2$  için  $\Gamma = 0.985585$  dir. Buna göre küçük modlarda en iyi kuşatmayı elde etmek mümkündür.



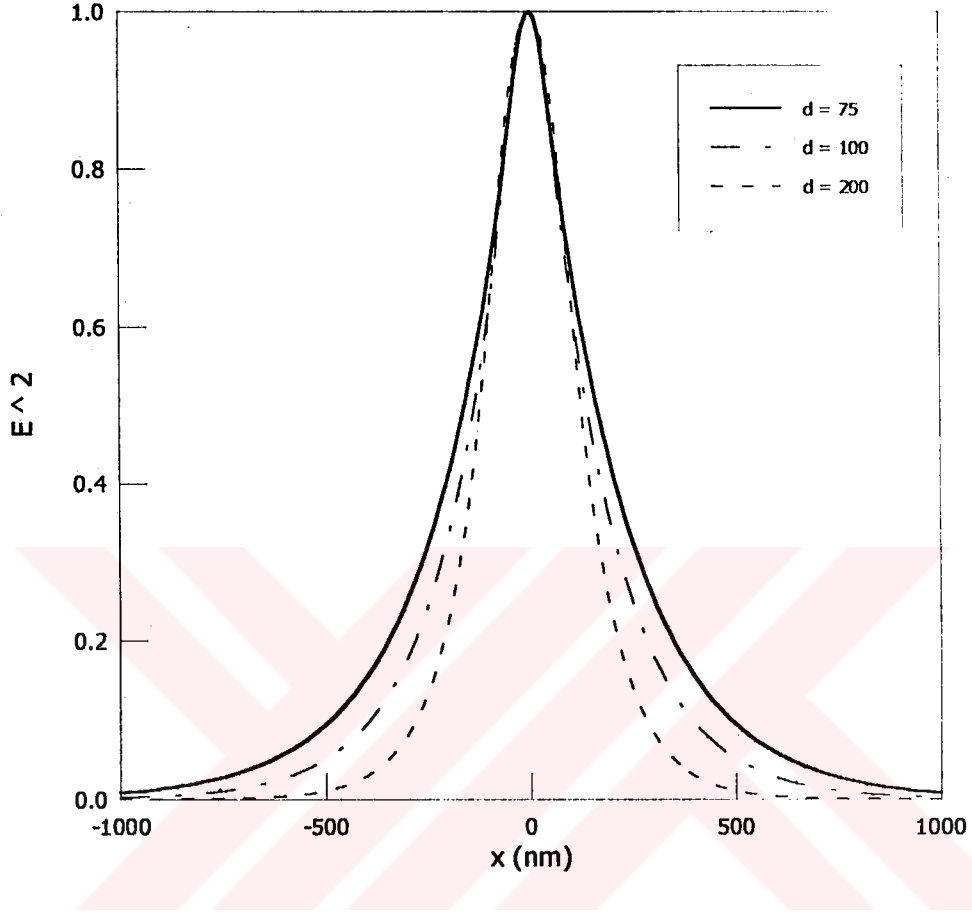
**Şekil 5.19** Aktif tabaka kalınlığı  $d = 1000$  nm için  $x$  aralığının bir fonksiyonu olarak çift TE modun elektrik alanının değişimi

Şekil 5.19 simetrik GaAs -  $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$  çift heteroyapısı için çizilmiştir. Şekil  $n_1=3.385$ ,  $n_2=3.590$ , dalga boyu = 900 nm (1.38eV),  $d = 1000$  nm,  $m = 0$  için  $\kappa d/2 = 1.3$ ,  $m = 2$  için  $\kappa d/2 = 3.2$  değerleri alınarak çizilmiştir. Şekil 5.18 de yapılan açıklamalar görüldüğü gibi burada da geçerlidir ve  $m = 0$  modunda en iyi kuşatılma elde edilir.



**Şekil 5.20** AIAs mole kesrinin değiştirilerek  $d = 200$  nm de elektrik alan yoğunluğunun  $x$  uzaklığına göre değişimi

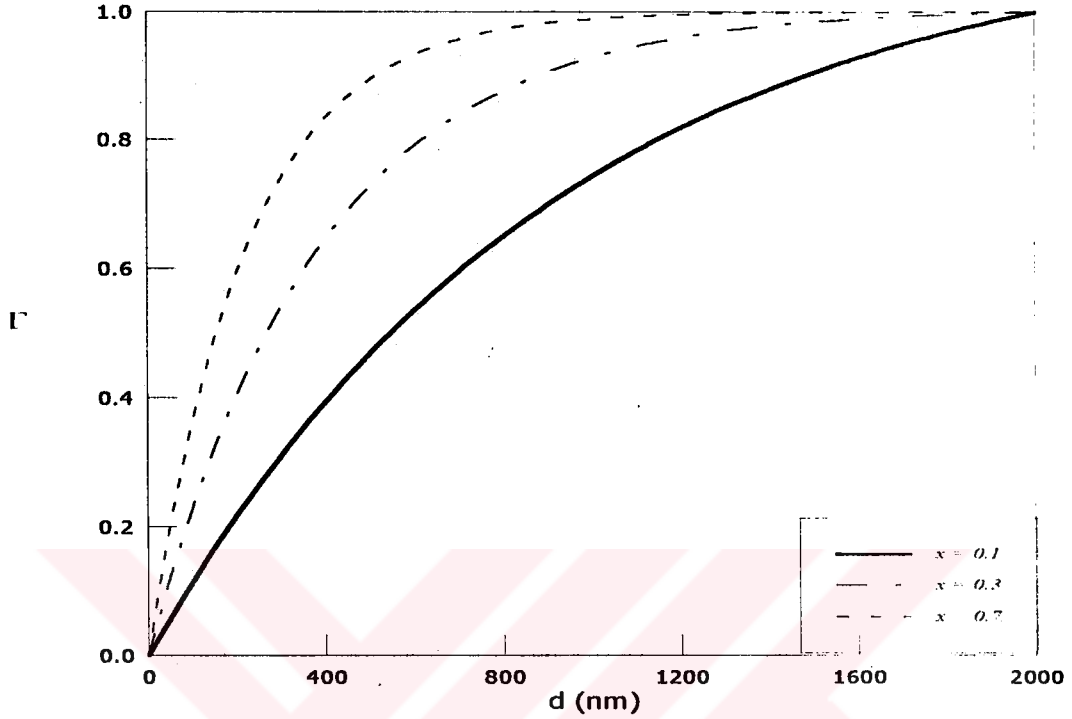
Aktif tabaka kalınlığı 200 nm sabit tutularak, AIAs mole kesri  $x = 0.1$ ,  $x = 0.2$ ,  $x = 0.3$  değerleri için çizilen elektrik alan yoğunluğunun değişiminde önemli noktalar göze çarpar. Şekildeki grafiklerde karşılaştırma, grafiklerin alanları ile değil yarı maksimumdaki tam genişlikleri ile yapılmalıdır; çünkü elektrik alan şiddetinin dağılımı tüm yapı üzerinden normalize edilmemiş buna karşılık her bir  $x$  konsantrasyonu için çizilen grafiklerde maksimum genlik bire normalize edilmiştir. Doğru bir fiziksel değerlendirme, yarı-maksimumdaki tam genişlikler ile aktif bölge içinde kalan alanın tüm yapı içinde bulunan alanla bölünmesinden elde edilen kuşatma faktörleri ile yapılabilir. Değişimlere bakıldığında en iyi kuşatmanın  $x = 0.3$  te olduğu görülür. Çünkü konsantrasyon 0.2 den 0.1 e azaldığında kuşatma faktörünün azaldığı görülmektedir.



**Şekil 5.21** Aktif tabaka kalınlığı değiştirilerek  $x = 0.3$  te elektrik alan yoğunluğunun  $x$  uzaklığına göre değişimi

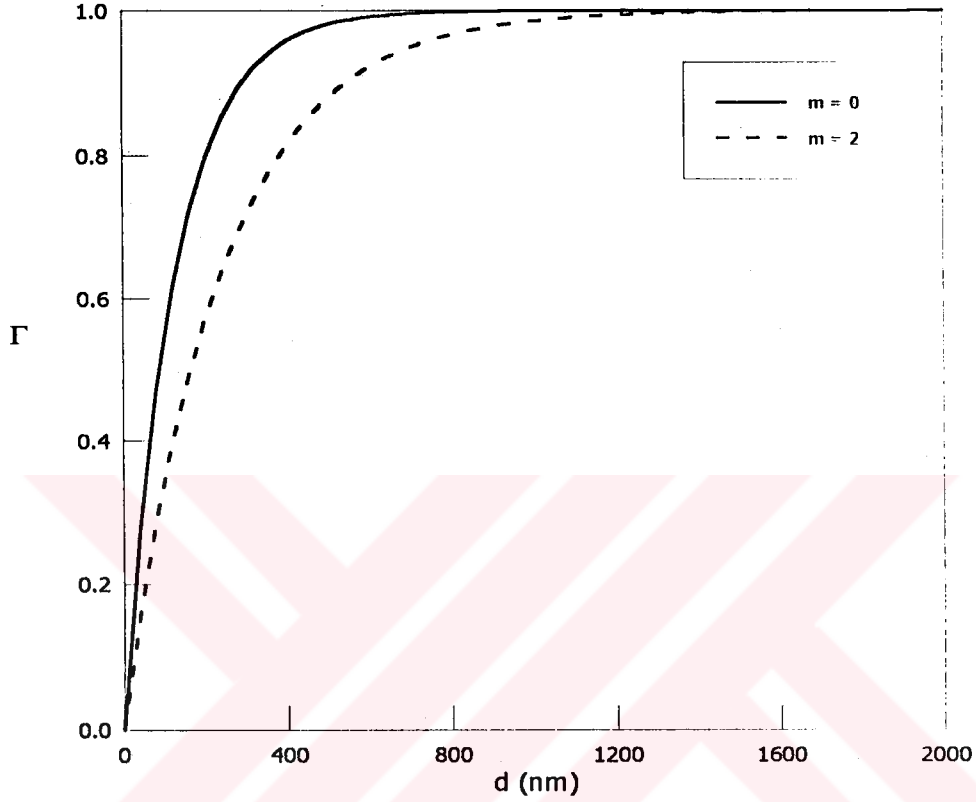
Şekilde  $x$  konsantrasyonu sabit tutularak aktif tabaka kalınlıkları değiştirilmiş ve elektrik alan yoğunlukları bulunmuştur. Grafiklerde aktif tabaka kalınlığı daha küçük olduğunda ışık aktif bölgenin dışında diğerlerine oranla daha fazla bulunduğu, dolayısıyla  $d$  aktif tabaka kalınlığının artmasıyla kuşatılmanın arttığı görülür. Fakat kuşatmanın en büyük değeri 1 olduğunda ışıma yapacak EMD bulunmayacağından bu durum istenmez ve birden biraz küçük olacak şekilde bir  $d$  değeri alınır (optiksel kalınlığı  $\lambda_o/2$  nin tam katları olmak üzere).





