

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

**TÜMLEŞİK OPTİK AYGITLARDA DALGA YAYILIMI
İÇİN ETKİN İNDİS YÖNTEMİNİN İNCELENMESİ**

**Tezi Hazırlayan
Hayriye ALTURAL**

**Tezi Yöneten
Yrd. Doç. Dr. Ö. Galip SARAÇOĞLU**

**Elektronik Mühendisliği Anabilim Dalı
Yüksek Lisans Tezi**

**Temmuz 2005
KAYSERİ**

Yrd. Doç. Dr. Ö. Galip SARAÇOĞLU danışmanlığında **Hayriye ALTURAL** tarafından hazırlanan “**Tümleşik Optik Aygıtlarda Dalga Yayılımı İçin Etkin İndis Yönteminin İncelenmesi**” adlı bu çalışma, jürimiz tarafından Erciyes Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Elektronik Mühendisliği Anabilim Dalında **Yüksek Lisans** tezi olarak kabul edilmiştir.

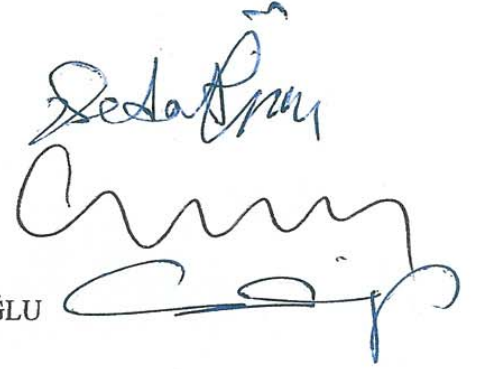
21/07/2005

JÜRİ:

Başkan: Prof. Dr. Sedat ÖZSOY

Üye : Doç Dr. Celal YILDIZ

Üye : Yrd. Doç. Dr. Ö. Galip SARAÇOĞLU



ONAY:

Bu tezin kabulü, Enstitü Yönetim Kurulunun 26/07/2005 tarih ve 2005.25/02 sayılı kararı ile onaylanmıştır.

26./07./2005.



N. Ayıldız

Prof. Dr. Nusret AYYILDIZ
Enstitü Müdürü

TEŐEKKÖR

Tez danıőmanlıęını yapan, çalıőmalarımnda yardımlarını esirgemeyen ve her konuda desteğini gÖrdüğüm değerli hocam Sayın Yrd. Doç. Dr. Ö. Galip Saraçoğlu'na teőekkÖr ederim.

Bu noktaya kadar gelmemde emeği geçen bÖtÖn hocalarıma, çalıőmalarım esnasında ihtiyacım olduğunda kapılarını açık tutan ve yardımcı olmaktan kaçınmayan Elektrik-Elektronik MÖhendislięi BÖlÖmÖ Öęretim üyelerine teőekkÖrlerimi sunarım.

Ayrıca, her zaman benimle olan, desteklerini esirgemeyen, akademik kariyer ısrarımnda yalnız bırakmayan, tezi hazırlama aőamasında bÖyÖk sabır ve fedakârlık Örneęi gÖsteren aileme de teőekkÖrÖ borç bilirim.

TÜMLEŞİK OPTİK AYGITLARDA DALGA YAYILIMI İÇİN ETKİN İNDİS YÖNTEMİNİN İNCELENMESİ

Hayriye ALTURAL
Erciyes Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü
Yüksek Lisans Tezi, Temmuz 2005
Tez Danışmanı: Yrd. Doç. Dr. Ö. Galip SARAÇOĞLU

ÖZET

Tümleşik optik aygıtlar, optik haberleşmede önemli bir yere sahiptir. Optik sistemleri gerçekleştirirken, optik işaretleri anahtarlayabilen, modüle edebilen, birleştirebilen, çoğullayabilen ve tekilleyebilen bu aygıtların temel yapı blokları, optik dalga kılavuzlarıdır.

Bu tez çalışmasında, uygulanması kolay ve etkin bir yöntem olan etkin indis yöntemi, dikdörtgen öze sahip optik dalga kılavuzlarında dalga yayılımının analizi için kullanılır.

Bu tez, beş bölümden oluşur. Birinci bölüm, tümleşik optik aygıtlara ve etkin indis yöntemine genel bir bakış sunar. Tümleşik optik aygıtların yapıları ve kullanımı açıklanır ve tümleşik optik aygıtlarda dalga yayılımı için etkin indis yönteminden bahsedilerek tezin amacı ortaya konur. İkinci bölümde, en basit optik dalga kılavuzları olan dilim dalga kılavuzlarında kılavuzlanmış modlara ilişkin özdeğer denklemleri elde edilir. Ayrıca, modların kesim şartı incelenir. Üçüncü bölümde, tümleşik optik dalga kılavuzlarının analizine giriş yapılır ve bu tür dalga kılavuzlarının analizinde kullanılan yöntemlerden kısaca bahsedilir. Etkin indis yöntemi ayrıntılı olarak ele alınır. Dördüncü bölümde, indis ve görünüş oranı kusurlarının dalga yayılımına etkisi incelenir. Son bölümde, bu tez çalışmasından çıkartılabilecek sonuçlar tartışılır.

Anahtar Sözcükler: Optik İletişim, Dalga Kılavuzları, Tümleşik Optik, Kusur, Etkin İndis, Görünüş Oranı.

**STUDY OF EFFECTIVE INDEX METHOD FOR WAVE PROPAGATION IN
INTEGRATED OPTIC DEVICES**

Hayriye ALTURAL
Erciyes University, Graduate School of Natural and Applied Sciences
M. S. Thesis, July 2005
Thesis Supervisor: Assist. Prof. Ö. Galip SARAÇOĞLU

ABSTRACT

Integrated optic devices have important role in optical communication. The basic building blocks of these devices that can switch, modulate, combine, multiplex and demultiplex optical signals in realizing optical systems are integrated optical waveguides.

In this thesis, the effective-index method which is an easy to apply and effective method is used for analyzing wave propagation in rectangular-core optical waveguides.

This thesis consists of five chapters. The first chapter presents an overview of the integrated optic devices and the effective-index method. The structures and usage of the integrated optic devices are explained and the aim of this work is designated by having been mention of this method for the wave propagation in them. In the second chapter, the eigenvalue equations are given related to the guided modes in the slab waveguides which are the most simple optical waveguides. Furthermore, the cut-off conditions of the modes are examined. In the third chapter, the analysis of the integrated optical waveguides is introduced and the methods used are explained briefly in them. The effective-index method is detailed particularly. In the fourth chapter, the effects of the index and the aspect ratio perturbations in respect of the propagation are investigated. At the final chapter, the results obtained from this research are discussed.

Keywords: Optical Communication, Waveguides, Integrated Optics, Perturbation, Effective Index, Aspect Ratio.

İÇİNDEKİLER

KABUL VE ONAY SAYFASI	II
TEŞEKKÜR.....	III
ÖZET	IV
ABSTRACT.....	V
KISALTMALAR	VIII
SİMGELER.....	IX
ŞEKİLLER LİSTESİ	X
BÖLÜM 1	
GENEL BAKIŞ.....	1
1.1 Giriş.....	1
1.2 Literatürde Etkin İndis Yöntemi	4
1.3 Tezin Amacı	6
1.4 Tezin İçeriği	7
BÖLÜM 2	
DİLİM DALGA KILAVUZLARI	8
2.1 Giriş.....	8
2.2 Simetrik Olmayan Dilim Dalga Kılavuzu.....	8
2.2.1 Kılavuzlanmış TE modlar	11
2.2.2 Kılavuzlanmış TM modlar	13
2.3 Simetrik Dilim Dalga Kılavuzu	15
2.3.1 Kılavuzlanmış TE modlar	16
2.3.2 Kılavuzlanmış TM modlar	18
2.4 Simetrik Olmayan DİDK ile Simetrik DİDK'nın V -b Eğrilerinin Karşılaştırılması	19
BÖLÜM 3	
TODK VE ANALİZ YÖNTEMLERİ	23
3.1 Giriş.....	23

3.2 TODK'ların Yapısı	23
3.3 Dikdörtgen Dalga Kılavuzlarının Analizinde Kullanılan Yöntemler	25
3.4 Etkin İndis Yöntemi	26
3.5 EİY'nin Uygulanışı	27

BÖLÜM 4

DALGA KILAVUZU KUSURLARININ YAYILIMA ETKİSİ	35
4.1 İndis ve Görünüş Oranı Kusurları	35
4.2 İndis Kusurlarının Dalga Yayılımına Etkisi.....	35
4.2.1 Sinüs Biçimli Değişen İndis Kusurları.....	35
4.2.2 Doğrusal Olarak Artan ve Azalan İndis Kusurları.....	37
4.3 Görünüş Oranı Kusurlarının Dalga Yayılımına Etkisi.....	41
4.3.1 Sinüs Biçimli Değişen Görünüş Oranı Kusurları.....	42
4.3.2 Doğrusal Olarak Artan ve Azalan Görünüş Oranı Kusurları	44

BÖLÜM 5

TARTIŞMA VE SONUÇ	49
-------------------------	----

KAYNAKLAR	51
-----------------	----

ÖZGEÇMİŞ	55
----------------	----

KISALTMALAR

DDK	Dielektrik Dalga Kılavuzu
DİDK	Dilim Dalga Kılavuzu
EİY	Etkin İndis Yöntemi
ODK	Optik Dalga Kılavuzu
TE	Enine Elektrik (Transverse Electric)
TM	Enine Manyetik (Transverse Magnetic)
TO	Tümleşik Optik
TOA	Tümleşik Optik Aygıt
TODK	Tümleşik Optik Dalga Kılavuzu
1-D	Tek boyutlu
2-D	İki boyutlu

SİMGELER

a	kılavuzun öz bölgesinin yarı-genişliği
b	normalize yayılım sabiti
d	kılavuzun öz bölgesinin yarı-kalınlığı
a/d	görünüş oranı
\vec{E}	elektrik alan vektörü
\vec{H}	manyetik alan vektörü
k	dalga sayısı
L	optik dalga kılavuzunun boyu
n_1, n_2, n_3	dilim dalga kılavuzunun kırılma indisleri
n_{etkin}	etkin kırılma indisi
V	normalize frekans
V_{kesim}	kesim frekansı
β	yayılım sabiti
Δ	bağıl kırılma indis farkı
$\varepsilon(x, y, z)$	dielektrik katsayısı
ε_0	boşluğun dielektrik geçirgenliği
$U, \Phi, \kappa_x, \kappa_y$	özdeğerler
λ	dalga boyu
μ_0	boşluğun manyetik geçirgenliği
ν	mod sayısı
ϕ, φ	fazlar
ω	açısal frekans