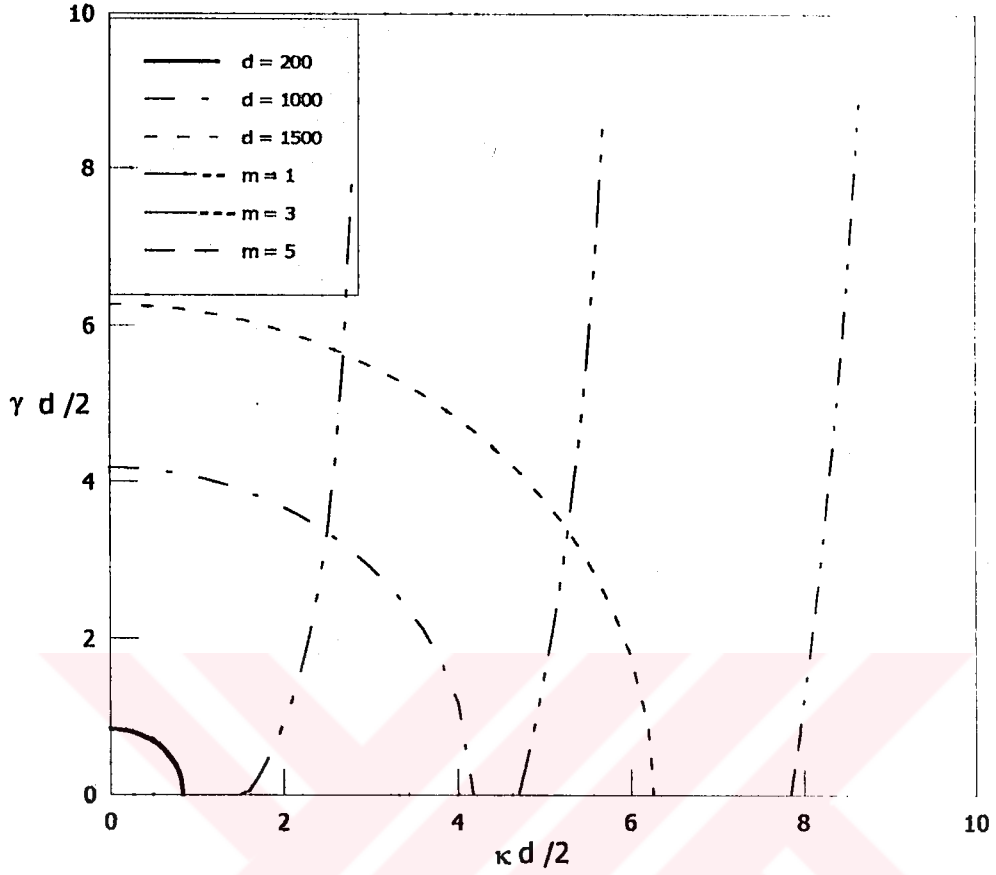
Şekil 5.22 0 ile 2000 nm arasında aktif tabakanın bir fonksiyonu olarak kuşatma faktörünün değişimi

Şekil 5.22 de çift TE modlar için simetrik üç tabakalı  $Al_xGa_{1-x}As$ - $GaAs$  -  $Al_xGa_{1-x}As$  heteroyapısının kuşatma faktörünün aktif tabaka kalınlığına göre değişimi bulunmuştur. Şekil Denk.(4.46) dan yararlanılarak aktif tabaka kalınlığı  $d = 200$  nm, dalga boyu = 900 nm, konsantrasyonlar  $x = 0.1$ ,  $x = 0.3$ ,  $x = 0.7$  alınarak çizilmiştir. Görüldüğü gibi kuşatma faktörü,  $x$  konsantrasyonuna bağlı olarak değişmektedir.  $x$  konsantrasyonu azaldıkça  $\Gamma$  kuşatma faktörü de azalır. Çünkü  $x$  konsantrasyonu 0.1 den 0.7 ye arttığında kırılma indisi azalır ve kırılma indisinin süreksizliği artar. Buna bağlı olarak da kuşatma artırılmış olur.



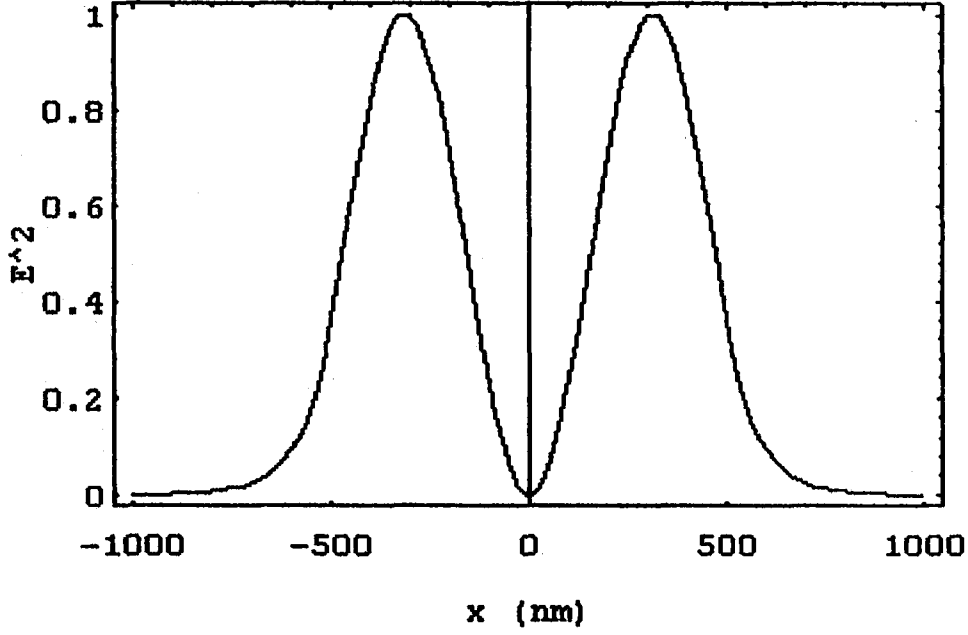
**Şekil 5.23**  $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ - $GaAs$ - $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$  simetrik üç tabakalı dielektrik dalga klavuzu için ( $d = 1000$  nm), kuşatma faktörünün aktif tabaka kalınlığına göre değişimi

Aktif tabaka kalınlığının bir fonksiyonu olarak kuşatma faktörüne göre çizilen grafikte,  $d = 1000$  nm, dalga boyu =  $900$  nm,  $x = 0.3$ ,  $m = 0$  için  $\kappa d/2 = 1.3$  ve  $m = 2$  için  $\kappa d/2 = 3.6$  alınmıştır. Grafiklere bakıldığında  $m = 0$  modu için en iyi kuşatılmanın olabileceği söylenebilir. Bu durum Şekil 5.18 de görüldüğü gibi, kuşatma  $m = 0$  için  $0.999641$ ,  $m = 2$  için  $\Gamma = 0.985585$  dir. Buna göre küçük modlarda en iyi kuşatmayı elde etmek mümkündür. Kısacası, düşük mod seçimlerinde ışık aktif bölgenin içinde yüksek mod seçimlerine oranla daha fazla bulunur.

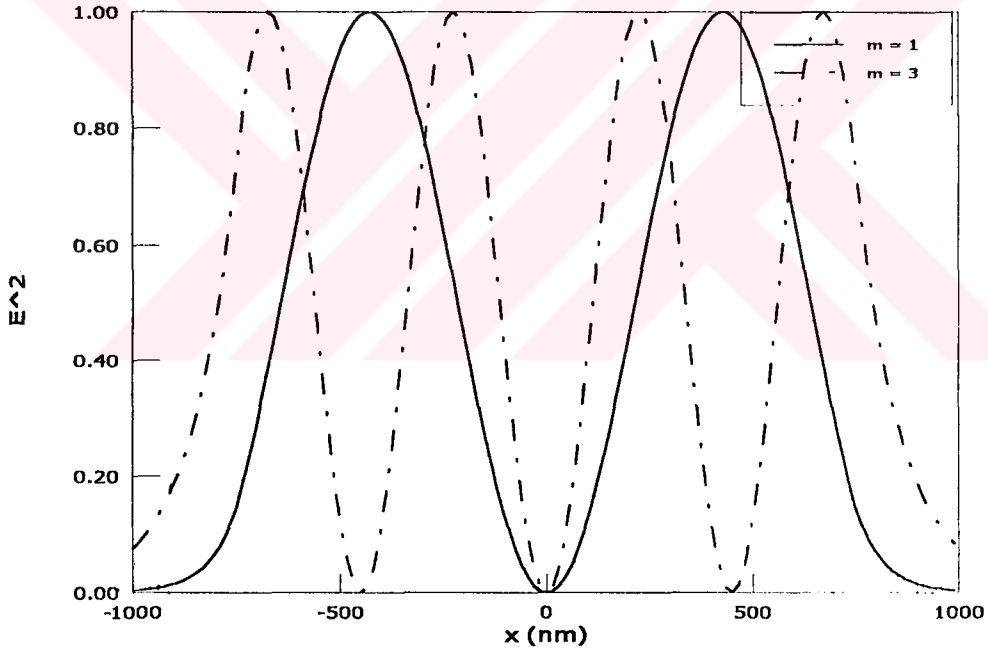


Şekil 5.24 Tek TE modlar için özdeğer denkleminin çözümü

Şekil 5.24 te GaAs -  $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$  heteroyapısı için  $n_1=3.385$ ,  $n_2=3.590$ , dalga boyu = 900 nm (1.38eV) alınarak özdeğer denkleminin çözümü  $\kappa d / 2$  ye göre değişimi verilmiştir. Aktif tabaka kalınlığı  $d = 1000$  nm de tek mod vardır;  $m = 1$  için ve  $\kappa d / 2 = 2.5$  bulunmuştur.  $d = 1500$  nm için iki mod vardır;  $m = 1$  için  $\kappa d / 2 = 2.75$ ,  $m = 3$  için ise  $\kappa d / 2 = 5.25$  bulunmuştur.

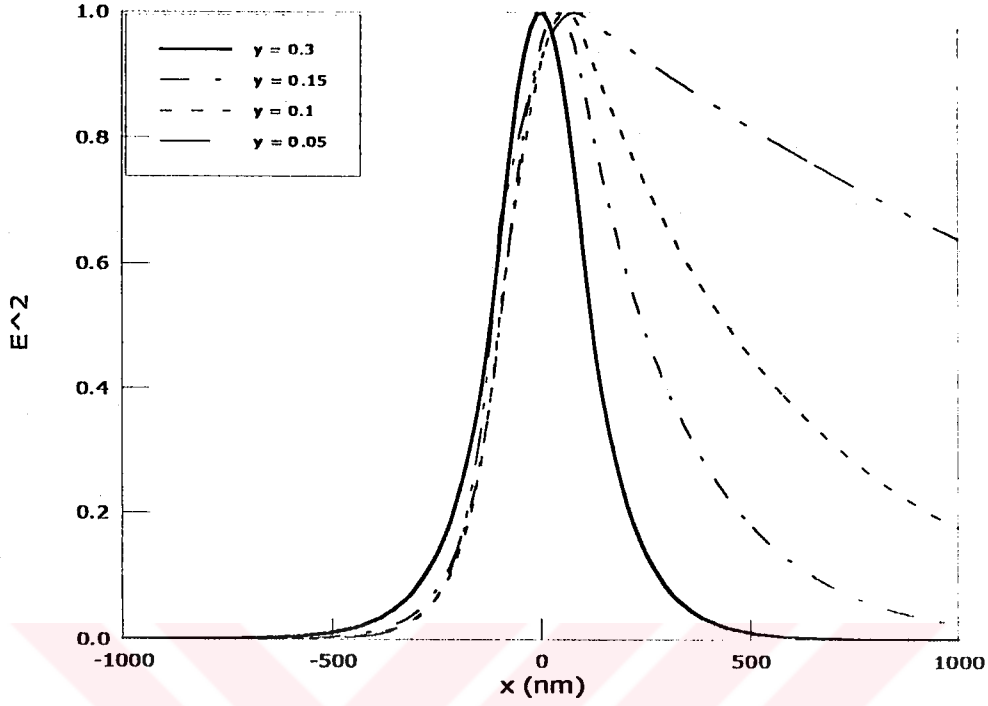


Şekil 5.25 Tek TE modlarda ( $n_1=3.385$ ,  $n_2=3.590$ , dalga boyu = 900 nm (1.38eV),  $d = 1000$  nm,  $m = 1$  için  $\kappa d/2 = 2.5$ ) elektrik alan yoğunluğunun  $x$  aralığına göre değişimi



Şekil 5.26 Tek TE modlarda ( $n_1=3.385$ ,  $n_2=3.590$ , dalga boyu = 900 nm (1.38eV),  $d = 1500$  nm,  $m = 1$  için  $\kappa d/2 = 2.75$ ,  $m = 3$  için  $\kappa d/2 = 5.25$ ) elektrik alan yoğunluğunun  $x$  aralığına göre değişimi.

Tek TE modların çözümleri grafiklerden görüldüğü gibi, kuşatmanın çift TE modlara göre küçük olduğu çözümlerdir. Çünkü çift TE modlarda aktif tabakada elektrik alan yoğunluğunun maksimum piki 1 e yaklaştığı halde tek TE modlarda aktif tabakada elektrik alan yoğunluğunun piki 0 a yaklaşır ve buna bağlı olarak da tek TE modların çözümleri sağlıksız lazer modlarını verir



**Şekil 5.27**  $Al_xGa_{1-x}As - GaAs - Al_yGa_{1-y}As$  asimetrik bir heteroyapının (Aktif tabaka kalınlığı  $d = 200$  nm, aktif tabakanın solundaki tabakanın konsantrasyonu  $x = 0.3$  ve aktif tabakanın sağ tarafındaki tabakanın konsantrasyonları  $y = 0.3$ ,  $y = 0.15$ ,  $y = 0.1$ ,  $y = 0.05$ , dalga boyu = 900 nm (1.38 eV)) elektrik alan yoğunluğunun  $x$  uzaklığına göre dağılımı

Şekil 5.22 de TE asimetrik çift çözümler için  $|E|^2$  nin  $x$  uzaklığına göre değişimi verilmiştir Burada aktif tabakadaki GaAs ın solundaki tabakanın  $Al-x$  konsantrasyonu sabit alınarak aktif tabakanın sağındaki tabakanın  $Al-y$  konsantrasyonu değiştirilmiştir. Şekilde görüldüğü gibi  $y$  konsantrasyonu 0.3 olduğunda yapı TE simetrik çift çözümler gibi davranır. Fakat  $y$  konsantrasyonu 0.3 ten 0.05 e azaldığında yapı içinde ışık artık aktif bölgede tutulamamaktadır. Çünkü  $y$  konsantrasyonu azaldığı zaman kırılma indisi artar ve kırılma indisinin süresizliği azalır. Buna bağlı olarak da kuşatılma azalmış olur.

## 6. GaAs-GaAlAs KUANTUM ÇUKURLARI SİSTEMİNİN , INFRA-RED BÖLGEDE ÇALIŞAN KATI LAZER SİSTEMİ

Son yirmi yılda, MBE (Molecular Beam Epitaxy), MOCVD (Metal Organic Chemical Vapor Deposition) ve LPE (Liquid-Phase-Epitaxy) gibi kristal büyütme tekniklerine bağlı olarak gelişen yarıiletkenler, günümüzde çok yaygın bir kullanım alanına sahip olup, bir çok elektronik devrenin ve çeşitli düzeneklerin temel yapı elemanlarını oluştururlar. Kuantum çukurları ve süper örgüler yüklü parçacıkların iki boyutlu davranış gösterdiği yapılardır. Yarıiletkenleri, gelişen teknolojiye paralel olarak çeşitli biçimlerde ve çok işlevli devre elemanları olarak giderek daha küçük hacimler içerisine değişik görevler yüklenecek şekilde yerleştirilebilmeleri, bu maddelerin temel tercih nedenlerinden biri olmuştur [10, 11, 12, 13,14].

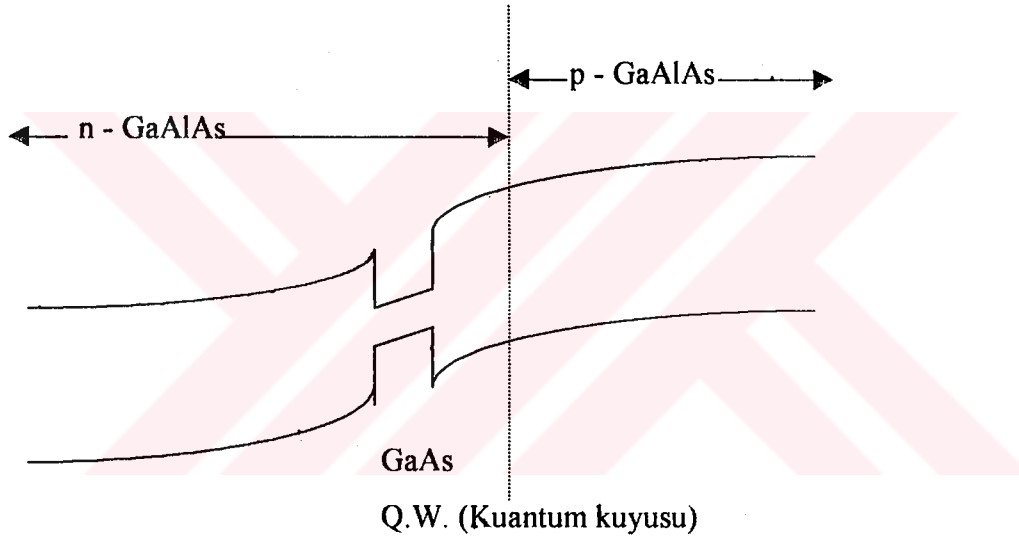
Yarıiletken bir malzemenin diyod ya da transistör yapımında kullanılabilmesi için diğer malzemelerle katılanması zorunludur. Bu durumda yaratılan çoğunluk taşıyıcıları kendini yaratan katkılama atomlarının etkilerini üzerlerinde hissedeceklerdir. Katkılayan atomlar kristal içindeki elektronların ortalama makroskobik büyüklüklerini değiştirir (saçılma tesir kesiti, ortalama yaşam zamanı, EMD ışıması ve fononlara bağlı sönüm mekanizmaları boyunca harcanan zaman gibi).

Elektronik devre elemanları olan diyod ve transistörler akım yükseltme katsayılarının büyüklüğü, herhangi bir yük taşınımı için eşik sıcaklığına gerek duyulmaması, çok küçük bir hacme buna karşılık son derece sağlam bir yapıya sahip olmaları gibi nedenlerle bu gün elektron tüplerinin yerini almış durumdadır. Gelişen teknolojiye paralel olarak  $0.1 - 1 \text{ cm}^3$  lük çok küçük hacimler içine çeşitli devre elemanlarının sığdırılması, böylece çok amaçlı “integre- veya tümleşik- devre elemanları”nın seri olarak üretimine gidilmesi yarıiletkenlerin günümüzdeki önemlerinin arttığını ifade eder.

Yarıiletkenler teknolojik malzemelerin önemli bir grubunu oluşturduğuna göre, kuantum kuyuları ve süper örgü yapıların elektronik devre elemanlarına uygulanması büyük ilgi uyandırmıştır [15, 16]. Örnek olarak; kuantum kuyu lazerler gibi. Bu yapılardan biri HELLIŞH - VCSEL (hot electron light emission and lasing) yapılarıdır ve şematik bant profili Şekil 6.2 de verilmiştir [17]. Yapı belirli bir Al konsantrasyonuna sahip AlGaAs ın p-n

ekleminin n- tarafına GaAs büyütülerek elde edilmiştir. Burada GaAs eklem bölgesinin elektronlar için kaçış bölgesi olan n- tarafına yerleştirilmiştir. Böylece aktif bölgenin n tarafından tünelleme ve termo iyonik yayılma ile kuyu bölgesine kuşatılan yük taşıyıcıları Poisson ve Schrödinger denklemleriyle elde edilen potansiyel içinde ve enerjilerde bulunurlar [18].

HELLISH yapısı nedir? Bu yapı, elektron tünellemesinde kullanılan ve yüzeyden yayılan lazerlere bir örnektir. Eklem bölgesinin n tarafına bir GaAs kuantum kuyusu yerleştirilmiştir. Kuantum kuyusuna, sıcak elektron-hol çiftinin sızması, termo iyonik yayılma ve tünelleme yoluyla olur [17]. Son zamanlarda aktif bölgenin altına ve üstüne dağıtıcı Bragg yansıtıcılarının yerleştirilmesi ile oluşturulan VCSEL'ler, HELLISH yapısında da kendini gösterir. HELLISH yapısının potansiyel profili aşağıdaki gibidir(Şekil 6.1).



Şekil 6.1 GaAs kuantum çukuru n bölgesinde olan HELLISH yapının, potansiyel profili

Yarıiletken lazer devre elemanlarının işleyişinin gerçekleşebilmesi için aşağıdaki şartların sağlanması gerekir.

1-Sistem bir nüfus terslenmesi durumunda bulunmalıdır, yani iletkenlik bandında valans bandındakinden daha fazla elektron bulunmalıdır.

2-Etkilenmiş salınma gerçekleşmelidir.

3-Yayılan fotonlar diğer etkilenmiş elektronlardan etkilenmiş salınma yaptırmaya yetecek kadar uzun süre sistem içinde tutulmalıdırlar. Bu durum aktif bölgenin altına ve üstüne Bragg yansıtıcılarının yerleştirilmesi ile sağlanır.

Düşük boyutlu yarıiletken lazer sistemleri, gaz ve diğer geleneksel lazerlerden farklı olarak, aynı malzemedan değişik dalga boylu lazer yapılabilmesi ile farklılık gösterir. Diğer yandan yayılmanın yarı maksimumdaki tam genişliği çok dardır. Özellikle haberleşmede ve transistör ile diyot yapımında, bu düşük boyutlu elektronik yapılar fiber teknolojisi ile birlikte yeni boyutlar kazanmıştır. O halde, bu katı lazer sistemleri özellikle fiber optik iletişimde çevirici yada güçlendirici ara besleme sistemlerinde kullanılmaktadır, diyebiliriz. Bu tür yapılar, bir taban üzerine bir kez büyütüldüğünde amaca uygun olarak çok sayıda parçalara bölünerek bütün bir fiber optik çevrimde kullanılabilir.





## 6.1 HELLISH-VCSEL [17]

↑ 807 nm de ışık

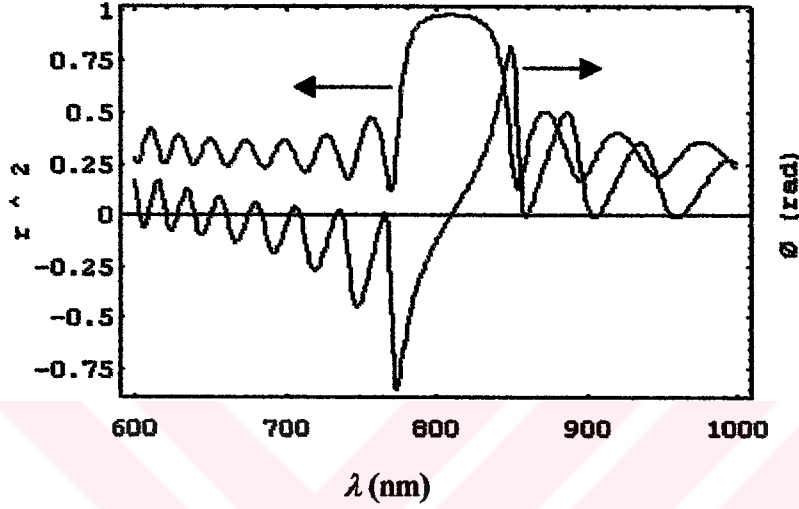
100 Å	GaAs	} Üst Bragg (17 Periyot)
407 Å	$Ga_{0.8}Al_{2.2}As$	
193 Å	$Ga_{0.49}Al_{5.1}As$	
479 Å	AlAs	
193 Å	$Ga_{0.49}Al_{5.1}As$	
407 Å	$Ga_{0.8}Al_{2.2}As$	
479 Å	AlAs	
100 Å	n(Si)= $2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ GaAs	} Aktif tabaka
1230 Å	n(Si)= $2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ $Ga_{0.7}Al_{3.3}As$	
130 Å	GaAs Undoped	
160 Å	n(Si)= $2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ $Ga_{0.7}Al_{3.3}As$	
1060 Å	p(C)= $1.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ $Ga_{0.7}Al_{3.3}As$	
479 Å	AlAs	} Alt Bragg (27 Periyot)
193 Å	$Ga_{0.49}Al_{5.1}As$	
407 Å	$Ga_{0.8}Al_{2.2}As$	
193 Å	$Ga_{0.49}Al_{5.1}As$	
479 Å	AlAs	
Taban Maddesi	GaAs	

Şekil 6.2 HELLISH – VCSEL 'nin şematik bant yapısı

Şekilde görüldüğü gibi HELLISH – VCSEL yapısı aktif tabaka, aktif tabakanın n tarafına yerleştirilen 130 Å genişliğinde bir kuantum kuyusu, aktif tabakanın altına ve üstüne yerleştirilen Bragg tabakalarından oluşmuş dalga boyu ayarlanabilir yarıiletken lazer sistemidir. Sistemde aktif tabakanın optiksel kalınlığı ışık dalga boyunun  $\frac{1}{2}$  katına, aktif tabakanın altına ve üstüne yerleştirilen tabakaların optiksel kalınlığı ise ışık dalga boyunun  $\frac{1}{4}$  katına eşittir. Işık periyodiklik sayısı az olan yerden yol alacağı için üst tabakaların periyodiklik sayısı alt tabakalarından daha az yapılmıştır.