ŞEKİLLER LİSTESİ

Şekil 2.1 Simetrik olmayan DİDK'nın şematik gösterimi	9
Şekil 2.2 Simetrik olmayan 1-D DİDK'lar için kırılma indis profilleri.....	10
Şekil 2.3 Simetrik DİDK yapısı	15
Şekil 2.4 η 'nın dört farklı değeri için DİDK'da yayılan ilk altı moda (TE_m) ilişkin V - b eğrileri.....	22
Şekil 3.1 Dikdörtgen biçiminde öze sahip DDK yapısı	24
Şekil 3.2 (a) $2a$ genişliğine ve $2d$ kalınlığına sahip dikdörtgen dielektrik çubuk (b) $2a$ genişlikli dilim için etkin indisi tanımlamada $2d$ kalınlıklı dilimi kullanarak analizi (c) $2d$ kalınlıklı dilim için etkin indisi tanımlamada $2a$ genişlikli dilimi kullanarak analizi	28
Şekil 3.3 Bir dikdörtgen dalga kılavuzunda yayılan ilk üç moda ait V - b dispersiyon eğrisi ($a/d = 1.5$).....	34
Şekil 4.1 İlk üç mod için normalize yayılım sabitinin kılavuz boyunca değişimi ($a/d = 1.5$) (Sinüs biçimli değişen indis durumu)	36
Şekil 4.2 Farklı görünüş oranları için temel moda ait normalize yayılım sabitinin kılavuz boyunca değişimi (Sinüs biçimli değişen indis durumu).....	37
Şekil 4.3 Farklı görünüş oranları için temel moda ait normalize yayılım sabitinin kılavuz boyunca değişimi (Doğrusal olarak artan indis durumu).....	38
Şekil 4.4 İlk üç mod için normalize yayılım sabitinin kılavuz boyunca değişimi ($a/d = 1.5$) (Doğrusal olarak artan indis durumu)	39
Şekil 4.5 Farklı görünüş oranları için temel moda ait normalize yayılım sabitinin kılavuz boyunca değişimi (Doğrusal olarak azalan indis durumu)	40
Şekil 4.6 İlk üç mod için normalize yayılım sabitinin kılavuz boyunca değişimi ($a/d = 1.5$) (Doğrusal olarak azalan indis durumu).....	41
Şekil 4.7 Farklı d değerleri için, temel moda ait normalize yayılım sabitinin kılavuz boyunca değişimi (Sinüs biçimli değişen görünüş oranı durumu).....	42
Şekil 4.8 d 'nin üç farklı değeri için, dalga kılavuzunda yayılan modların normalize yayılım sabitlerinin kılavuz boyunca değişimi (Sinüs biçimli değişen görünüş oranı durumu).....	43

Şekil 4.9 Üç farklı d değeri için temel moda ait normalize yayılım sabitinin kılavuz boyunca değişimi (Doğrusal olarak artan görünüş oranı durumu).....	44
Şekil 4.10 d 'nin üç farklı değeri için, dalga kılavuzunda yayılan modların normalize yayılım sabitlerinin kılavuz boyunca değişimi (Doğrusal olarak artan görünüş oranı durumu)	45
Şekil 4.11 Üç farklı d değeri için temel moda ait normalize yayılım sabitinin kılavuz boyunca değişimi (Doğrusal olarak azalan görünüş oranı durumu).....	46
Şekil 4.12 d 'nin üç farklı değeri için, dalga kılavuzunda yayılan modların normalize yayılım sabitlerinin kılavuz boyunca değişimi (Doğrusal olarak azalan görünüş oranı durumu)	47

BÖLÜM 1

GENEL BAKIŞ

1.1 Giriş

Yüksek hızlı haberleşmede artan bant genişliği ihtiyacı, son yıllarda modülasyonun da optik olarak yapılma ihtiyacını ortaya çıkarmıştır. Optik fiberler, yüksek bant genişliğinde çalışmaya uygun olsalar da, modülasyon için gerekli olan elektrik-optik ve optik-elektrik işaret dönüşümünde kullanılan yarıiletken aygıtlar, optik haberleşmedeki hızı sınırlamaktadır. Dönüşümdeki hız sınırlamasını ortadan kaldırmak için, optik dalgayı dönüşüme ihtiyaç duymaksızın modüle etme yeteneğine sahip olan tümleşik optik aygıtlar (TOA'lar), araştırmacılar tarafından yoğun olarak araştırılmaktadır [1-6].

Işık, bir fiber optik kabloda ya da bir düzlemsel taban üzerinde kılavuzlanabilir. Bir düzlemsel taban üzerindeki kılavuzlayıcıya bir dilim dalga kılavuzu denir ve bu, tümleşik optiğin temelidir. Herhangi bir kılavuzlayıcı yapı elde etmek için, bir kırılma indis profili oluşturmak gerekir. Uygun profiller, silika cam yapı içine belli oranlarda kimyasal olarak uyumlu bileşikler katılarak elde edilebilir; bu yolla, malzemenin kırılma indisi ve diğer kimyasal-fiziksel özellikleri değiştirilir [7].

Tümleşik optik (TO) kavramı, ilk kez, 1965'te, D. B. Anderson tarafından ileri sürülmüştür [8]. Tümleşik optiğin tarihi ise, 1969'da, Stewart E. Miller'in yaptığı bir çalışmayla başlamıştır. Çalışmasında bu konuya ayrıntılı bir giriş yapmış ve bunun, gelecekte optik haberleşmede alacağı yerin önemine değinmiştir. Ayrıca, TOA'lar için orijinal önerilerde bulunmuştur. Optik, haberleşme ve mikrodalga alanlarında çalışan bir çok bilim adamı, çalışmalarını, TO üzerine yoğunlaştırmıştır. Yarı ticarî birçok TOA gerçekleştirilmiş, araştırılmış ve prototiplerde kullanılmıştır. Daha sonraları, TO dünyasında yeni gelişmeler sağlanmıştır [9].

Üç malzeme, TO teknolojisinde önemli bir yere sahiptir: cam, dielektrik kristaller (LiNbO_3) ve yarıiletkenler (InGaAsP) (III-V bileşikleri). Bu malzemelerin bazı karakteristiklerinin karşılaştırılması, Tablo 1.1’de verilmiştir.

Tablo 1.1 TO Malzemelerin Karşılaştırması [9].

	Cam	Kristal	Yarıiletken
Teknoloji	Basit	İlimli	Karmaşık
Kayıp	Çok düşük	Düşük	Orta
Toplam yoğunluk	Düşük	Düşük	Orta
Elektro-optik vb. etkiler	Çok düşük	Yüksek	Yüksek
Optik kuvvetlendirme	Yok	Düşük	Yüksek
Lineer olmayan etki	Çok düşük	Yüksek	?
Kullanılabilirlik	Çok iyi	Orta	Kötü

TO’da ışığı kılavuzlama, toplam iç yansıma olayına dayandığından bu tür optik dalga kılavuzlarını (ODK’ları) ve aygıtları düzlemsel biçimde yapmak için, ince film ile mikro-üretim teknikleri birleştirilir. Bir TO devrenin en temel yapı bloğu, bir dalga kılavuzudur [10].

TO uygulamalarda dilim dalga kılavuzları, değişik yollarla oluşturulur. Bunların en basiti, cam ya da plastik taban üzerine cam ya da plastik filmlerin (ince tabakaların) yerleştirilmesidir. Bu filmler; buharlaştırma, püskürtme ya da epitaksiyel büyütme teknikleri ile yerleştirilebilir. TO uygulamalar için dielektrik ODK’ları oluşturmanın başka bir yöntemi, iyon katkılama tekniklerini kullanmaktır. Taban malzemesi uygun iyonlar ile bombardıman edilerek taban tabakasının kırılma indisi, bir dielektrik dilim dalga kılavuzu oluşturulacak biçimde değiştirilebilir. Kılavuzlayıcı bölgenin derinliği, iyon demetini hızlandırmada kullanılan enerjinin seçimi ile kontrol edilebilir [11].

Birçok TO uygulama, aralıksız iki boyutlu bir film yerine, dar dielektrik şerit dalga kılavuzları kullanır. Bu tür dalga kılavuzları, iyon katkılama teknikleri ya da art arda sürekli aşındırılan taban tabaka üzerine ince bir filmin yerleştirilmesi ile oluşturulur.

Tümleşik optiğin en geniş uygulaması, haberleşme sistemlerindedir. Tümleşik optik dalga kılavuzları (TODK'lar) ise, küçük boyut, hafiflik, elektromanyetik girişimden bağımsızlık gibi avantajları sebebiyle, ışın ayırıcıları, bağlaştırıcılar, elektro-optik modülatörler ve algılayıcılar gibi uygulamalarda tercih edilirler.

TODK'ların standart bir sınıflandırması yoktur. Fakat, kabaca, aşağıdaki gibi sınıflandırmaya tabi tutulabilir [9]:

- 1) Sabit özelliklere sahip pasif dalga kılavuzları. Örneğin; birleştiriciler, ışın ayırıcılar.
- 2) Değişken özelliklere sahip pasif ve dinamik dalga kılavuzları. Örneğin; modülatörler, anahtarlar.
- 3) Optik olarak aktif dalga kılavuzları. Örneğin; lazerler, kuvvetlendiriciler.

Cam, pasif dalga kılavuzlarında kullanılırken; dielektrik kristaller ve yarıiletkenler, ya pasif ve dinamik ya da aktif dalga kılavuzlarında kullanılırlar [9].

Genellikle, dairesel olmayan kesite sahip olan TOA'lardaki dalga yayılımının analizi başlıca üç sınıfa ayrılabilir [12]: Sayısal, yarı-analitik ve analitik. Problem uzayının ayrıklaştırılmasını kullanan ve genellikle sonlu farklara dayanan sayısal yöntemler, esnek olmaları ve doğrulukları ile en çok kabul gören yöntemlerdir [13]. Bu yüzden karmaşık kesitli yapılardaki üç boyutlu analizler için halihazırda kullanılmaktadır. Fakat problem uzayının genişletilmesi ve/veya ağ boyutunun küçültülmesi durumunda büyük bilgisayar hafızalarına ve uzun hesaplama zamanlarına ihtiyaç duymaları, sonlu farka dayalı sayısal yöntemleri genel tasarım amaçları için kullanışsız kılar. Doğrulukta bir azalma oluşturmadan yapılan yaklaşıklıklar ve temel teorik bilgileri kullanarak geliştirilen yarı-analitik yöntemler, daha az bilgisayar hafızalarına ve iterasyona ihtiyaç duyduklarından bu tür yapıların analizinde oldukça kullanışlıdır. Analitik yöntemler, en kesin sonuçları vermelerine rağmen, derin teorik bilgi gerektirmeleri ve bilgisayar teknolojilerinden yararlanmadıkları için uzun zaman almaları dezavantajlarıdır.

Son yıllarda yarı-analitik yöntemlerden olan etkin indis yöntemi (EİY), TOA'lardaki yayılım karakteristiklerinin araştırılmasında yaygın olarak tercih edilmektedir [14-27]. Yapılan uygun yaklaşımlarla daha az bilgisayar hesaplamaları gerektirmesi en belirgin özellikleridir [14].

1.2 Literatürde Etkin İndis Yöntemi

EİY, ilk olarak, dikdörtgen özlü basit bir dalga kılavuzunun temel modu için Marcatili'nin sonuçlarını [28] daha iyi hale getirme amacıyla 1970'te Knox ve Toullos tarafından ileri sürüldü [29]. EİY, otuz yıldır, dikdörtgen özlü dielektrik dalga kılavuzlarının (DDK'ların) analizi için kullanılmaktadır.

EİY, iki boyutlu bir alan problemini, tek boyutlu bir etkin dalga kılavuzu için bir alan problemi haline getirir. Bu tek boyutlu problem de, daha sonra, analitik olarak ya da iki boyutlu durum için gerekli olandan daha basit yöntemler aracılığıyla çözülebilir. Dikdörtgen DDK'lar için bu yöntemin, diğer yöntemlerden daha iyi olduğu rapor edilmektedir [21].

EİY, başlangıçta, dikdörtgen DDK'ların analizi için ileri sürülmüştür. Bu yöntem, daha sonra Buus tarafından, yarıiletken lazerlere uygulanmıştır [26]. Yarıiletken lazerlerde dalga kılavuzlarının analizi, iki boyutlu bir problemdir ve bu problemin çözümünü kolaylaştırmak için, EİY farklı biçimlerde kullanılmıştır. Basit bir yarıiletken lazer yapısında, aktif tabakaya dik kılavuzlama, malzeme bileşiminin değişimi ile sağlanmaktadır [26].

EİY, kare dielektrik çubukların analizinde belirsiz sonuçlar üretir. Optik ve mikrodalga tümdevreleri oluşturmada vazgeçilmez olan dikdörtgen DDK'lar, son on beş yıl boyunca geniş ölçüde incelenmiştir. Bu tür dalga kılavuzlarının yayılım karakteristiklerini elde etmede kullanılan bir çok farklı teknikten biri olan EİY (etkin dielektrik sabiti yöntemi olarak da adlandırılır), şüphesiz, en etkili ve en basitidir. Bu yöntemin karmaşık yapılara yaygın biçimde uygulanmasına rağmen, bazı basit dalga kılavuzları için, özellikle alçak frekanslarda, tatmin edici sonuçlar vermez. Bir diğer sakıncası da, yöntemin, kare özlü fiberlerin analizinde belirsiz sonuçlar üretmesidir

[30]. Kare biçimindeki öz ve bunu çevreleyen yelek arasındaki kırılma indis farkı büyük olduğu zaman, bu belirsizlik çok ciddi boyutlara ulaşmaktadır.