$\theta = 0^\circ$  için;

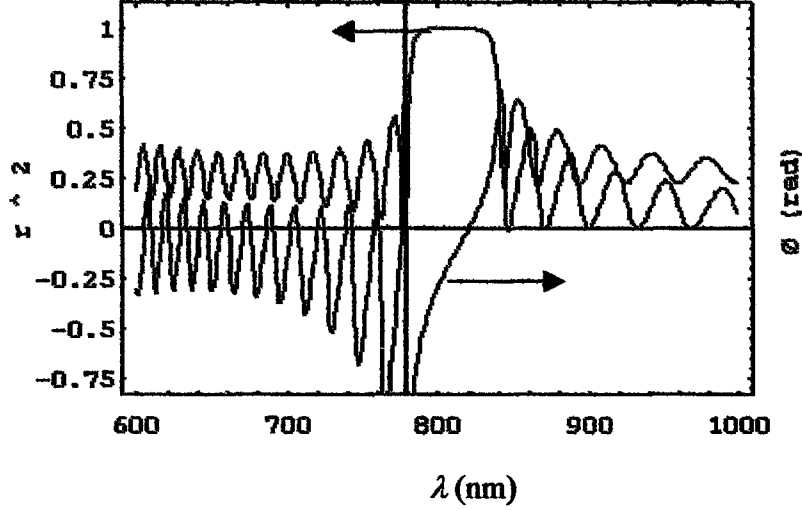
### Üst Tabakalar



Şekil 6.3 HELLISH yapıda üst tabakalar için dalga boyuna göre elde edilen şiddet yansımaya katsayısı ve fazın değişimi

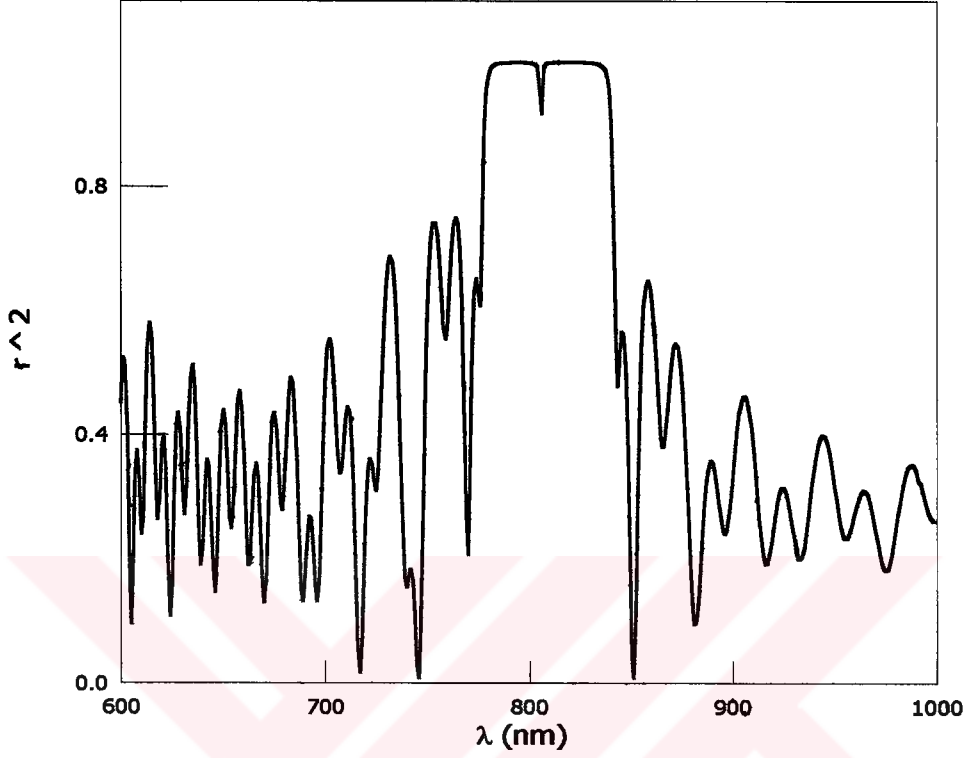
HELLISH yapının üst tabakalarına  $0^\circ$  lik bir açıyla gelen EMD'nin dalga boyunun bir fonksiyonu olarak elde edilen şiddet yansımaya katsayısı ve faz değişimleri Şekil 6.3 te çizilmiştir. Şiddet yansımaya katsayısı Denk.(3.47) ve Denk.(3.50), faz ise Denk.(3.61) kullanılarak bulunmuştur. Bu ifadelerden açıkça görülmektedir ki, istenilen dalga boyunu şiddet yansımaya katsayısının en büyük olduğu değer verecektir. Aynı zamanda ışığın üst tabakadan çıkabilmesi için, üst tabakalarda istenilen dalga boyu alt tabakalarinkine göre daha düşük olmalıdır. Şekilden görüldüğü gibi şiddet yansımaya katsayısı 0.974 iken aranan dalga boyu 810 nm dir. Yani HELLISH yapının üst tabakalarında ışığın 0.974 ü yapı içinde kalırken 0.026 sı dışarı yayılmaktadır. Yarıiletken lazerlerde EMD'nin aynı fazda bulunması için, istenilen dalga boyunun bulunduğu değerde faz sıfır olmalıdır. Çalıştığımız yapının üst tabakalarında istenilen 810 nm dalga boyu için fazın sıfır olduğu, yine aynı şekilden görülmektedir.

### Alt Tabakalar



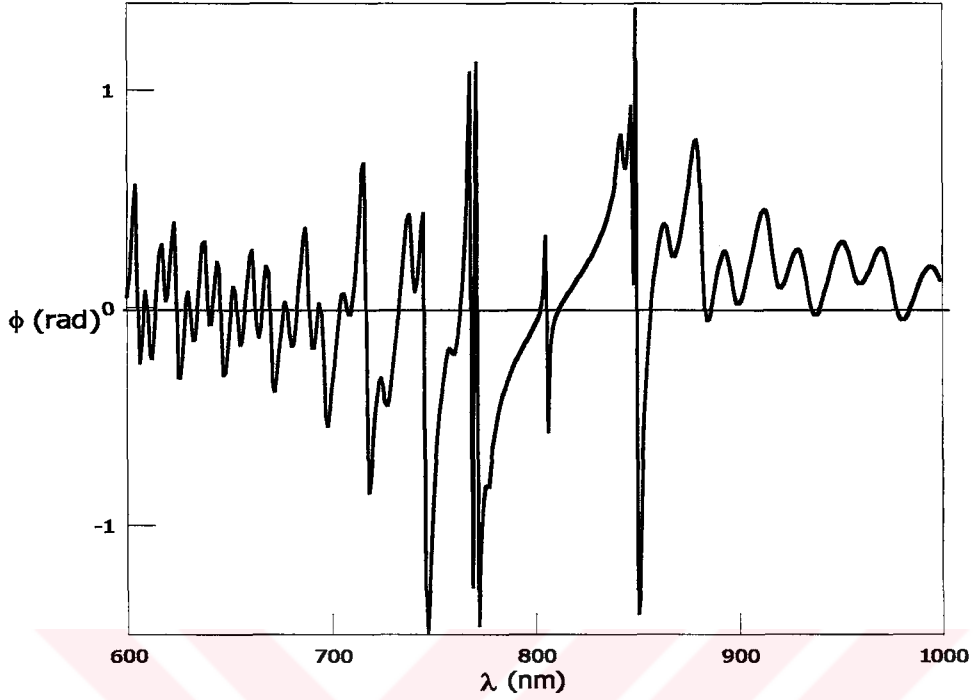
Şekil 6. 4 HELLISH yapıda alt tabakalar için dalga boyuna göre elde edilen şiddet yansımaya katsayısı ve fazın değişimi

HELLISH yapının alt tabakalarına  $0^{\circ}$  lik bir açıyla gelen EMD'nin dalga boyunun bir fonksiyonu olarak elde edilen şiddet yansımaya katsayısı ve faz değişimleri Şekil 6.4 te çizilmiştir. Şiddet yansımaya katsayısı Denk.(3.47) ve Denk.(3.50), faz ise Denk.(3.61) kullanılarak bulunmuştur. Şekilden görüldüğü gibi şiddet yansımaya katsayısı 0.995 iken istenilen dalga boyu 820 nm dir. Yani HELLISH yapının alt tabakalarında ışığın 0.995 i yapı içinde kalırken 0.005 i dışarı yayılmaktadır. Elde edilen şiddet yansımaya katsayısı değerleri, Şekil 6.3 te bulunan şiddet yansımaya katsayısı değerlerinden farklıdır. İki şekil için bulunan değerlere bakıldığında dalga boyu büyüdükçe şiddet yansımaya katsayısı da büyümektedir. Bunun sonucu olarak yapı içinde kalan şiddet yansımaya katsayısı arttıkça ışığın dışarı çıkma olasılığı daha da azalmaktadır. Çalıştığımız yapının alt tabakalarında istenilen 820 nm dalga boyu için fazın sıfır olduğu, yine aynı şekilden görülmektedir. Fazın, ışınım dalga boyunun sol tarafının ağırlıklı olarak (-), sağ tarafının ise (+) olması EMD'nin tam bu noktada yön değiştirmesinden kaynaklanır. Bunun sebebi aynı zamanda Denk.(3.61) den de açıkça görülmektedir.



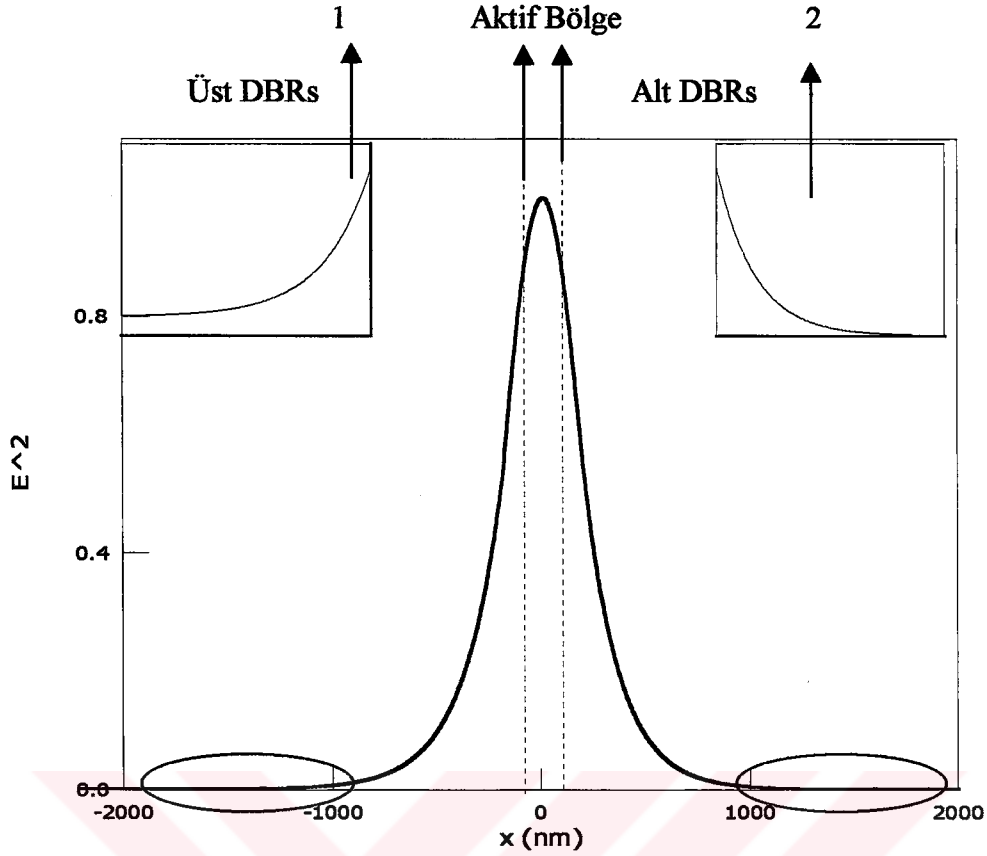
**Şekil 6.5** HELLISH yapıda şiddet yansımaya katsayısının dalga boyuna göre değişimi

Şekil 6.5 te, HELLISH yapıya  $0^\circ$  lik bir açıyla gelen EMD nın dalga boyuna göre elde edilen şiddet yansımaya katsayısının değişimi çizilmiştir. Şiddet yansımaya katsayısı, Denk.(3.47) deki geçiş matrisi ve Denk.(3.50) deki genlik yansımaya katsayısı kullanılarak bulunmuştur. Şekilde görüldüğü gibi ışımaya dalga boyu 807 nm iken şiddet yansımaya katsayısı 0.992 dir. Yani HELLISH yapıda ışığın 0.992 si yapı içinde kalırken sadece 0.008 i dışarı çıkmaktadır. Elde edilen ışımaya dalga boyu değeri, deneysel olarak bulunan ışımaya dalga boyu [17] değerinden 13 nm farklıdır. Fakat teorik ve deneysel hesaplamalarda bu farklılık fazla bir enerjiye karşılık gelmediği için ve lazer ışığı elde edilirken teorik ve deneysel sonuçlar arasında  $\pm 20$  nm lik fark her zaman kabul edilebildiğinden teorik olarak bulunmuş olan 807 nm anlamlı bir değerdir.