Bazı temel dikdörtgen yapıların analizi için, EİY'nin doğruluğunu artırmak ve kesime yakın durumda da uygulanabilmesini sağlamak amacıyla K. S. Chiang, EİY'nin bu kusurlarının üstesinden gelen ve yine de basit etkin indis kavramını muhafaza eden yeni bir teknik sunmuştur. Yeni teknik, her bir mod için iki etkin indis içerdiğinden, ikili etkin indis yöntemi olarak isimlendirilir [24]. İkili etkin indis yöntemi de, görünüş oranı 1 olan dalga kılavuzu için kullanışlı değildir. Uygulamada, her zaman, 1'den biraz büyük görünüş oranına sahip (örneğin, 1.001) bir dalga kılavuzu, göze çarpan hatalara maruz kalmaksızın, görünüş oranı 1 olan dalga kılavuzuna yaklaşımda kullanılabilir. İkili etkin indis yöntemi, bazı özel durumlar haricinde, çok fazla iterasyon gerektirdiğinden, EİY'den daha az kullanışlıdır.

Dikdörtgen DDK'ların analizi için ilk yaklaşık yöntemler olan Marcatili ve etkin indis yöntemlerinin en önemli avantajları, basit olmalarıdır. Çünkü, her iki yöntem, sadece iki dilim dalga kılavuzu için çözümler gerektirir. Chiang tarafından ileri sürülmüş olan bu ikili etkin indis yöntemi ise, ikiden çok dilim dalga kılavuzu ve çok sayıda iterasyon içerdiğinden, önceki yöntemlerden daha karmaşıktır.

Ayrıca, EİY, özdeş dikdörtgen dalga kılavuzlarının oluşturduğu doğrusal ve düzlem dizilere uygulanmıştır [22]. EİY, başlangıçta, Marcatili yönteminin değiştirilmiş bir versiyonu olarak, dikdörtgen özlü DDK'ların analizi için ileri sürüldü. Yöntem, karma (kompozit) dalga kılavuzları, difüzyonlu kanal dalga kılavuzları ve keyfî şekilli homojen olmayan optik fiberler gibi çok karmaşık dalga kılavuzu yapılarını açıklamak için genişletildi [22].

Dikdörtgen özlü DDK'ların vektör modlarını analiz etmede EİY'yi içine alan yaklaşımlar, ayrıntılı olarak, Chiang tarafından incelenmiştir [19]. EİY'nin, modları belirleyen tam vektör dalga denklemini çözemediği; onun yerine, indirgenmiş vektör dalga denklemini çözdüğü gösterilmiştir.

Dikdörtgen özlü DDK'ların analizi için EİY'nin asimptotik bir incelemesi, yine, Chiang tarafından verilmiştir [21]. Etkin indisin hesaplanma şekline bağlı olarak EİY'yi uygulamanın iki biçimi dikkate alınmış ve yayılım sabitinin hesabındaki hatalardan

ifadeler türetilmiştir. Bu ifadeler; yöntemin doğruluğunun, normalize frekans, mod mertebeleri, dalga kılavuzu boyutları ve öz ve çevre ortamların bağıl kırılma indisleri ile nasıl değiştiğini açık bir biçimde gösterir. Yöntemin ana amacı, dikdörtgen yapıyı, başka bir dilimden elde edilen bir etkin kırılma indisine sahip eşdeğer bir dilim ile değiştirmektir. Sadece dilim dalga kılavuzları için çözümler gerekli olduğu için, bu yöntem, dikdörtgen yapıyı doğrudan çözen yöntemlerden daha etkilidir. Yöntemin doğruluğunun, optik dalga boyu, dalga kılavuzu boyutları, mod mertebeleri ve kırılma indis profili ile nasıl değiştiği aşağıda özetlenmiştir [21]:

- Yöntemin doğruluğu, artan V normalize frekans ve görünüş oranı ile daha iyi hale gelmektedir.
- Artan mod mertebeleri ve bağıl kırılma indisi ile de yöntemin doğruluğu azalmaktadır. Çünkü, hata ifadesinin değeri artmaktadır.

Yerleşik karışıklık düzeltmeye sahip bir EİY, dikdörtgen DDK'ların analizi için, EİY'nin doğruluğunu artırmak ve kesime yakın durumda da uygulanabilmesini sağlamak amacıyla, Chiang tarafından geliştirilmiştir [17, 20]. Yerleşik karışıklık düzeltmeye sahip bir EİY, karışıklık (pertürbasyon) teorisine dayanan çok sıkı bir yaklaşım olduğu için, klasik EİY kadar etkili bir kullanım alanına sahip değildir. Dalga kılavuzu tipine bakmaksızın, verilen bir normalize frekans için EİY ile, yayılım sabitini hesaplamak, bir 166 MHz Pentium PC ile, bir saniyeden az bir zaman aldığı; dalga kılavuzu tipine bağlı olarak, başka bir yöntem (Fourier analizi) ile, aynı hesaplamanın (verilen V değeri için β) ise, 10 dakika ilâ 3 saat arasında bir zaman aldığı rapor edilmektedir [17].

1.3 Tezin Amacı

Bu tez çalışmasında amaç, öncelikle, optik haberleşmede önemli bir yere sahip olan TOA'ların en temel yapısını oluşturan TODK'ların analizini, yarı analitik yöntemlerden olan EİY'yi kullanarak yapmak ve daha sonra, literatürdeki çalışmalardan farklı olarak, bu tür dalga kılavuzlarında meydana gelen indis ve görünüş oranı kusurlarının, dalga yayılımına etkisini araştırmaktır.

1.4 Tezin İçeriği

Tez çalışmasında, öncelikle, en basit ODK'lar olan dilim dalga kılavuzlarının analizi için elektromanyetik temeller araştırılmıştır. Daha sonra, EİY'nin, TODK'lara uygulanışı ayrıntılı olarak gösterilmiştir. Son olarak, bu tür ODK'larda meydana gelen indis ve görünüş oranı kusurlarının, dalga yayılımına etkisi incelenmiştir.

BÖLÜM 2

DİLİM DALGA KILAVUZLARI

2.1 Giriş

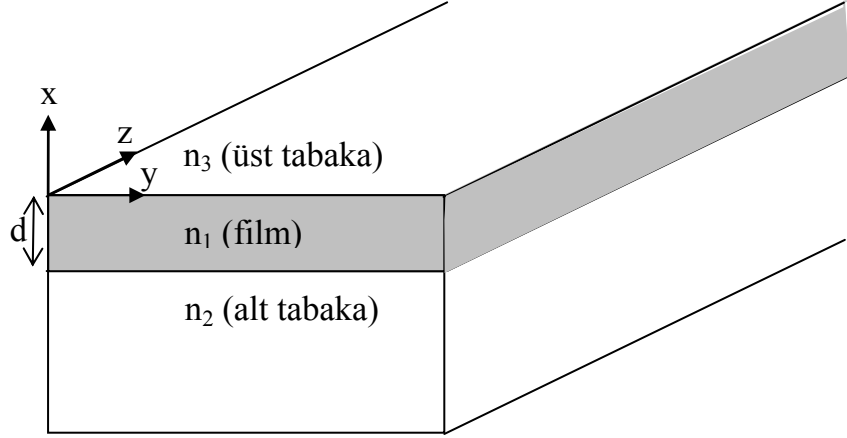
Dilim dalga kılavuzları (DİDK'lar), en basit ODK'lardır. Basit geometrilerinden dolayı, bu tür dalga kılavuzların kılavuzlanmış ve radyasyon (ışınım) modlarını, basit matematiksel ifadeler ile tasvir etmek mümkündür. Böylece, DİDK'lar ve bunların özelliklerinin incelenmesi, çoğu kez, daha karmaşık ODK'ların kılavuzlama özelliklerini anlamada yarar sağlar. Bununla birlikte; DİDK'lar, sadece, ODK'ların daha genel tipleri için model olarak kullanılmakla kalmaz, aynı zamanda, TOA'larda ışığı kılavuzlamada da kullanılırlar.

Bu bölümde, öncelikle, simetrik olmayan ve simetrik DİDK yapıları ayrı ayrı ele alınacak ve bu tür yapılarda kılavuzlanmış modlara ilişkin özdeğer denklemleri elde edilmeye çalışılacaktır. Bu denklemlerin yardımıyla, kılavuzlanmış modların kesim değerlerine ait ifadeler türetilecektir. Son olarak, her iki yapının V - b eğrileri, grafiksel olarak karşılaştırılacaktır.

2.2 Simetrik Olmayan Dilim Dalga Kılavuzu

Tipik bir TO uygulamasında kullanılan, simetrik olmayan DİDK yapısı, Şekil 2.1.'de şematik olarak gösterilmiştir. n_1 kırılma indisine sahip ve kılavuzun filmi olan orta tabaka, n_2 kırılma indisli bir alt tabaka üzerine yerleştirilmiştir. Filmin üstündeki üst tabakanın kırılma indisi, n_3 olarak gösterilmiştir. Eğer bu ortam, hava ise; n_3 kırılma indisi, 1 olur. Eğer n_1 kırılma indisli kılavuzlayıcı bölge, her iki taraftan (üstten ve alttan) dielektrik malzemelerle çevrilirse; n_3 , 1'den farklı bir değere sahip olur. Alt ve üst arayüzeylerde tam yansıma şartını sağlamak için, $n_1 > n_2 \geq n_3$ olması gerekir. Eğer

$n_2 = n_3$ ise, DİDK, simetrik olur. $n_2 \neq n_3$ olduğu durumda, simetrik olmayan DİDK yapısı elde edilir.



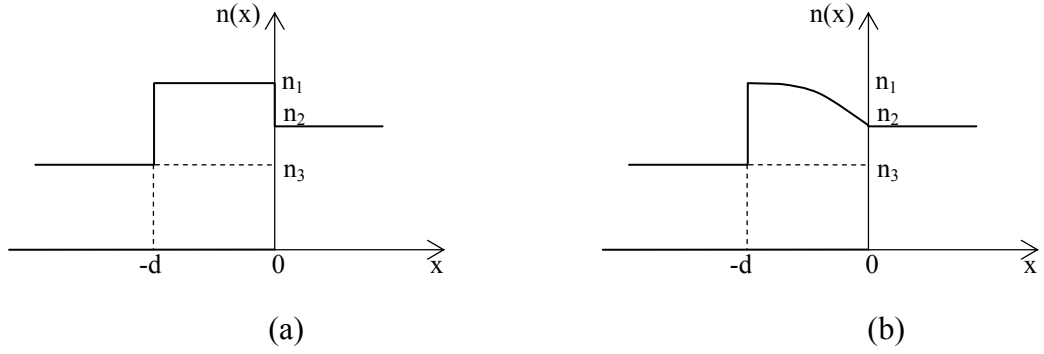
Şekil 2.1. Simetrik Olmayan DİDK'nın Şematik Gösterimi.

DİDK, daha düşük n_2 ve n_3 kırılma indisli ortamlar ile etrafı çevrilmiş, yüksek n_1 kırılma indisli bir ortam içerisinde ışığı kuşatır. Burada, bir ışık ışını, tek yönde sınırlandırılmış dalga kılavuzunu baştan sona doğru zikzaklar çizerek ilerler. Işık, kılavuzlayıcı ve diğer tabakalar arasındaki arayüzlerde meydana gelen toplam iç yansımalarla, filme hapsedilir.

Şekil 2.1'de verilen koordinat sistemine göre, simetrik olmayan DİDK'nın kırılma indis değişimi, Şekil 2.2.(a)'da gösterildiği gibi, bir $n(x)$ süreksiz fonksiyonu ile temsil edilebilir. Farklı imâlat yöntemleri kullanarak daha düzgün indis profilleri oluşturmak mümkündür. Örneğin; Şekil 2.2.(b), kristalimsi bir taban tabakaya metal atomlarının difüzyonu ile bir kılavuz yapıldığı zaman elde edilen, gradyan (değişken) indisli bir profili gösterir. Bu durumda, kristal yüzeyinin altındaki indis dağılımı,

$$n(x) = n_2 + (n_1 - n_2) \exp[-(x + d)^2 / L_D^2] \quad , \quad x > -d \text{ için} \quad (2.1)$$

ile verilen [31] bir Gauss fonksiyonudur. Burada L_D , difüzyon koşullarına ait bir sabittir ve difüzyon uzunluğu olarak adlandırılır.



Şekil 2.2. Simetrik Olmayan 1-D DİDK'lar İçin Kırılma İndis Profilleri.
a) Basamak İndisli, b) Gradyan İndisli.

Bu tür dalga kılavuzların analizinde, basitlik için, modal çözüm kullanılır. Simetrik olmayan dilim, sınırlı sayıda kılavuzlanmış modu destekler. Bu dilime, sonsuz sürekli kılavuzlanmamış radyasyon modları da katılır. Kılavuzlanmış ve kılavuzlanmamış bu modlar, bir sınır değer probleminin çözümleri olarak elde edilir [11]. Kılavuzlanmış modlar, ışın optiği (geometrik optik) yaklaşımıyla da gösterilebilir. Bu tezde, dalga optiği yaklaşımından yola çıkarak, kılavuzlanmış modların özdeğer denklemleri elde edilmiştir.

Simetrik olmayan DİDK'ların kılavuzlanmış modlarına ait özdeğer denklemleri elde etmek için, öncelikle, Maxwell denklemleri çözülmelidir. Kayıpsız ve kaynaksız ortamlarda bu denklemler,

$$\nabla \times \vec{H} = \varepsilon_0 n^2 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (2.2)$$

ve

$$\nabla \times \vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad (2.3)$$

biçiminde yazılabilir. \vec{E} ve \vec{H} , sırasıyla, elektrik ve manyetik alan vektörleridir. μ_0 ve ε_0 , sırasıyla, boşluğun manyetik geçirgenliği ve dielektrik geçirgenliğidir. Burada, manyetik malzemeler dikkate alınmamıştır. n , ortamın kırılma indisidir.

DİDK'nın tasvirini basitleştirmek için, y-yönünde hiçbir değişimin olmadığı ($\partial/\partial y = 0$ olduğu) farz edilmiştir. DİDK'nın modları, TE ve TM modlar olarak sınıflandırılabilir. TE ya da enine elektrik modlar, dalga yayılım yönünde bir elektrik alan bileşenine sahip olmazken; TM ya da enine manyetik modlar, boyuna bir manyetik alan bileşenine sahip olmaz. TE ve TM modlar, ayrı ayrı dikkate alınır. Kılavuzlanmış modların alanları, $x = \pm\infty$ 'da sıfıra eşit olmalıdır.

Maxwell denklemlerindeki rotasyonel ifadeleri açıldıktan sonra, elektrik ve manyetik alan bileşenleri biçiminde,

$$\frac{\partial H_z}{\partial y} + j\beta H_y = j\omega\epsilon_0 n^2 E_x \quad (2.4)$$

$$j\beta H_x + \frac{\partial H_z}{\partial x} = -j\omega\epsilon_0 n^2 E_y \quad (2.5)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} = j\omega\epsilon_0 n^2 E_z \quad (2.6)$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial y} + j\beta E_y = -j\omega\mu_0 H_x \quad (2.7)$$

$$j\beta E_x + \frac{\partial E_z}{\partial x} = j\omega\mu_0 H_y \quad (2.8)$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} = -j\omega\mu_0 H_z \quad (2.9)$$

elde edilir. Dielektrik katsayısının, genel olarak, $\epsilon(x, y, z) = \epsilon_0 n^2(x, y, z)$ biçimine sahip olduğu farz edilir. Eğer $\epsilon(x, y, z)$ 'nin z bağımlılığı, bir dalga boyu ölçeğinde yavaşsa; kırılma indis profili biçimi, ışığı, xy -düzleminde hapsedecektir. Kılavuzun y -yönünde sonsuz uzanması sebebiyle, dielektrik katsayısının, $\epsilon(x) = \epsilon_0 n^2(x)$ olduğu kabul edilebilir. $n(x)$, kırılma indis profilidir.

2.2.1 Kılavuzlanmış TE modlar

TE modlar, sadece, üç alan bileşenine sahip olur: E_y , H_x ve H_z . Dilime ilişkin koordinat sisteminin konumu, Şekil 2.1.'de gösterilmiştir. Dilim, yz -düzleminde sonsuz olarak uzanmaktadır. Alanların zamana ve z -yönüne bağımlılığı, $e^{j(\omega t - \beta z)}$ çarpanı ile ifade

edilir. Bu, ω/β faz hızı ile pozitif z-yönünde ilerleyen bir dalgayı temsil eder. Bu çarpan, bütün alan ifadelerinde ortaktır ve bu yüzden, kısalık için, gösterilmemiştir. Bu tip modlarda $E_x = 0$, $E_z = 0$ ve $H_y = 0$ olması nedeniyle ve Denk. (2.2) ve (2.3)'te verilen Maxwell denklemlerinden hareketle,

$$j\beta H_x + \frac{\partial H_z}{\partial x} = -j\omega\varepsilon_0 n^2 E_y \quad (2.10)$$

$$\beta E_y = -\omega\mu_0 H_x \quad (2.11)$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} = -j\omega\mu_0 H_z \quad (2.12)$$

elde edilir. (2.11) ve (2.12) denklemleri, (2.10) denkleminde yerine yazılırsa, E_y bileşeni için tek boyuta indirgenmiş dalga denklemi,

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + (n^2 k^2 - \beta^2) E_y = 0 \quad (2.13)$$

biçiminde elde edilir. Burada, $k^2 = \omega^2 \varepsilon_0 \mu_0$ ifadesi kullanılmıştır. Bu tek boyuta indirgenmiş dalga denkleminin çözümleri araştırılır. Dalga denkleminin özel çözümlerine mod denir.

Çözümler, $x = 0$ ve $x = -d$ 'deki iki dielektrik arayüzeyde sınır şartlarını sağlamalıdır. Sınır şartları, teğetsel elektrik ve manyetik alanların, dielektrik süreksizliklerinde sürekli olmasını gerektirir. Yani, E_y ve H_z ($\propto \partial E_y / \partial x$), bu arayüzeylerde sürekli olmalıdır. E_y bileşeni için bu sınır şartlarını sağlayan ve $x = \pm\infty$ 'da sifıra eşit olan çözümlerden elde edilen ifadelerin yardımıyla, simetrik olmayan DİDK'da yayılan TE modlara ait özdeğer denklemi,

$$\tan(\kappa d) = \frac{\kappa(\gamma + \delta)}{\kappa^2 - \gamma\delta} \quad (2.14)$$

olarak elde edilir [11, 31]. κ , γ ve δ parametreleri,

$$\kappa = (n_1^2 k^2 - \beta^2)^{1/2} \quad (2.15)$$

$$\gamma = (\beta^2 - n_2^2 k^2)^{1/2} \quad (2.16)$$

$$\delta = (\beta^2 - n_3^2 k^2)^{1/2} \quad (2.17)$$

denklemleri ile tanımlanır. β özdeğeri, DİDK'da kılavuzlanmış modların yayılım sabitidir. Sadece belli β değerleri, bu denklemi sağlar. Böylece, kılavuz da, sadece, ayırık kılavuzlanmış mod takımını destekler.

Kılavuzun film ve alt tabaka kırılma indislerinin karelerinin farkını, çalışılan dalga boyu ve film kalınlığı ile birleştiren bir parametre tanımlanabilir. Bu parametre,

$$V = (n_1^2 - n_2^2)^{1/2} kd = \kappa d \quad (2.18)$$

olarak ifade edilebilir.

$\beta = n_2 k$ olduğunda, $\gamma = 0$ olur. Bu durumda, dalganın kesimde olduğu söylenir. Her bir kılavuzlanmış TE modu için V 'nin kesim değeri, bu özdeğer denkleminde elde edilebilir. $\gamma = 0$, kesim noktasıdır.

$$V_{kesim} = (\kappa d)_{kesim} \quad (2.19)$$

bağıntısı, her modun kesim noktasında elde edilir. κ , δ , $\beta = n_2 k$ ve $\tan(\kappa d)$ denklemlerinden,

$$V_{kesim} = \tan^{-1} \left[\frac{(n_2^2 - n_3^2)^{1/2}}{(n_1^2 - n_2^2)^{1/2}} \right] + \nu \pi \quad (2.20)$$

olarak elde edilir [11]. Burada, $\nu = 0, 1, 2, \dots$ tamsayı değerleri kullanılır. ν , mod sayısıdır.

2.2.2 Kılavuzlanmış TM modlar

Enine manyetik ya da TM modlar; H_y , E_x ve E_z alan bileşenlerine sahiptir. Kılavuzlanmış TE modlar için dalga denklemini türetmede uygulanan prosedür, TM modlar için dalga denklemini türetmede de uygulanırsa,

$$j\beta E_x + \frac{\partial E_z}{\partial x} = j\omega\mu_0 H_y \quad (2.21)$$

$$\beta H_y = \omega\varepsilon_0 n^2 E_x \quad (2.22)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial x} = j\omega\varepsilon_0 n^2 E_z \quad (2.23)$$

elde edilir. (2.22) ve (2.23) denklemleri, (2.21) denkleminde yerine yazılırsa, H_y bileşeni için tek boyuta indirgenmiş dalgı denklemleri,

$$\frac{\partial^2 H_y}{\partial x^2} + (n^2 k^2 - \beta^2) H_y = 0 \quad (2.24)$$

biçiminde elde edilir. H_y ve E_z ($\propto \partial H_y / \partial x$) bileşenleri, $x = 0$ ve $x = -d$ dielektrik arayüzeylerinde sürekli olmalıdır. H_y bileşeni için bu sınır şartlarını sağlayan ve $x = \pm\infty$ 'da sifıra eşit olan çözümlerden elde edilen ifadelerin yardımıyla, simetrik olmayan DİDK'da yayılan TM modlara ait özdeğer denklemleri,

$$\tan(\kappa d) = \frac{n_1^2 \kappa (n_3^2 \gamma + n_2^2 \delta)}{n_2^2 n_3^2 \kappa^2 - n_1^4 \gamma \delta} = \frac{\kappa (\gamma' + \delta')}{\kappa^2 - \gamma' \delta'} \quad (2.25)$$

olarak elde edilir. Denk. (2.25)'te $\gamma' = \left(\frac{n_1^2}{n_2^2}\right)\gamma$ ve $\delta' = \left(\frac{n_1^2}{n_3^2}\right)\delta$ olarak verilir.