**Şekil 6.6** HELLISH yapıda fazın dalga boyuna göre değişimi

HELLISH yapıya  $0^\circ$  lik bir açıyla gelen EMD'nin dalga boyuna göre elde edilen fazının değişimi Şekil 6.6 da çizilmiştir. Faz, Denk.(3.47) deki geçiş matrisi, Denk.(3.50) deki genlik yansımaya katsayısı ve Denk.(3.61) deki faz kullanılarak hesaplanmıştır. Şekilde 807 nm ışınım dalga boyu için fazın sıfır olduğu görülmektedir. Çünkü yarıiletken lazerlerde EMD'nin aynı fazda bulunması için, ışınım dalga boyunun bulunduğu değerde faz sıfır olmalıdır.



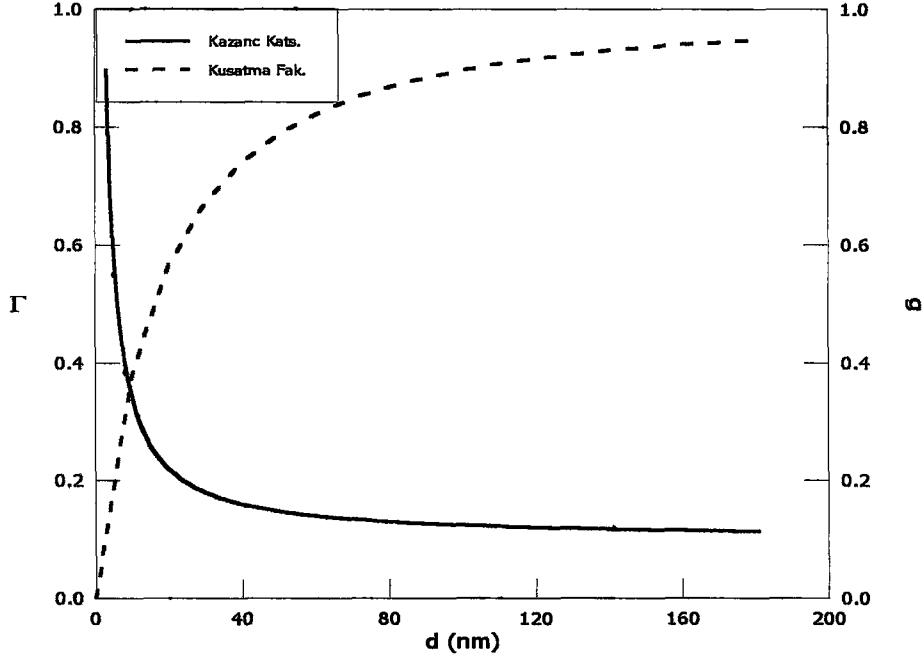
**Şekil 6.7** HELLISH yapıda elektrik alan yoğunluğunun x uzaklığına göre değişimi

HELLISH yapıya  $0^\circ$  lik bir açıyla gelen EMD'nin elektrik alan yoğunluğunun x uzaklığına göre değişimi Şekil 6.7 de çizilmiştir. Elektrik alan yoğunluğu Denk.(4.47), Denk.(4.48), Denk.(4.49), Denk.(4.50), Denk.(4.51), Denk.(4.52) kullanılarak hesaplanmıştır. Gerçekte elektromanyetik dalg bu yapı içinde sönerek salınan bir dağılım gösterir. Yapı asimetrik üçlü bir dielektrik ortama yaklaştırılarak hesaplanmıştır. Yani aktif tabaka ve Bragg yansıtıcılarının ayrı ayrı kırılma indislerinin ortalaması alınmıştır ( $n_{ort} = \frac{\sum n_i d_i}{\sum d_i}$ )

ve yapı üç tabakaya indirgenmiştir. Bunun sonucunda üç ayrı tabaka için üst tabakadan başlamak üzere 3.17581, 3.23299, 3.17030 değerlerinde farklı kırılma indisleri bulunmuştur. Şekilde görüldüğü gibi üst bandın elektrik alan şiddeti (1), alt bandın elektrik alan şiddetine (2) göre daha yüksektir. Bunun anlamı Şekil 6.5 te belirtildiği gibi ışığın 0.008 lik kısmı 1. taraftan yol

alırken, 0.992 lik kısmı ise kuantum kuyusunda kalmaktadır. Aynı zamanda 2. taraf taban maddesine denk geldiği için tamamen sönmüştür. Şeklin içindeki küçük kareler grafikte elipsle belirlenmiş bölgelerin büyütülmüş gösterimleridir. Yine şekilde görüldüğü gibi ışık kuantum kuyusunda tam olarak kuşatılmıştır.



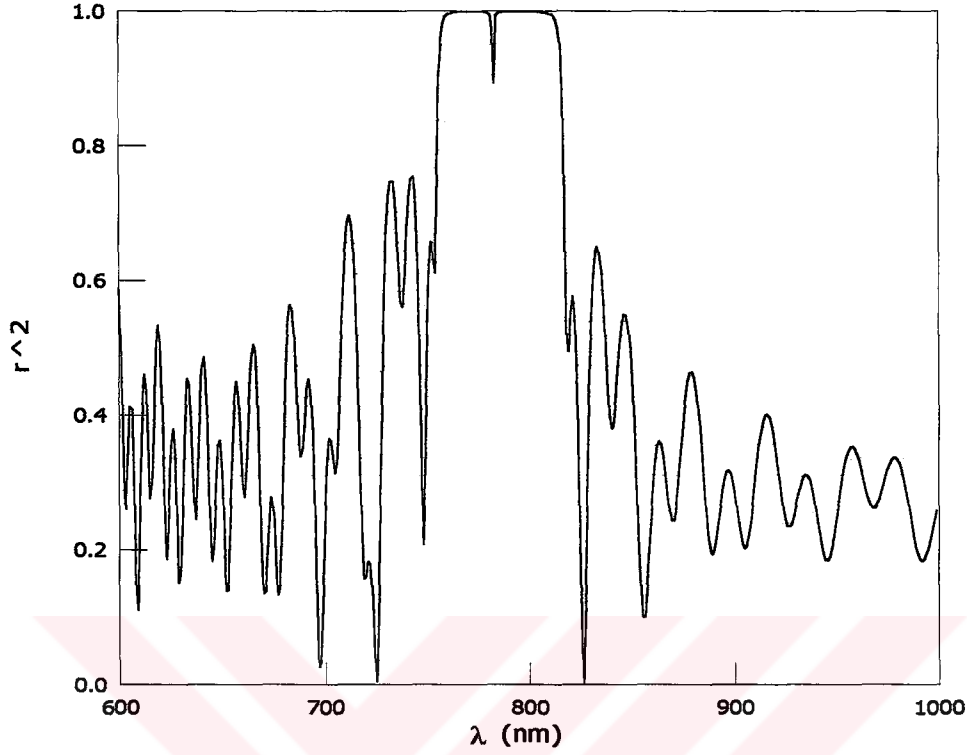


**Şekil 6.8** d aktif tabaka kalınlığına göre elde edilen kuşatma faktörünün ( $\Gamma$ ) ve kazanç katsayısının ( $g$ ) değişimi

Şekil 6.8 de, HELLISH yapıya  $0^\circ$  lik bir açıyla gelen EMD nın aktif tabaka kalınlığına göre elde edilen kuşatma faktörünün ( $\Gamma$ ) ve kazanç katsayısının ( $g$ ) değişimleri çizilmiştir. Kazanç katsayısı Denk.(2.10) ve kuşatma faktörü Denk.(4.46) kullanılarak hesaplanmıştır. Şekilde görüldüğü gibi kuşatma faktörü yaklaşık olarak 0.94 iken kazanç katsayısı yaklaşık olarak 0.10 dur. Yani kuşatma faktörü arttıkça kazanç azalmaktadır. Çünkü aktif tabaka kalınlığı arttıkça kuantum kuyusuna giren parçacık sayısı azalır. Parçacık sayısının kuyu içinde fazla bulunmaması kazancın azalması kuşatmanın artması demektir. Aynı zamanda kuşatma faktörünün artması kazanç katsayısının azalması, ortalama olarak aktif tabakanın kırılma indisinin AlGaAs ın kırılma indisine yaklaşmasının sonucudur. Bunun yanında aktif tabaka kalınlığı arttıkça kazancın azalması Denk.(2.10) da da açıkça görülebilmektedir.

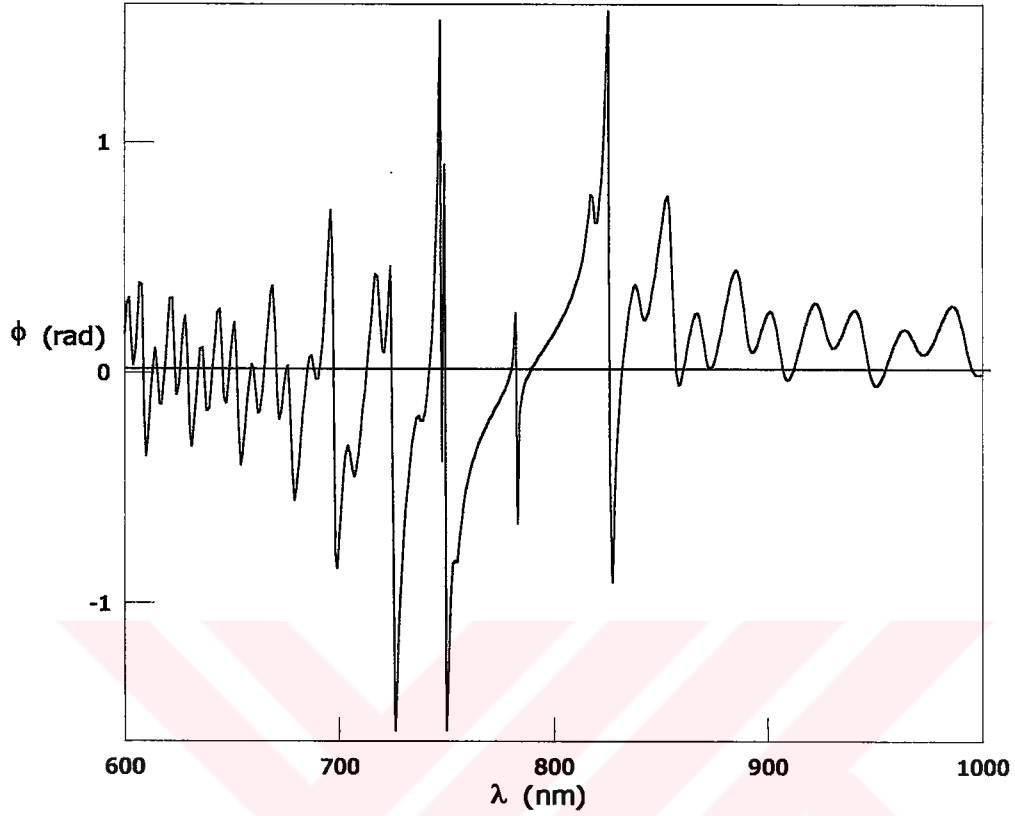


$\theta = 15^\circ$  için;



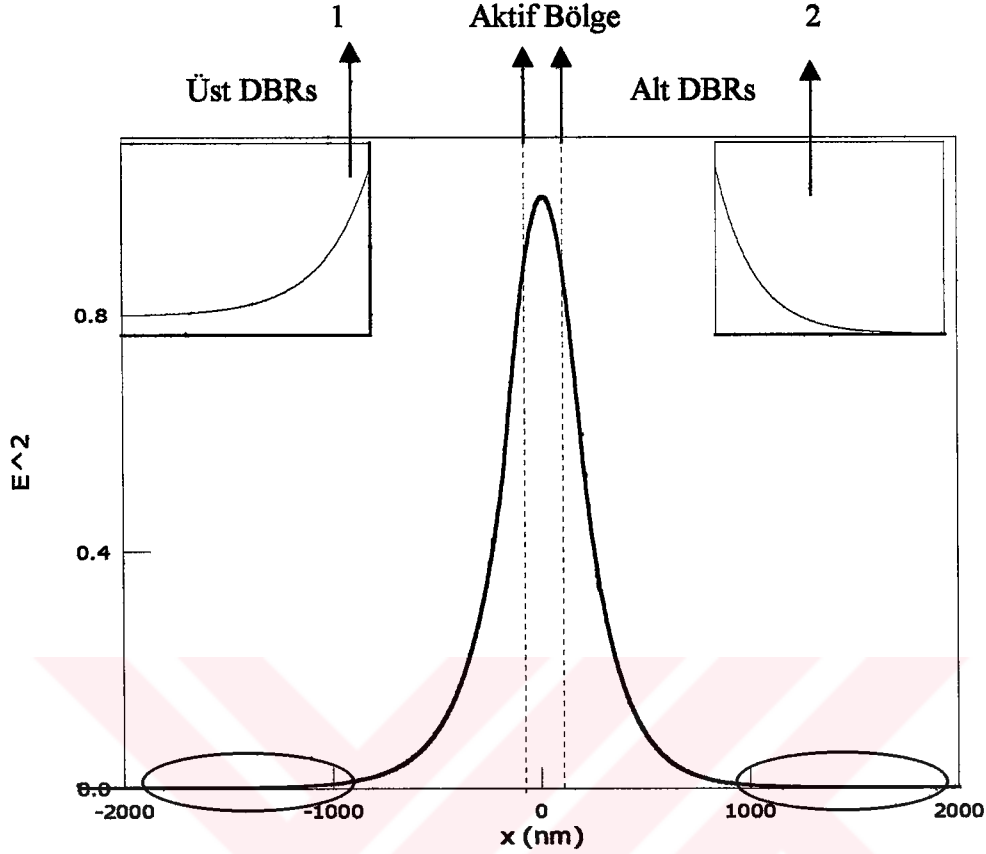
**Şekil 6.9** HELLISH yapıda şiddet yansıma katsayısının dalga boyuna göre değişimi

HELLISH yapıya  $15^\circ$  lik bir açıyla gelen EMD'nin dalga boyuna göre elde edilen şiddet yansıma katsayısının değişimi Şekil 6.9 da çizilmiştir. Şiddet yansıma katsayısı, Denk.(3.47) deki geçiş matrisi ve Denk.(3.50) deki genlik yansıma katsayısı kullanılarak bulunmuştur. Şekilde görüldüğü gibi pencerenin bulunduğu yerin ışın dalga boyu 783 nm değerindedir. Elde edilen ışın dalga boyu değeri, Şekil 6.5 te bulunan ışın dalga boyu değerinden farklıdır. Bunun nedeni, optik faz denkleminde ( $\delta = 2 \pi N d \cos \theta / \lambda$ )  $\theta$  arttıkça  $\cos \theta$  terimi azalmaktadır, bunun yanında dalga boyu da azalmaktadır. Aynı zamanda şekilde ışın dalga boyu 783 nm iken şiddet yansıma katsayısı 0.893 tür. Yani ışığın 0.893 ü yapı içinde kalırken, ışığın 0.107 si açığa çıkmaktadır. Bunun sonunda geliş açısı arttıkça içeride kalan ışın azalmaktadır.



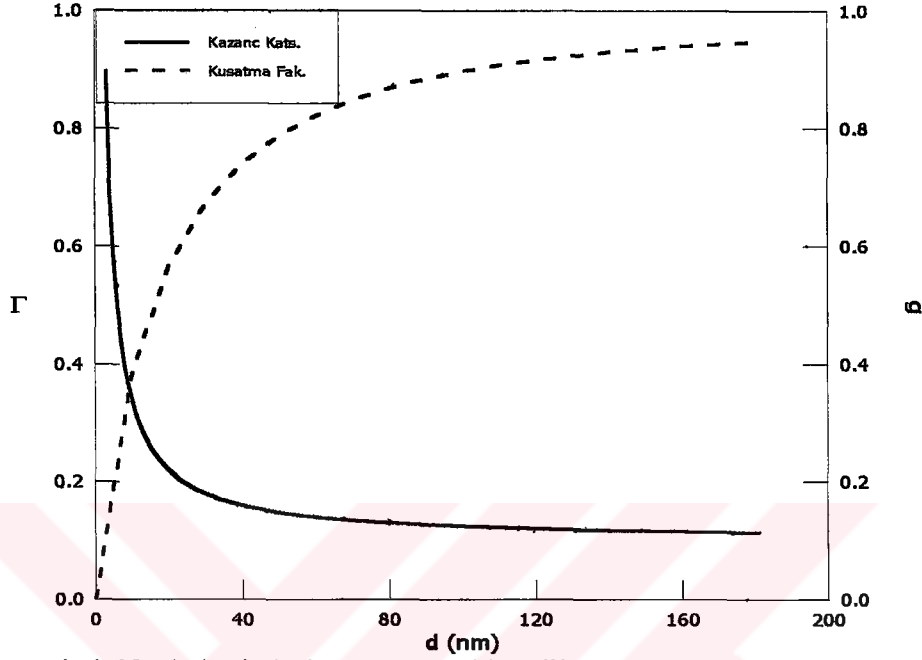
**Şekil 6.10** HELLISH yapıda fazın dalga boyuna göre değişimi

Şekil 6.10 da, HELLISH yapıya  $15^\circ$  lik bir açıyla gelen EMD'nin dalga boyuna göre elde edilen fazın değişimi çizilmiştir. Faz Denk.(3.47)'deki geçiş matrisi, Denk.(3.50)deki genlik yansıma katsayısı ve Denk.(3.61)deki faz kullanılarak hesaplanmıştır. Yarıiletken lazerlerde EMD'nin aynı fazda bulunması için, ışınım dalga boyunun bulunduğu değerlerde fazın sıfır olması gerektiğinden, Şekil 6.10 da istenilen 807 nm ışınım dalga boyunda fazın sıfır olduğu görülmektedir.



**Şekil 6.11** HELLISH yapıda elektrik alan yoğunluğunun  $x$  uzaklığına göre değişimi

Şekil 6.11 de, HELLISH yapıya  $15^\circ$  lik bir açıyla gelen EMD'nin elektrik alan yoğunluğunun  $x$  uzaklığına göre değişimi çizilmiştir. Elektrik alan yoğunluğu Denk.(4.47), Denk.(4.48), Denk.(4.49), Denk.(4.50), Denk.(4.51), Denk.(4.52) kullanılarak ve Şekil 6.7 de bulunan elektrik alan yoğunluğuna benzer yaklaşımlar yapılarak hesaplanmıştır. Elde edilen elektrik alan yoğunluğu değerleri, Şekil 6.7 de bulunan elektrik alan yoğunluğundan farklıdır, fakat Şekil 6.7, Şekil 6.11 e benzer davranışlar göstermektedir. Şekil 6.9 da belirtildiği gibi ışığın 0.107 lik kısmı 1. taraftan yol alırken, 0.893 lük kısmı ise kuantum kuyusunda kalmaktadır. Aynı zamanda 2. taraf taban maddesine denk geldiği için tamamen sönmüştür. Şeklin içindeki küçük kareler grafikte elipsle belirlenmiş bölgelerin büyütülmüş gösterimleridir. Yine şekilde görüldüğü gibi ışık kuantum kuyusunda tam olarak kuşatılmıştır.



**Şekil 6.12** d aktif tabaka kalınlığına göre elde edilen kuşatma faktörünün ( $\Gamma$ ) ve kazanç katsayısının (g) değişimi

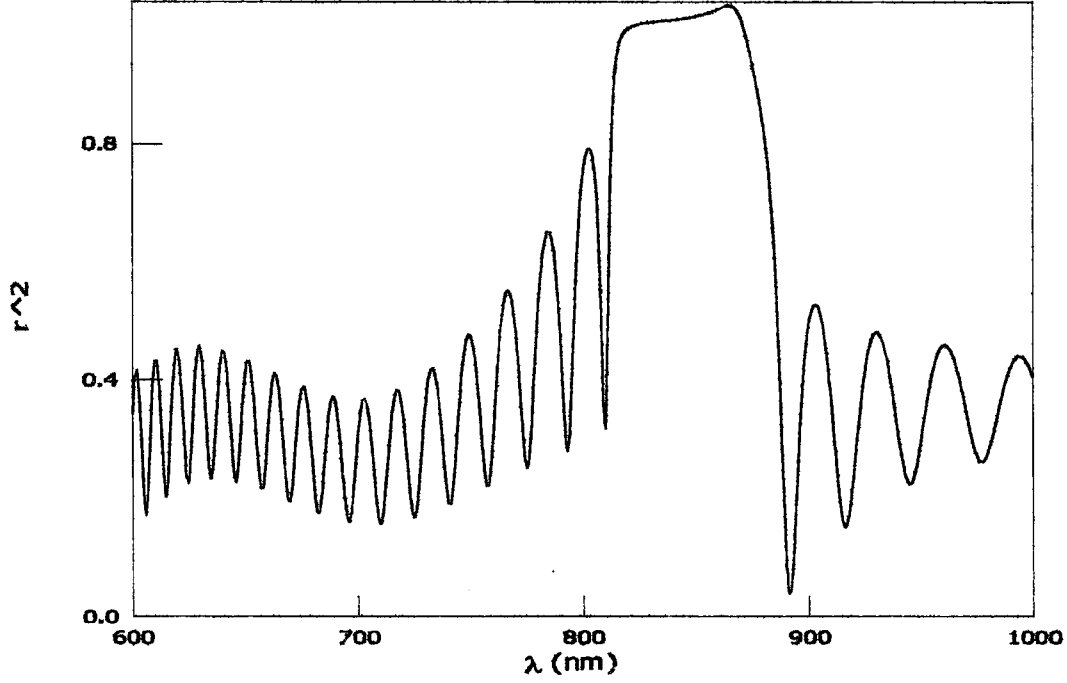
HELLISH yapıya  $15^\circ$  lik bir açıyla gelen EMD'nin aktif tabaka kalınlığının bir fonksiyonu olarak kuşatma faktörünün ve kazanç katsayısının dağılımı Şekil 6.12 de çizilmiştir. Kazanç katsayısı Denk.(2.10) ve kuşatma faktörü Denk.(4.46) kullanılarak hesaplanmıştır. Şekilde kuşatma faktörünün değeri yaklaşık olarak 0.969 iken kazanç katsayısı yaklaşık olarak 0.10 olarak bulunmuştur. Elde edilen kuşatma faktörü değeri, Şekil 6.8 de bulunan kuşatma faktörü değerinden farklıdır. Çünkü Şekil 6.5 te bulunan şiddet yansıma katsayısı değeri Şekil 6.9 da elde edilen değerden daha büyük olduğundan kuşatma faktörü değerleri de değişmektedir. Bunun sonucunda geliş açısı arttıkça kuşatma faktörü yavaş yavaş artacaktır.