Kesimde,

$$V_{kesim} = (\kappa d)_{kesim} \quad (2.26)$$

bağıntısı uygulanır. Bununla birlikte; TM modları için kesim şartı, TE modlarından farklıdır. $\beta = n_2 k$, $\gamma = 0$ ve Denk. (2.25)'te verilen $\tan(\kappa d)$ denklemlerinden,

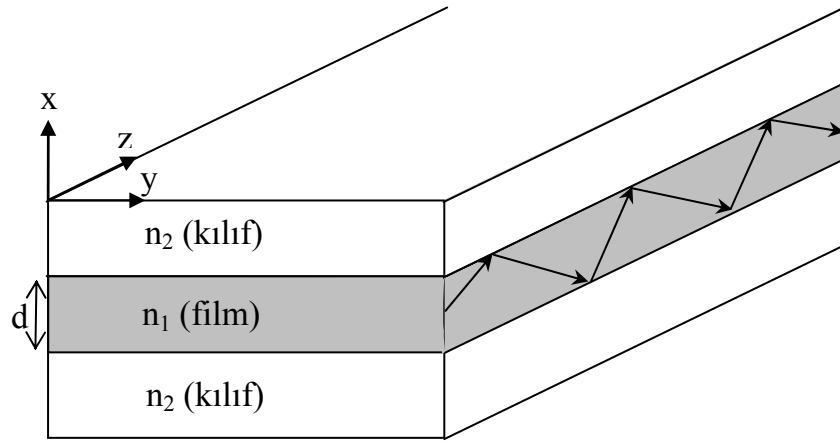
$$V_{kesim} = \tan^{-1} \left[\left(\frac{n_1^2}{n_3^2} \right) \frac{(n_2^2 - n_3^2)^{1/2}}{(n_1^2 - n_2^2)^{1/2}} \right] + v\pi \quad (2.27)$$

ifadesi elde edilir [11].

2.3 Simetrik Dilim Dalga Kılavuzu

Simetrik DİDK'lar, simetrik olmayan DİDK'ların özel bir durumudur. Basit geometrilerinden dolayı, simetrik DİDK'lar, daha karmaşık yapılara sahip ODK'ların analizinde kullanılmaktadır. Simetrik DİDK'ların modları, simetrik olmayan DİDK'larından daha basittir. Çünkü, bu modlar, ya çift ya da tek alan dağılımları olarak ifade edilebilir. Simetrik dilimler, simetrik olmayan dilimlerin sadece sınırlayıcı durumlarıdır.

Simetrik DİDK yapısı, Şekil 2.3.'te gösterilmiştir. Yapı, simetrik olmayan DİDK yapısında olduğu gibi, üç tabakalı bir dilim biçimindedir.



Şekil 2.3. Simetrik DİDK Yapısı.

n_1 kırılma indisine sahip ve kılavuzun filmi olan orta tabaka, n_2 kırılma indisli tabakalar arasında yerleştirilmiştir. Simetrik olmayan DİDK yapısında, $n_3 = n_2$ alınarak ve üst tabakanın kalınlığı artırılarak bu simetrik yapı elde edilmiştir.

Bir simetrik DİDK'nın en düşük mertebeden modu, bir kesim frekansına sahip olmaz. Bu, esas itibariyle, bu modun keyfi olarak düşük frekanslarda yayılabildiği anlamına gelir. Buna karşılık; simetrik olmayan dilimlerin bütün modları, eğer çalışma frekansı yeterince düşükse, kesimde olur [11].

Eğer filmin üstündeki ve altındaki ortamların kırılma indisleri eşitse, yani $n_3 = n_2$ ise, en azından bir kılavuzlanmış mod daima bulunur. Simetrik DİDK, böylece, simetrik

olmayan DİDK'dan esas itibariyle farklıdır; çünkü, simetrik DİDK, daima, en azından bir kılavuzlanmış modu destekler.

2.3.1 Kılavuzlanmış TE modlar

Simetrik DİDK'larda $n_3 = n_2$ olduğundan, Denk. (2.16) ve (2.17)'de verilen ifadelerden, $\gamma = \delta$ elde edilir. TE modlara ait özdeğer denklemi, simetrik olmayan DİDK'da elde edilen özdeğer denkleminde, hemen, türetilir. Böylece, simetrik DİDK'larda kılavuzlanmış TE modlara ilişkin özdeğer denklemi,

$$\tan(\kappa d) = \frac{2 \tan\left(\kappa \frac{d}{2}\right)}{1 - \tan^2\left(\kappa \frac{d}{2}\right)} = \frac{\frac{2\gamma}{\kappa}}{1 - \left(\frac{\gamma}{\kappa}\right)^2} \quad (2.28)$$

olarak elde edilir. Bu özdeğer denklemi,

$$\tan\left(\kappa \frac{d}{2}\right) = \frac{\gamma}{\kappa} \quad (2.29)$$

ve

$$\tan\left(\kappa \frac{d}{2}\right) = -\frac{\kappa}{\gamma} \quad (2.30)$$

çözümlerine sahip ikinci mertebeden bir denklemdir. (2.29) denklemi, simetrik DİDK'nın çift modları için iyi bilinen TE özdeğer denklemdir; (2.30) denklemi ise, tek modlar için yayılım sabitlerini verir. Bu denklemler sayısal olarak çözümlerse, şu sonuçlar elde edilir: Düşük optik frekanslarda (λ büyük ve k düşük olduğu zaman) kılavuz, tek modludur. Alan, kılavuz içerisinde, kosinüs biçimli ve dışında üstel olarak değişir. Yeterince düşük frekanslarda, gücün önemli bir miktarı, kılıfta sönümlü alan olarak yayılır. Frekans yükseldikçe, alan, kılavuz merkezine doğru yoğunlaşır. Frekans daha da yükseldikçe, kılavuz, çok modlu olur.

Simetrik DİDK için kesim değeri,

$$V_{kesim} = v\pi \quad (2.31)$$

ya da

$$\left(\kappa \frac{d}{2} \right)_{kesim} = \frac{v\pi}{2} \quad (2.32)$$

olmaktadır. Bu, simetrik bir DİDK'daki bütün modlar için kesim şartıdır.

$\kappa = (n_1^2 k^2 - \beta^2)^{1/2}$ olduğundan, kesimde,

$$\kappa_{kesim} = (n_1^2 k^2 - n_2^2 k^2)^{1/2} = k (n_1^2 - n_2^2)^{1/2} \quad (2.33)$$

olur. Bu,

$$\left(\kappa \frac{d}{2} \right)_{kesim} = k \frac{d}{2} (n_1^2 - n_2^2)^{1/2} \quad (2.34)$$

biçiminde de ifade edilebilir. Bu parametre, çoğu kez, V değeri olarak isimlendirilir; bu, boyutsuz bir sayıdır ve kılavuzu karakterize etmede kullanılır. Eğer $V \gg 1$ ise, kılavuz, çok modlu olacaktır. Denk. (2.32) ve (2.34) kullanılarak,

$$k \frac{d}{2} (n_1^2 - n_2^2)^{1/2} = \frac{v\pi}{2} \quad (2.35)$$

bulunur. Bu ifade; n_1 ve n_2 kırılma indisli dielektrik tabakalardan yapılmış, d kalınlıklı bir kılavuzda olası bütün kılavuzlanmış modlar için kesim şartını temsil eder. En düşük mertebeden ($\nu = 0$ 'a karşı gelen) mod için,

$$k \frac{d}{2} (n_1^2 - n_2^2)^{1/2} = 0 \quad (2.36)$$

olduğunda, kesim şartı sağlanır. d , n_1 ve n_2 niceliklerinin hepsi ölçülür olduğundan, burada, bu denklemin sağlanması için, k 'nin sıfır olması gerektiği sonucu çıkar. Bu nedenle, en düşük mertebeden mod için kesim yoktur; bu, simetrik DİDK'ya özgü bir özelliktir. Benzer olarak; ikinci en düşük mertebeden mod ($\nu = 1$) için kesim,

$$k \frac{d}{2} (n_1^2 - n_2^2)^{1/2} = \frac{\pi}{2} \quad (2.37)$$

olduğu zaman meydana gelir ve bu şekilde devam eder.

Kesim şartı kullanılarak, kılavuzun tek modlu olması için gerekli kılavuz kalınlığı belirlenebilir. Bu durumda, hemen hemen kesimde olacak ikinci mertebeden moda ihtiyaç vardır. (2.37) ile verilen denklem yeniden düzenlenirse,

$$d < \frac{\lambda}{2} (n_1^2 - n_2^2)^{1/2} \quad (2.38)$$

elde edilir. Buna göre, izin verilebilir kılavuz kalınlığında kesin bir üst sınır vardır.

2.3.2 Kılavuzlanmış TM modlar

Simetrik DİDK'da yayılan TM modlara ait özdeğer denklemi de, yine, simetrik olmayan DİDK'da yayılan TM modlara ait özdeğer denkleminden elde edilir. Simetrik dilimin özel durumu ($n_3 = n_2$) için, TM modlara ilişkin özdeğer denklemi,

$$\tan(\kappa d) = \frac{2 \left(\frac{n_1^2}{n_2^2} \right) \left(\frac{\gamma}{\kappa} \right)}{1 - \left(\frac{n_1^2}{n_2^2} \right)^2 \left(\frac{\gamma}{\kappa} \right)^2} \quad (2.39)$$

olarak elde edilir. Bu özdeğer denklemi de,

çift modlar için,

$$\tan\left(\kappa \frac{d}{2}\right) = \left(\frac{n_1^2}{n_2^2}\right) \frac{\gamma}{\kappa} \quad (2.40)$$

ve

tek modlar için,

$$\tan\left(\kappa \frac{d}{2}\right) = -\left(\frac{n_2^2}{n_1^2}\right) \frac{\kappa}{\gamma} \quad (2.41)$$

çözümlerine sahip bir denklemdir.

Simetrik DİDK'daki TM modlar için kesim şartı, Denk. (2.31) ile verilen TE modları ile aynıdır.

2.4 Simetrik Olmayan DİDK ile Simetrik DİDK'nın V - b Eğrilerinin Karşılaştırılması

DİDK'lar, tek boyutlu sınırlandırma yapabilen ODK'lardır. Sınırlandırmanın x -yönünde olduğu ve üst-alt tabakaların da bu yönde $\pm\infty$ 'a doğru uzandığı farz edilmiştir. Işığın, z -yönünde yayıldığı ve dalga kılavuzunun, $\pm y$ -yönünde sonsuz olduğu kabul edilmiştir. Yapı tarafından desteklenen elektrik ve manyetik alanlar, bu yüzden, bu yöne bağımlılık göstermezler ($\partial/\partial y = 0$).

DİDK'larda, genellikle, TM modların davranışı, TE modlarıinkine benzerdir. V - b eğrisi, özdeğer denkleminde ortaya çıkan kırılma indis oranları yüzünden biraz farklıdır. Eğer indis farkları küçükse (oranların 1'e yaklaşması durumunda), her iki mod davranışı, pratik olarak, özdeş kabul edilir. Bu, zayıfça kılavuzlama yaklaşımı olarak bilinen faydalı bir basitleştirmenin bu durumda yapılabildiği anlamına gelir. Genellikle, kırılma indislerinin yerine, aşağıda tanımlanan bağıl kırılma indis farkı kullanılır. Zayıfça kılavuzlamada,

$$\Delta = \frac{n_1^2 - n_2^2}{2n_1^2} \cong \frac{n_1 - n_2}{n_1} \quad (n_1 \cong n_2, \text{ yani } \Delta \ll 1 \text{ için}) \quad (2.42)$$

olarak ifade edilir.

Vektörel analiz çok karmaşıktır ve çoğu durum için daha basit bir yaklaşım yeterli olur. Bu, özellikle, ODK'larda meydana gelen iki boyutlu (2-D) kırılma indis dağılımları $[n(x,y)]$ için doğrudur. Eğer kılavuzu oluşturan Δn indis farkı küçükse, skaler bir yaklaşım kullanılabilir. Bu yaklaşım, pratik kılavuzların çoğu için geçerlidir.

Toplam iç yansıma olayı, kılavuz içinde optik alanı hapsedmede esas mekanizmadır. Kılavuzlanmış modlar için β yayılım sabiti,

$$n_2k, n_3k \leq \beta \leq n_1k \quad (2.43)$$

şartı ile sınırlandırılır.

Modlar arası dispersiyon probleminin önüne geçmenin bir yolu, DİDK'yı, sadece tek bir modun yayılabilmesini sağlayacak şekilde tasarlamaktır. Bu, dispersiyon bozulmasını tamamen yok edemez. Sadece TE₀ modunun yayılabileceği (bu mod için kesim yoktur) koşullar aranır.