## 6. 2 ULTRA BRIGHT HELLISH

100 Å	$n(\text{Si})=2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ GaAs	Aktif tabaka
1230 Å	$n(\text{Si})=2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ $\text{Ga}_{0.69}\text{Al}_{0.31}\text{As}$	
130 Å	GaAs Undoped	
160 Å	$n(\text{Si})=2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ $\text{Ga}_{0.69}\text{Al}_{0.31}\text{As}$	
1160 Å	$p(\text{C})=1.24 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ $\text{Ga}_{0.69}\text{Al}_{0.31}\text{As}$	
550 Å	p-AlAs	27 periyot
180 Å	p- $\text{Ga}_{0.57}\text{Al}_{0.43}\text{As}$	
380 Å	p- $\text{Ga}_{0.9}\text{Al}_{0.1}\text{As}$	
180 Å	p- $\text{Ga}_{0.57}\text{Al}_{0.43}\text{As}$	
550 Å	p-AlAs	
SI GaAs Substrate		

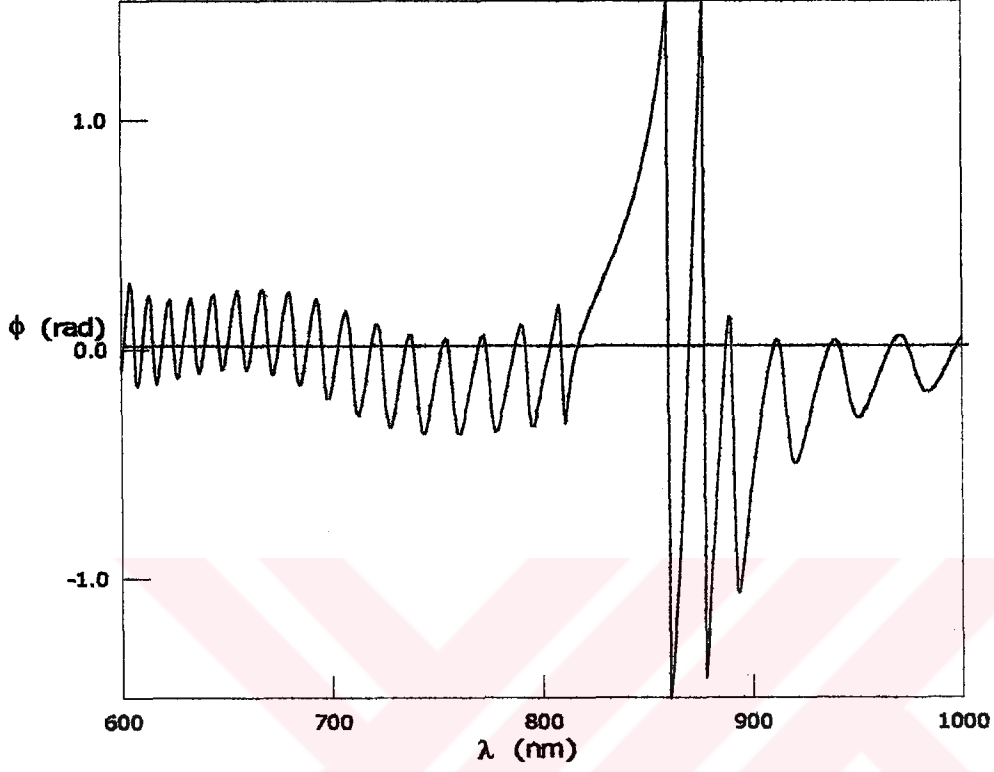
Şekil 6.13 ULTRA BRIGHT HELLISH' nin şematik bant yapısı

Şekilde görüldüğü gibi ULTRA BRIGHT HELLISH yapısı, aktif tabaka, aktif tabakanın n tarafına yerleştirilen 130 Å genişliğinde bir kuantum kuyusu, aktif tabakanın altına yerleştirilen Bragg tabakalarından oluşmuş dalga boyu ayarlanabilir yarıiletken lazer sistemidir. Sistemde aktif tabakanın optiksel kalınlığı ışınım dalga boyunun  $\frac{1}{2}$  katına, aktif tabakanın altına yerleştirilen tabakaların optiksel kalınlığı ise ışınım dalga boyunun  $\frac{1}{4}$  katına eşittir. Işık şekilde görüldüğü gibi kalınlığı 100 Å olan GaAs tabakasının bulunduğu yerden yol alır.



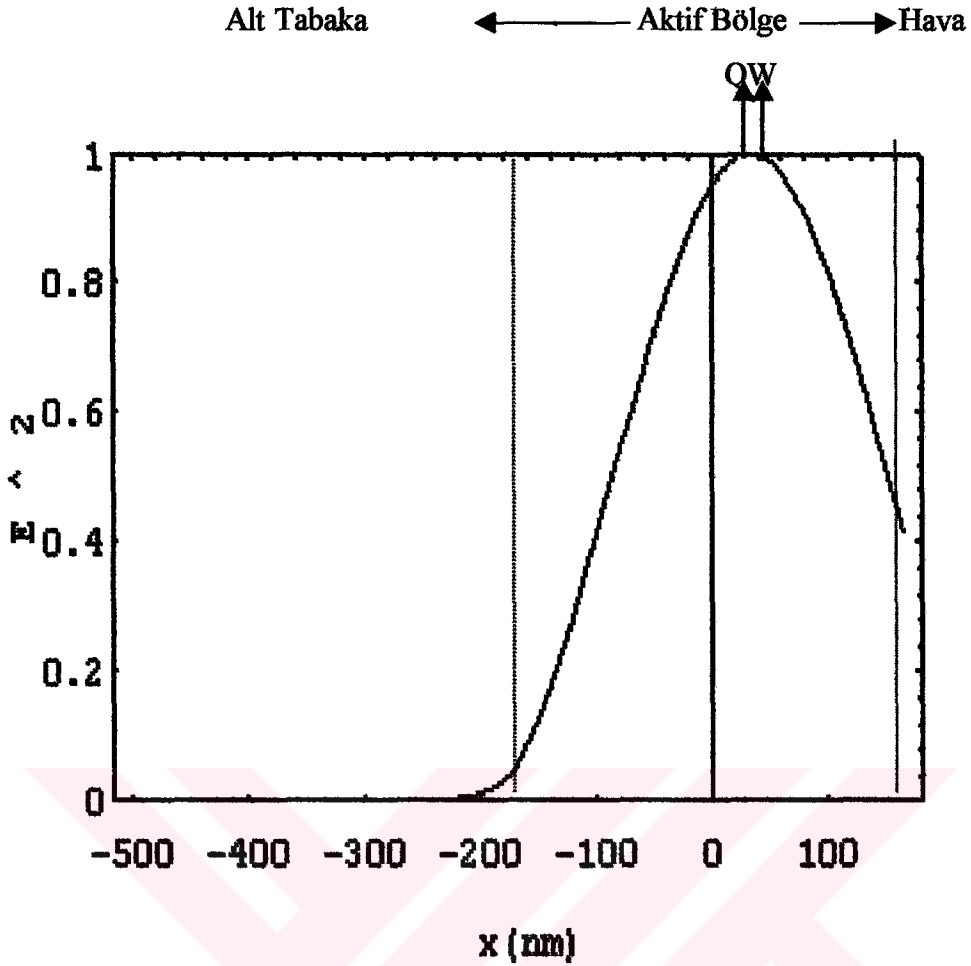
**Şekil 6.14** ULTRA BRIGHT HELLISH yapıda şiddet yansımaya katsayısının dalga boyuna göre değişimi

ULTRA BRIGHT HELLISH yapıya  $0^\circ$  lik bir açıyla gelen EMD'nin dalga boyuna göre elde edilen şiddet yansımaya katsayısı değişimi Şekil 6.14 te gösterilmiştir. Şiddet yansımaya katsayısı, Denk.(3.47) deki geçiş matrisi ve Denk.(3.50) deki genlik yansımaya katsayısı kullanılarak hesaplanmıştır. Şekilde görüldüğü gibi ışın dalga boyu 811 nm iken şiddet yansımaya katsayısı 0.523 bulunmuştur. Yani ULTRA BRIGHT HELLISH yapıda ışığın 0.523 ü yapı içinde kalırken 0.477 si dışarı çıkmaktadır. Elde edilen şiddet yansımaya katsayısı değerleri, Şekil 6.5 te bulunan şiddet yansımaya katsayısı değerlerinden farklıdır. İki şekil için bulunan değerlere bakıldığında, ULTRA BRIGHT HELLISH yapıda ışığın büyük bir kısmı dışarı çıktığı için HELLISH yapıya göre kullanışsız bir lazer modelidir. Aynı zamanda ULTRA BRIGHT HELLISH yapıda hesaplama yapılırken sadece katkılanmış tabakalarda soğurma katsayısı  $\alpha = 2 \cdot 10^{-6}$  alınmıştır. Bunun sonucunda plato genişliğinin tepesi eğimli bir davranış göstermiştir.



**Şekil 6.15** ULTRA BRIGHT HELLISH yapıda fazın dalga boyuna göre değişimi

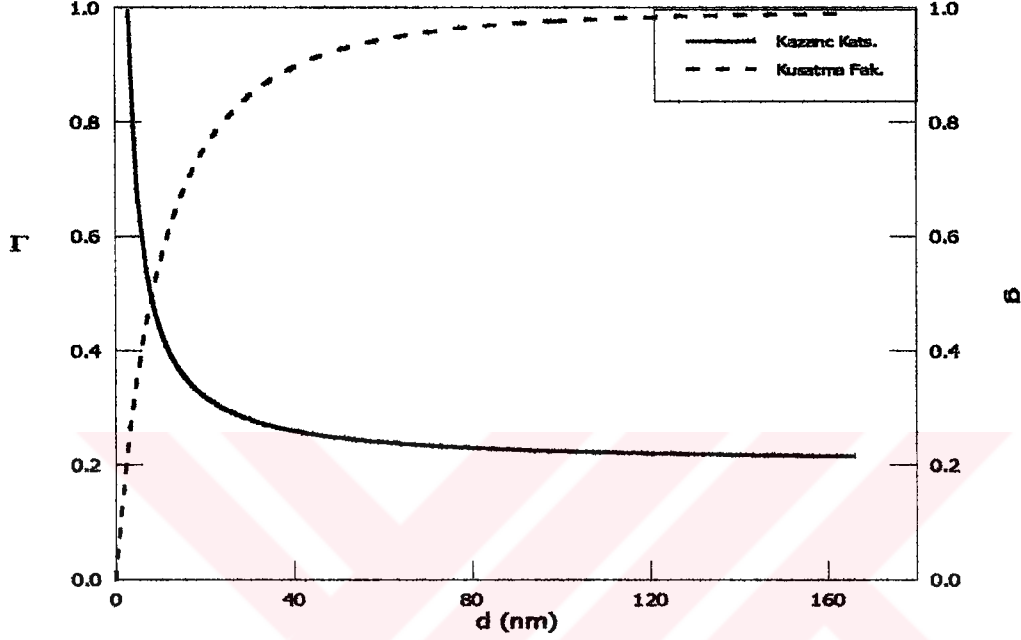
Şekil 6.15 te, ULTRA BRIGHT HELLISH yapıya  $0^\circ$  lik bir açıyla gelen EMD'nin dalga boyuna göre elde edilen fazın değişimi gösterilmiştir. Faz, Denk.(3.47) deki geçiş matrisi, Denk.(3.50) deki genlik yansıma katsayısı ve Denk.(3.61) deki faz kullanılarak hesaplanmıştır. Şekil 6.15 de görüldüğü gibi ışınma dalga boyu 811 nm iken faz sıfır bulunmuştur.



**Şekil 6.16** ULTRA BRIGHT HELLISH yapıda elektrik alan yoğunluğunun x uzaklığına göre değişimi

Şekil 6.16 da, ULTRA BRIGHT HELLISH yapıya  $0^\circ$  lik bir açıyla gelen EMD'nin elektrik alan yoğunluğunun x uzaklığına göre değişimi çizilmiştir. Elektrik alan yoğunluğu Denk.(4.47), Denk.(4.48), Denk.(4.49), Denk.(4.50), Denk.(4.51), Denk.(4.52) kullanılarak hesaplanmıştır. ULTRA BRIGHT HELLISH yapısı, sadece Bragg yansıtıcıları ve aktif tabakadan oluştuğu için ikili bir dielektrik ortama yaklaştırılarak hesaplanmıştır. Burada Şekil 6.7 ye benzer yaklaşımlar yapılmıştır. Sonuçta iki ayrı tabaka için üst tabakadan başlamak üzere 3.38213, 0.574285 değerlerinde farklı kırılma indisleri bulunmuştur. Şekilde görüldüğü gibi üst bandın elektrik alan şiddeti (hava), alt bandın elektrik alan şiddetine (sol taraf) göre çok yüksektir. Çünkü Şekil 6.14 te belirtildiği gibi ışığın 0.523 lük kısmı kuantum kuyusunda kalırken 0.477 si sağ taraftan çıkmaktadır. Bunun sonucunda ışığın büyük kısmı dışarı çıktığından ışık kuantum kuyusunda tam olarak kuşatılamamıştır.





**Şekil 6.17** d aktif tabaka kalınlığına göre elde edilen kuşatma faktörünün ( $\Gamma$ ) ve kazanç katsayısının (g) değişimi

Şekil 6.17 de, ULTRA BRIGHT HELLISH yapıya  $0^\circ$  lik bir açıyla gelen EMD'nin aktif tabaka kalınlığına göre elde edilen kuşatma faktörünün ve kazanç katsayısının değişimleri çizilmiştir. Kazanç katsayısı Denk.(2.10) ve kuşatma faktörü Denk.(4.46) kullanılarak hesaplanmıştır. Şekilde kuşatma faktörü arttıkça kazanç azalmaktadır. Çünkü aktif tabaka kalınlığı arttıkça kuantum kuyusuna giren parçacık sayısı azalır. Parçacık sayısının kuyu içinde fazla bulunmaması kazancın azalması kuşatmanın artması demektir. Şekil 6.17, Şekil 6.8 ve 6.12 ye göre farklılıklar gösterir. Şekil 6.17 de kuşatma faktörü 1 e daha hızlı, bunun yanında kazanç katsayısı 0 a daha yavaş yaklaşmaktadır. Bunun anlamı Şekil 6.8 ve Şekil 6.12 de kuşatma tam olarak sağlanabildiği halde; Şekil 6.17 de Şekil 6.8 ve Şekil 6.12 ye göre kuşatma tam olarak sağlanamamıştır.

HELLISH – VCSEL ve ULTRA BRIGHT HELLISH’ de ışınım dalga boyu, aktif bölge ile Bragg yansıtıcılarının kırılma indislerinin dalga boyuna bağımlılıkları kullanılarak bulundu. Şekil 6.2 de verilen yapının üst Bragg tabakaları “ $Ga_{0.49}Al_{.51}As, AlAs, Ga_{0.49}Al_{.51}As, Ga_{0.8}Al_{.2}As$ ” nin 17 kez tekrarlanması ile oluşmuştur. Bu tabakaların optiksel kalınlıkları sadece bir yansıtıcı olarak işlev görebilmesi için (istenilen dalga boyunda)  $\frac{\lambda_0}{4}(m+2)$  olmalıdır ( $m=0,1,2,3\dots$ ). Alt Bragg da aynı özellikte olmakla birlikte tabakaların tekrarlama sayısı daha çoktur (27 periyot). Bu yapı,  $\lambda_0$  (ışınım dalga boyu) da ilk kipi olan bir Fabry-Perot interferometresidir. Burada uyarılan gaz ortamın yerini ters-nüfuslanmış yarı iletken kuantum kuyu/ları almıştır. Bragg yansıtıcıları da interferometrenin aynalarıyla yer değiştirir. Bragg yansıtıcıları aynı zamanda optiksel yoğunluk sağlamada bu aynaların işlevini tam olarak görür. İnterferometrede yansıtıcılardan birinin daha düşük şiddet yansıma katsayısına sahip olmasına benzer olarak yarıiletken lazerlerde Bragg yansıtıcıların birinin yansıma katsayısı diğerinden yaklaşık yüzde bir kadar küçüktür.

Katkılanmış yada katkılanmamış farklı malzeme ve kalınlıkları olan aktif bölgenin tüm optiksel kalınlığı Bragg yansıtıcılarınkinden farklı olarak  $\frac{\lambda_0}{2}(m+1)$  olmalıdır. Böylece bu bölgede girişim tam olur ve dalga kuşatılmış olur.

HELLISH- VCSEL şekillerine bakıldığında ışınım dalga boyu,  $0^\circ$  geliş açısında 807 nm,  $15^\circ$  de ise 783 nm dir. ULTRA BRIGHT- HELLISH ‘te ışınım dalga boyu  $0^\circ$  geliş açısında 811 nm olarak bulunmuştur. Bu dalga boyları elektromanyetik spektrumda kızılötesi bölgesinde (dalga boyları 700 nm -  $10^6$  nm arasında değişir) olup görünür spektrumun uzun dalga boyu sınırına (700 nm ye) yakındır. Kızılötesi dalgaları (ısı dalgaları) sıcak cisimler ve moleküller tarafından oluşturulduğu için çoğu maddelerce kolaylıkla soğurulurlar. Bir maddenin soğurduğu kızılötesi enerjisi ısı şeklinde kendini gösterir. Çünkü madde tarafından soğurulan bu enerji aracılığıyla, cismin atomları yerinden oynadığından onların titreşim ve öteleme hareketleri arttığı için maddede bir sıcaklık artması meydana gelir. HELLISH – VCSEL ve

ULTRA BRIGHT HELLISH yapılarının ışık dalgaları kızılötesi dalgaları arasında yer aldığına göre, bu lazer çalışma aralığı yakın kızılötesidir (near-infrared). Işık dalgaları yakın kızılötesi bölgesinde bulunan HELLISH – VCSEL ve ULTRA BRIGHT HELLISH yapıları fiber –optik sistemlerinin alt yapısını oluştururlar. Bir fiber optik haberleşme sisteminde bilgi, metalik sistemlerdeki gibi elektronların hareketiyle değil ışık dalgası yani fotonlarla taşınır. Buna göre bir fiber optik haberleşme sistemi,

- a) Elektrik sinyallerinin ışık sinyallerine çeviren verici yani, yarıiletken lazer
- b) Sinyalleri iletmek için bir optik fiber
- c) Uçtaki sinyalleri yakalayıp onları elektrik sinyallerine çeviren bir alıcı, olmak üzere üç ana bileşenden oluşur.



Tablo 6. 1 Elektromanyetik Birimler [20]

CGS	Birim	MKS	Birim
$C$	$Cm / sn$	$1 / (\mu_0 \epsilon_0)^{1/2}$	$m / sn$
$D$	$12 \pi 10^5 \text{ statc. } cm^{-2}$	$(4\pi\epsilon_0)^{1/2} D$	$c . m^{-2}$
$B$	$10^4 G$	$(\frac{4\pi}{\mu})^{1/2} B$	$Weber / m^2$
$H$	$4 \pi 10^{-3} O$	$(4 \pi \mu_0)^{1/2} H$	$A\text{-turn}/m$
$E$	$\frac{1}{3} 10^{-4} \text{ statc}/cm$	$(4 \pi \epsilon_0)^{1/2} E$	$V / m$
$J$	$3 10^5 \text{ statA. } cm^{-2}$	$\frac{J}{(4 \pi \epsilon_0)^{1/2}}$	$A . m^{-2}$
İletkenlik ( $\sigma$ )	$9 10^9 /sn$	$\frac{\sigma}{4 \pi \epsilon_0}$	$Mho/m$
YükYoğ. ( $\rho$ )	$3 10^3 \text{ statc}/ cm^3$	$\frac{\rho}{(4 \pi \epsilon_0)^{1/2}}$	$c / m^3$
$\epsilon$	$\epsilon_r$	$\frac{\epsilon}{\epsilon_0}$	
$\mu$	$\mu_r$	$\frac{\mu}{\mu_0}$	
$\epsilon_0$	1	$\epsilon_0$	$10^7 / 4 \pi c^2$
$\mu_0$	1	$\mu_0$	$4 \pi 10^{-7}$
Kazanç ( $g$ )	$cm^{-1}$		$m^{-1}$
Soğurma ( $\alpha$ )	$cm^{-1}$		$m^{-1}$

## 7. TARTIŞMA ve SONUÇ

Bu çalışmada, infra-red bölgede çalışan GaAs - GaAlAs kuantum çukurlarından oluşan bir katı lazer sisteminin (HELLISH), uygun Bragg tabakaları ile beraber, 0 derece açıyla gelen ışığın ışıma dalga boyu ( $\lambda_0$ ) 807 nm ve 15 derece açıyla gelen ışığın ışıma dalga boyu 783 nm bulunarak, şiddet yansımaya katsayısı, faz değişimi, elektrik alan yoğunluğu, kuşatma faktörü ve kazanç katsayısı hesapları yapılmıştır.

Ayrıca infra-red bölgede çalışan GaAs - GaAlAs kuantum çukurlarından oluşan ULTRA BRIGHT - HELLISH katı lazer sisteminin, ışıma dalga boyu ( $\lambda_0$ ) 811 nm olan, uygun Bragg tabakaları ile beraber şiddet yansımaya katsayısı, faz değişimi, elektrik alan yoğunluğu, kuşatma faktörü, kazanç katsayısı hesaplanmıştır.

Elektromanyetik alanın kuşatıldığı aktif bölge üzerindeki ve altındaki Bragg yansıtıcılarının periyodiklik sayısı değiştirilerek uygun ışıma şartları araştırılmıştır.

**KAYNAKLAR**

- 1- T.E. Sale, IEE Proc. Optoelectron, Vol.142, No.1, p. 37 February 1995
- 2- H.C.Casey, Jr., M.B.Panish, Heterostructure Lasers, Part A Fundamental Principles, San Diego New York Berkeley Boston London Sydney Tokyo Toronto
- 3- Yariv, A., Optical Electronics in Modern Communications, Fifth Edition : New York, 1997
- 4- Macleod,H.A(Hugh Angus), Thin -film optical filters, New York, American Elsevier Pub. Co., 1969
- 5- Singh, J., Semiconductor Devices, 1994
- 6- BOYD, IEEE J. Quantum Electron., 8, (10), p. 788 1972
- 7- D. D. Sell, H. C. Casey, Jr., and K. W. Wecht, J., Appl. Phys. 45, 2650 1974
- 8- H. C. Casey, D. D. Sell, and M. B. Panish, Appl. Phys. 24, 63 1974
- 9- O. S. Heavens, Journal of the optical society of America, 44, 5, p. 371 1954
- 10- ERDMANN F. SCHUBERT, IEEE Transactions on electron devices, 33, 5, p.625 MAY 1986
- 11- D. Ahn and S. L. Chuang, PHYSICAL REVIEW B. 34,12, p. 9034 15 December 1986
- 12- K. F. Brennan, J. Appl. Phys. 62 (6), p. 2392 15 September 1987
- 13- M. A. Haase, M. A. Emanuel, S. C. Smith, J. J. Coleman, and G. E. Stillman, Appl. Phys. Lett., 50 (7), p.404 16 February 1987
- 14- M. Alouani, S. Gopalan, M. Garriga, and N. E. Christensen, Physical Review Letters, 61, 14, p. 1643 3 October 1988
- 15- Jaros, M., Physics and Applications of Semiconductor Microstructures : Clarendon Press- Oxford 1989
- 16- Bastard, G., Wave Mechanics Applied to Semiconductor
- 17- N. Balkan, A.da Cunha, A.O'Brien, A. Teke, R. Gupta, A.Straw and M.Ç.Arıkan, Edited by K.Hess, J. P. Leburton, U. Ravaioli Plenum Press, p. 603-607 1996
- 18- Y. Ergün, I. Sökmen, H. Sarı, S. Elagöz and M. Ç. Arıkan, Semicond. Sci. Technol, 12, p. 802-807 1997

19- J. Zoroofchi, and J. K. Butler, J. Appl. Phys., 44, 8, p. 3697 1973

20- Jackson, J. D., Cllasical Electrodynamics, Berkeley, California 1974



## ÖZGEÇMİŞ

1973 yılında Adana'da doğdu. İlk ve orta öğrenimini Adana'da tamamladıktan sonra 1992 - 1996 yılları arasında Cumhuriyet Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümünde Lisans öğrenimini tamamladı. 1996-1997 de İstanbul'da öğretmenlik yaptı. 1997 yılının Nisan ayında Cumhuriyet Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümünde Araştırma Görevlisi olarak çalışmaya başladı. 1998 Şubat döneminde Yüksek Lisans öğrenimine başladı. Halen Fizik Bölümünde Araştırma görevlisi olarak çalışmaktadır.