Simetrik olmayan DİDK'da yayılan TE modlara ilişkin özdeğer denklemleri,

$$\tan(U + \Phi) = \frac{W}{U} \quad (2.44)$$

$$\tan(U - \Phi) = \frac{W'}{U} \quad (2.45)$$

biçiminde yazılabilir [32]. Burada, $U = \kappa \frac{d}{2}$, $W = \gamma \frac{d}{2}$ ve $W' = \delta \frac{d}{2}$ olarak tanımlanır.

Bu boyutsuz niceliklerin hepsinin, aşağıda verildiği gibi, bağımsız olmadığını göstermek kolaydır.

$$U^2 + W^2 = k^2 \left(\frac{d}{2} \right)^2 (n_1^2 - n_2^2) \equiv V^2 \quad (2.46)$$

$$W' = (\eta V^2 + W^2)^{1/2} \quad (2.47)$$

$$\eta = \frac{n_2^2 - n_3^2}{n_1^2 - n_2^2} \quad (2.48)$$

U ve Φ özdeğerleri,

$$U = \frac{m\pi}{2} + \frac{1}{2} \tan^{-1} \left(\frac{W}{U} \right) + \frac{1}{2} \tan^{-1} \left(\frac{W'}{U} \right) \quad (2.49)$$

$$\Phi = \frac{m\pi}{2} + \frac{1}{2} \tan^{-1} \left(\frac{W}{U} \right) - \frac{1}{2} \tan^{-1} \left(\frac{W'}{U} \right) \quad (2.50)$$

biçiminde yazılabilir [32]. $m = 0, 1, 2, \dots$ tamsayı değerlerini alır.

Simetrik DİDK ($n_2 = n_3$) için, $\eta = 0$ ve $W' = W$ olur. Bu durumda, U ve Φ özdeğerleri,

$$U = \frac{m\pi}{2} + \tan^{-1}\left(\frac{W}{U}\right) \quad (2.51)$$

$$\Phi = \frac{m\pi}{2} \quad (2.52)$$

olarak sonuçlanır. Denk. (2.51) düzenlenirse,

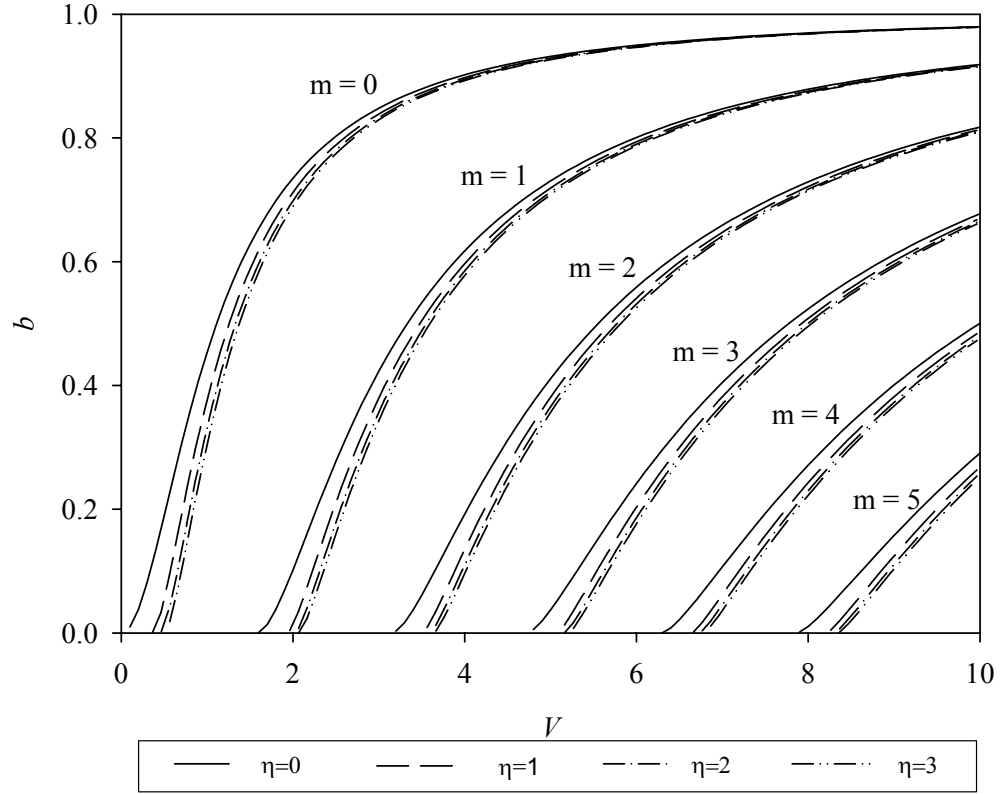
$$W = U \tan\left(U - \frac{m\pi}{2}\right) \quad (2.53)$$

elde edilir.

DİDK'lar için bir normalize yayılım sabiti (b) tanımlamak mümkündür:

$$b = 1 - \frac{U^2}{V^2} \quad (2.54)$$

Asimetrisinin etkisini görmek için, V normalize frekansın bir fonksiyonu olarak b normalize yayılım sabitinin değişimi Şekil 2.4.'te verilmiştir.



Şekil 2.4. η 'nin Dört Farklı Değeri İçin DİDK'da Yayılan İlk Altı Moda (TE_m) İlişkin V - b Eğrileri.

Şekil 2.4.'te, $\eta = 0$ olduğunda gösterilen eğriler, aynı zamanda, simetrik DİDK'da yayılan modların V - b eğrileridir. V değeri arttıkça, b normalize frekans değeri de artmaktadır. Fakat belli bir V değeri noktasında bu artış, doyuma yaklaşmakta ve bu noktadan sonra herhangi bir artış gözlenmemektedir. Ayrıca, şekilden de görülebileceği gibi, $\eta > 0$ için η 'nin değişimi, simetrik olmayan DİDK'da yayılan modların davranışını pek fazla etkilememektedir.

BÖLÜM 3

TODK VE ANALİZ YÖNTEMLERİ

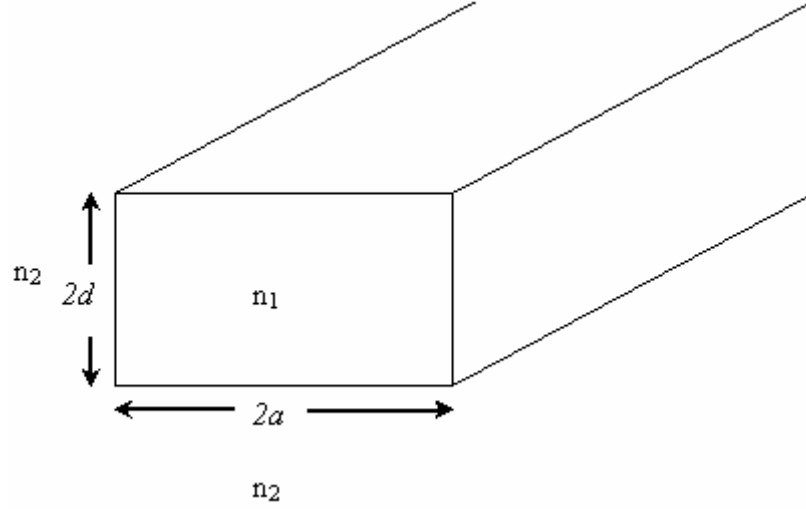
3.1 Giriş

TO uygulamalarında önemli bir rol üstlenen TODK'ların hemen hepsi, ya dikdörtgen biçiminde ya da dikdörtgen biçimine yakın öz bölgelerinden oluşur. Optik ve mikrodalga tümlşik devrelerini oluştururken temel eleman olan dikdörtgen dalga kılavuzları, son on beş yıl boyunca bir çok araştırmacı tarafından incelenmiştir. Bu yapılar hakkında kapsamlı bir bilgiye sahip olmak için, bu tür dalga kılavuzlarının yayılım özelliklerini incelemek gerekir.

Bu bölümde, ilk olarak, dikdörtgen biçiminde öze sahip TODK'ların yapısı verilecek ve bu yapıdan hareketle, dalganın 2-D davranışı incelenecektir. Daha sonra, bu tür yapıların analizinde kullanılan yöntemlerden kısaca bahsedilecektir. Son olarak, EİY'nin, dikdörtgen özlü TODK'lara uygulanışı gösterilecek ve elde edilen sonuçlar, farklı modlar için, grafiklerle yorumlanacaktır.

3.2 TODK'ların Yapısı

Şekil 3.1., TOA'larda yaygın olarak kullanılan optik dalga kılavuzu yapısını göstermektedir. Bu yapı; öz bölgesinin genişliği ve kalınlığı, sırasıyla, $2a$ ve $2d$ olan ve öz / yelek kırılma indisleri de, sırasıyla, n_1 ve n_2 olan bir dikdörtgen özlü dalga kılavuzudur.



Şekil 3.1. Dikdörtgen Biçiminde Öze Sahip DDK Yapısı.

İki boyutta dalga kılavuzlamanın teorik tanımı, elektromanyetik teori ile yapılır. Analiz için, TE ve TM modları tanımlamak mümkündür. Fakat gerçekte bu modlar, yarı-TE ve yarı-TM olarak düşünülmelidir. Çünkü, her bir mod takımının alanları, üçten fazla bileşen içerdiğinden, artık, diğer mod takımı alanlarından bağımsız olmaz. Yarı-TE modlar için, E_z 'nin dışında tüm alan bileşenlerinin mevcut olduğu ve aynı şekilde, yarı-TM modlar için, H_z 'nin dışında tüm alan bileşenlerinin mevcut olduğu kabul edilir.

Yarı-TE modların durumunda,

$$\beta E_y = -\omega\mu_0 H_x \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial y} + j\beta H_y = j\omega\epsilon E_x \quad (3.2)$$

$$\beta E_x = \omega\mu_0 H_y \quad (3.3)$$

$$j\beta H_x + \frac{\partial H_z}{\partial x} = -j\omega\epsilon E_y \quad (3.4)$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} = -j\omega\mu_0 H_z \quad (3.5)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} = 0 \quad (3.6)$$

denklemleri elde edilir. Bu denklemlerden yola çıkarak, iki boyutlu (2-D) dalga denklemi türetilir ve

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_y}{\partial y^2} + (n^2 k^2 - \beta^2) E_y = 0 \quad (3.7)$$

olarak bulunur. Benzer işlemler TM dalga denklemini türetmede de kullanılırsa,

$$\frac{\partial^2 H_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 H_y}{\partial y^2} + (n^2 k^2 - \beta^2) H_y = 0 \quad (3.8)$$

elde edilir.

(3.7) ve (3.8) bağıntıları ile verilen 2-D dalga denklemlerinin analitik çözümü, genellikle, pratik yapılar için sınır şartlarının karmaşıklığından dolayı mümkün değildir. Bu 2-D dalga denklemlerinin sayısal ve yarı-analitik çözümü için bir çok teknik geliştirilmiştir [11, 28, 29, 33, 34].

3.3 Dikdörtgen Dalga Kılavuzlarının Analizinde Kullanılan Yöntemler

x-y boyutuna sınırlandırılmış dikdörtgen dalga kılavuzunun analizini doğrudan yapmak çok zordur. Böyle yapılar için, modal dispersiyonu ve mod şekillerini hesaplamada değişik yaklaşık yöntemler geliştirilmiştir. Literatürde göze çarpan belli başlı yöntemler; Marcatili, Goell, sonlu eleman, Galerkin, demet yayılım ve EİY gibi yöntemlerdir.

2-D optik dalga kılavuzlarının analizi için, 1969'da, Marcatili tarafından önerilen analitik bir yöntem, geniş bir kullanım alanına sahiptir ve bu yöntemden elde edilen sonuçları daha iyi hale getirmek için, başka yöntemler geliştirilmiştir [28].

Bu tür dalga kılavuzlarının analizinde kullanılan bir diğer yöntem ise, Goell tarafından ortaya koyulmuş ve sayısal bir yöntem olan dairesel harmonik analizidir [33]. Bu yöntem, en doğru sonuçları vermesine karşın zaman alıcıdır ve çok sayıda eşzamanlı denklemden oluşan bir matrisin çözümünü gerektirir.

Bir diğer yöntem, sonlu eleman yöntemidir. Fakat, bu yöntem de, büyük matrisler içeren hesaplamalar gerektirdiğinden zaman alıcıdır [34].

Ağırlıklı artan (rezidüel) yöntem olan Galerkin yönteminde, analiz bölgesi, çok sayıda elemana bölünür ve her bir elemana bu yöntem uygulanır. Daha sonra, bu elemanların katkıları toplanır [34]. Bu yöntem de, zaman alıcı olması nedeniyle, bu tür dalga kılavuzları için pek kullanışlı bir yöntem değildir.

Demet yayılım yöntemi, bir dalga kılavuzlayıcı yapı boyunca bir optik ışın uyarmasının yayılımını benzetmede kullanılan bir yöntemdir [11]. Burada, sürekli Fourier dönüşümlerini ayrık Fourier dönüşümlerine çeviren ve uzun hesaplama süresi gerektiren hızlı Fourier dönüşümü kullanılır.

Yarı analitik yöntemlerden olan EİY, dilim tekniğine dayanan bir yöntemdir. Sonuçların kesinliğinden çok az ödün verilerek, zamandan ve bilgisayar belleğinden çok büyük tasarruf sağlanabilir. Yukarıda bahsedilen yöntemlere göre daha etkili ve daha basittir. Düzlemsel optik dalga kılavuzlarının analizinde en çok tercih edilen bu yöntem, bir sonraki kesimde ayrıntılı olarak ele alınacaktır.

3.4 Etkin İndis Yöntemi

TODK'ların modal analizi yapılırken, 2-D bir problemi doğrudan çözmek yerine, bu problemi tek boyutlu (1-D) bir problem haline getirerek çözmek, hem analizi yapılacak dalga kılavuzu açısından hem de zaman açısından en pratik yöntemdir. Düzlemsel optik dalga kılavuzlarının analizinde en çok tercih edilen ve DİDK yaklaşımını kullanan EİY, bu tür problemler için ideal ve etkili bir çözüm sunmaktadır.

Yöntemin ana amacı, orijinal yapının geometrisinden ve kırılma indis profilinden türetilen bir etkin kırılma indis profiline sahip 1-D bir dalga kılavuzu aracılığıyla 2-D bir dalga kılavuzuna yaklaşımdır. 2-D bir problemi 1-D bir probleme dönüştürme yeteneği, yöntemin ana özelliği ve avantajıdır.

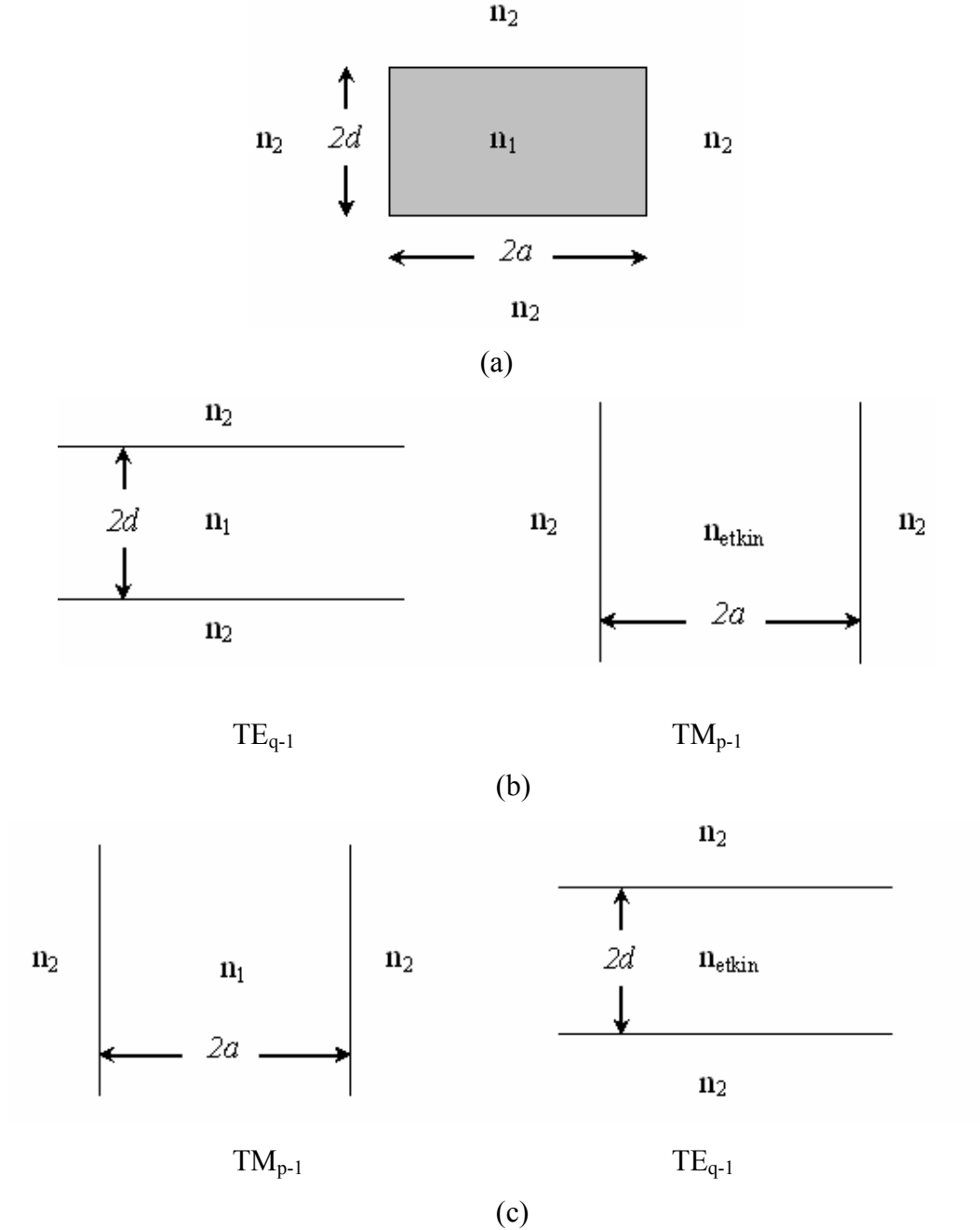
3.5 EİY'nin Uygulanışı

Dalga kılavuzu dispersiyonunu belirlemede EİY, skaler dalga denkleminde türetilir ve keyfî arakesit biçimlerine sahip optik fiberlere de uygulanabilir. Yöntemin en basit kullanımında optik fiber, fiberin geometrik biçiminden belirlenen bir indis profiline sahip eşdeğer DİDK ile değiştirilir. Bu yöntem, daha büyük görünüş oranına sahip fiberler için daha doğru sonuçlar verir ve doğruluk, görünüş oranı ile artar. Alçak frekanslarda mod alanı, fiberin bütün arakesiti boyunca yayılır ve yöntemin doğruluğu, frekansla azalır. Kesime yakın frekanslarda ise, doğru sonuç vermez [23]. Bu, yöntemin yaklaşık doğasından ve kesimden uzak kabulü ile türetilmiş denklemin neden olduğu hatalardan ileri gelir. Bu yöntem, 1-D dalga denklemini çözmede kullanılan herhangi bir yöntem kadar hızlıdır ve 2-D problemi doğrudan çözen yöntemlerden çok daha etkilidir, hemen hemen aynı doğruluk derecesine sahiptir. İhtiyaç duyulan hafıza miktarı çok küçüktür ve programlama kolay olduğu için bu yöntem, özellikle, küçük bilgisayarlar için elverişlidir.

Yöntem, kolay ve hızlı bir şekilde uygulandığı için, yıllarca, dalga kılavuzu problemlerini çözmede geniş ölçüde kullanılmıştır. EİY, yayılım yönüne dik ve her iki yönde indis değişimlerine sahip optik dalga kılavuzlarının incelenmesinde çok kullanışlı bir yöntemdir. Bu tür dalga kılavuzlarında yayılım sabitlerinin ve alan dağılımlarının hesabı, sadece, küçük bir indis profil ailesi için analitik olarak yapılabilir. Bu nedenle, alan denkleminin çözümü ya da basitleştirilmesi için yaklaşık yöntemler son derece arzu edilir. EİY, problemi, analitik ya da sayısal olarak çözülebilen 1-D bir problem takımına dönüştürür. Hattâ, sayısal bir çözümün gerekli olduğu durumlarda, orijinal 2-D problemi basitleştirir.

Merkezde bulunan öz ve bunun çevresinde olan yelek arasındaki indis farkı, küçük olduğu zaman (çoğu pratik dalga kılavuzundaki durum gibi); problem, yaklaşık olarak, iki bağımsız probleme ayrılabilir. Bu fikir, bir DİDK'da 1-D sınırlandırma analizinden kaynaklanır. Böylece; dikdörtgen dalga kılavuzunun, birbirlerine dik yönelmiş iki DİDK'nın süperpozisyonundan oluşturulduğu farz edilebilir. Öz ve yelek arasındaki bağıl indis farkı küçük olduğu zaman, zayıfça kılavuzlama durumu meydana gelir.

Dikdörtgen dielektrik çubuk, EİY aracılığıyla, iki farklı biçimde analiz edilebilir. Kolaylık için, Şekil 3.2.'de gösterildiği gibi, $2a$ genişliğinde ve $2d$ kalınlığında dikdörtgen öze sahip bir dalga kılavuzu dikkate alınmıştır.



Şekil 3.2. (a) $2a$ Genişliğine ve $2d$ Kalınlığına Sahip Dikdörtgen Dielektrik Çubuk.
 (b) $2a$ Genişlikli Dilim İçin Etkin Kırılma İndisi Tanımlamada $2d$ Kalınlıklı Dilimi Kullanarak Analizi.
 (c) $2d$ Kalınlıklı Dilim İçin Etkin Kırılma İndisi Tanımlamada $2a$ Genişlikli Dilimi Kullanarak Analizi.

Özün kırılma indisi n_1 ve bunu çevreleyen yeleğin kırılma indisi n_2 'dir. Silika (SiO_2) tabanlı dalga kılavuzu teknolojisindeki ilerlemeler yüzünden, bu yapı, son zamanlarda önemli olmaya başlamıştır.

Dalga yayılımı için,

$$n_2 \leq n_{\text{etkin}} \leq n_1 \quad (3.9)$$

şartının sağlanması gerekir. Ayrıca, analiz kolaylığı için,

$$(n_1 - n_2) \ll n_2 \cong n_1 \quad (3.10)$$

kabulü yapılır. Bağlı kırılma indisi farkı,

$$\Delta = \frac{n_1^2 - n_2^2}{2n_1^2} \quad (3.11)$$

bağıntısı ile verilir. Uygulamada, genellikle, n_2 , n_1 'den biraz küçüktür, yani, $\Delta \ll 1$. Dalga kılavuzunda kılavuzlanmış mod, x- ve y- eksenleri boyunca, sırasıyla, p-1 ve q-1 alan sıfırlarına sahip E_{pq} modu ile gösterilir.

Dikdörtgen çubuğun analizinde, ilk önce, $2d$ kalınlıklı dilimdeki TE_{q-1} modunun yayılım sabiti hesaplanır ve hesaplanan yayılım sabiti, bir n_{etkin} etkin kırılma indisi tanımlamada kullanılır. n_{etkin} , $2a$ genişlikli ikinci dilimin kırılma indisini oluşturur. Daha sonra, ikinci dilimdeki TM_{p-1} modunun yayılım sabiti, dikdörtgen çubuktaki E_{pq} modunun yayılım sabitini temsil eder. Bu yöntem, bir stenografi notasyonu ile temsil edilebilir:

$$b_1 = \left[TE_{q-1}^{2d} \langle n_2 | n_1 | n_2 \rangle, TM_{p-1}^{2a} \langle n_2 | n_{\text{etkin}} | n_2 \rangle \right] \quad (3.12)$$

Köşeli parantezlerdeki ilk giriş, n_2 ile sınırlandırılmış n_1 indisine sahip $2d$ kalınlıklı ilk dilimdeki TE_{q-1} modunun analizini temsil ederken; ikinci giriş, ilk dilim için yayılım sabitinden türetilen n_{etkin} kırılma indisi ile doldurulmuş $2a$ genişlikli ikinci dilimdeki TM_{p-1} modunun analizini temsil eder [Şekil 3.2.(b)]. b_1 , E_{pq} modu için sonuç normalize yayılım sabitidir.

Gerçekte, bu işlem, dikdörtgen çubuktaki E_{pq} moduna yaklaşmanın tek yolu değildir. Aynı mod için farklı bir yaklaşım, Şekil 3.2.(c)'de gösterildiği gibi, $2d$ kalınlıklı ikinci dilim için etkin kırılma indisi tanımlamada $2a$ genişlikli dilimin yayılım sabiti kullanılarak bulunabilir. Bu işlem,

$$b_2 = [TM_{p-1}^{2a} \langle n_2 | n_1 | n_2 \rangle, TE_{q-1}^{2d} \langle n_2 | n_{etkin} | n_2 \rangle] \quad (3.13)$$

ile temsil edilir. b_2 , E_{pq} modunun normalize yayılım sabiti için uygun bir yaklaşımdır. Bu işlem, önceki işlemden farklı olduğu için b_2 , genellikle, b_1 'den farklıdır. Böylece, EİY, dalga kılavuzuna iki farklı biçimde uygulanmış olur. Sonuçta, aynı mod için farklı çözümler elde edilir. Kılavuzun daha uzun boyutu ile ya da daha kısa boyutu ile başlamaya bağlı olarak farklı sonuçlar elde edilir. Bu hatalar, yöntemin tabiatında var olan ve bu yöntemden ayrılmayan hatalardır [15].

EİY'nin art arda iki DİDK'yı çözümü, yöntemin, bir değişkenlerine ayırma yöntemi olduğu fikrini uyandırır. Yöntemin analiz ettiği kırılma indis profili ayrılabilir olmalıdır. Bu profilin, orijinal profilden farklı olma derecesi, yöntemdeki hataların bir ölçüsüdür [19].

Dikdörtgen özlü dalga kılavuzlarının analizi için kullanılan EİY, sadece dalga kılavuzlarının modları kesimden uzak bölgede çalıştırıldığı zaman doğru sonuçlar verir [18]. Bir çok sayısal ve yaklaşık yöntem arasında bu yöntem, TO devrelerin temel elemanları olan dikdörtgen özlü dalga kılavuzlarının incelenmesinde kullanılan en popüler yöntemdir.

Bu yöntemde ilk adım olarak Skaler dalga denklemi ile işe başlanır:

$$\frac{\partial^2 H_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 H_y}{\partial y^2} + (n^2 k^2 - \beta^2) H_y = 0 \quad (3.14)$$

Kırılma indis profili,

$$n(x, y) = \begin{cases} n_1, & |x| \leq a ; |y| \leq d \\ n_2, & \text{diğer} \end{cases} \quad (3.15)$$

olarak farz edilsin. Bu, genel bir basamak indis profilidir. Zayıfça kılavuzlanmış yapılarda ise, $n_1 \cong n_2$ 'dir.

İkinci adım olarak, bu dalga denkleminin çözümü araştırılır. Fakat, hem x 'e hem de y 'ye bağlı olan bu dalga denklemini doğrudan çözmek, karışıklığa neden olacaktır. EİY kullanılarak, bu karışıklığın üstesinden gelinir. Bu yöntemde, H_y bileşenini,

$$H_y(x, y) = X(x)Y(y) \quad (3.16)$$

olarak kabul edilir ve Denk. (3.14) ile verilen dalga denkleminde yerine konulursa,

$$Y \frac{\partial^2 X}{\partial x^2} + X \frac{\partial^2 Y}{\partial y^2} + n^2(x, y)k^2 X(x)Y(y) - \beta^2 X(x)Y(y) = 0 \quad (3.17)$$

elde edilir. Bu denklem, $n(x, y)$ terimi yüzünden, x - ve y - bağımlı kısımlara ayrılamaz.

Eğer, $n^2(x, y)$ terimi,

$$n^2(x, y) = n_x^2(x) + n_y^2(y) \quad (3.18)$$

biçiminde yazılırsa, problemin çözümü daha basit hale getirilir ve böylece, denklem, x - ve y - bağımlı kısımlara ayrılabilir. Yeni denklem,

$$\frac{1}{X} \frac{\partial^2 X}{\partial x^2} + n_x^2(x)k^2 + \frac{1}{Y} \frac{\partial^2 Y}{\partial y^2} + n_y^2(y)k^2 = \beta^2 \quad (3.19)$$

biçiminde olur. Eğer, sadece,

$$\frac{\partial^2 X}{\partial x^2} + [n_x^2(x)k^2 - \beta_x^2]X = 0 \quad (3.20)$$

ve

$$\frac{\partial^2 Y}{\partial y^2} + [n_y^2(y)k^2 - \beta_y^2]Y = 0 \quad (3.21)$$

denklemleri sağlanırsa, keyfi X ve Y değerleri için sağlanabilir. Burada, $\beta^2 = \beta_x^2 + \beta_y^2$ 'dir. Bu yaklaşım sayesinde, dikdörtgen dalga kılavuzu problemi, x ve y yönünde uzanmış iki bağımsız DİDK'yı çözmeye indirgenir. Orijinal alanların teğetsel bileşenlerinin sürekliliği, $x = \pm a$ 'da $X(x)$ 'in sürekliliğine ve $y = \pm d$ 'de $Y(y)$ 'nin sürekliliğine indirgenmiş olur.

Dilim modları,

$$X(x) = \begin{cases} A \cos(\kappa_x x - \phi) & , 0 \leq x \leq a \\ A \cos(\kappa_x a - \phi) e^{-\gamma_x(x-a)} & \end{cases} \quad (3.22)$$

$$Y(y) = \begin{cases} B \cos(\kappa_y y - \varphi) & , 0 \leq y \leq d \\ B \cos(\kappa_y d - \varphi) e^{-\gamma_y(y-d)} & \end{cases} \quad (3.23)$$

biçiminde verilebilir [32]. Burada,

$$\gamma_x^2 = k^2(n_1^2 - n_2^2) - \kappa_x^2 \quad (3.24)$$

$$\gamma_y^2 = k^2(n_1^2 - n_2^2) - \kappa_y^2 \quad (3.25)$$

biçiminde tanımlanır. ϕ ve φ fazları da,

$$\phi = (p-1) \frac{\pi}{2} \quad p = 1, 2, 3, \dots \quad (3.26)$$

$$\varphi = (q-1) \frac{\pi}{2} \quad q = 1, 2, 3, \dots \quad (3.27)$$

olarak verilir. Son adım olarak, κ_x ve κ_y özdeğerleri,

$$\kappa_x a = (p-1) \frac{\pi}{2} + \tan^{-1} \left(\frac{n_1^2 \gamma_x}{n_2^2 \kappa_x} \right) \quad (3.28)$$

ve

$$\kappa_y d = (q-1) \frac{\pi}{2} + \tan^{-1} \left(\frac{\gamma_y}{\kappa_y} \right) \quad (3.29)$$

özdeğer denklemlerinden ayrı ayrı belirlenir.

$$\beta_x^2 = \left(\frac{k^2 n_1^2}{2} \right) - k_x^2 \quad (3.30)$$

$$\beta_y^2 = \left(\frac{k^2 n_1^2}{2} \right) - k_y^2 \quad (3.31)$$

ifadelerinin yardımıyla, mod yayılım sabiti,

$$\beta = \left[n_1^2 k^2 - (\kappa_x^2 + \kappa_y^2) \right]^{1/2} \quad (3.32)$$

bağıntısından hesaplanır. Bazı durumlarda β 'yi doğrudan hesaplamak yerine, onunla orantılı olan ve

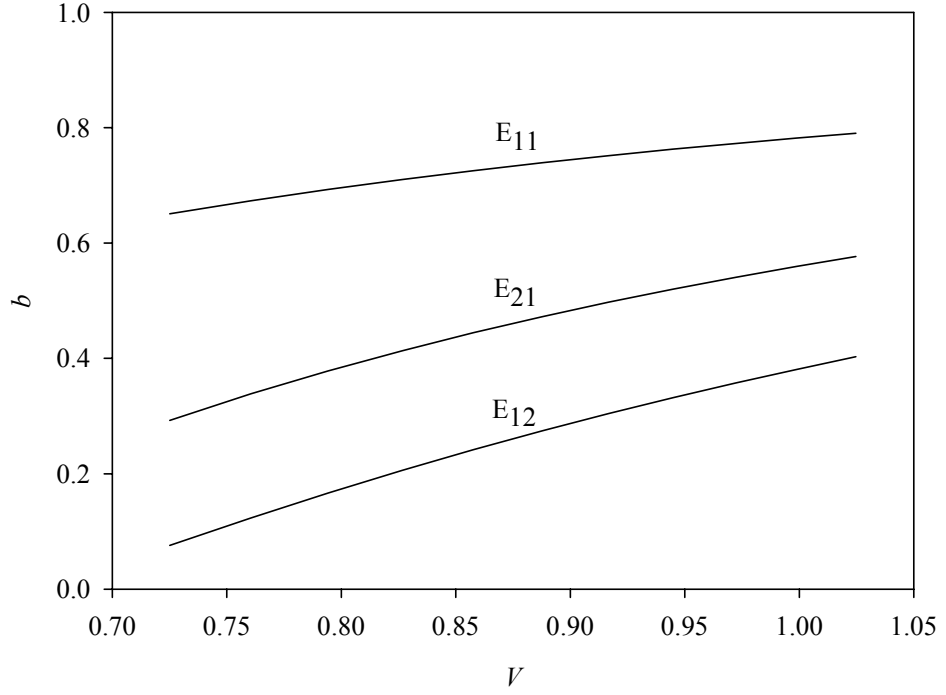
$$b = \frac{n_{etkin}^2 - n_2^2}{n_1^2 - n_2^2} = \frac{(\beta/k)^2 - n_2^2}{n_1^2 - n_2^2} \quad (3.33)$$

bağıntısı ile verilen normalize yayılım sabiti kullanılabilir. Normalize frekans,

$$V = k \frac{d}{\pi} (n_1^2 - n_2^2)^{1/2} \quad (3.34)$$

olarak tanımlanır. Burada; β , yayılım sabiti ve k , serbest uzay dalga sayısıdır. Dalga kılavuzunda kılavuzlanmış bir modun yayılım özelliği, dispersiyon eğrisi ya da V - b bağıntısı ile karakterize edilir.

Görünüş oranı $a/d = 1.5$ olan bir dalga kılavuzunda yayılan ilk üç moda ait V - b dispersiyon eğrisi, Şekil 3.3.'te gösterilmiştir. p ve q tam sayılarının en küçük 1 değerini alması neticesinde, E_{11} 'in, temel mod (en düşük mertebeden mod) olduğu hemen görülebilir.



Şekil 3.3. Bir Dikdörtgen Dalga Kılavuzunda Yayılan İlk Üç Moda Ait V - b Dispersiyon Eğrisi ($a/d = 1.5$).

Şekilden görülebileceği gibi, V değerleri arttıkça b normalize yayılım sabiti değerleri de artmaktadır. Şekil 2.4. ile karşılaştırılırsa, küçük V değerlerinde (örneğin; $V = 1$ için) bu dalga kılavuzunda daha çok modun yayıldığı görülür. Buna karşılık, DİDK'larda ise sadece en düşük mertebeden mod (TE_0) yayılmaktadır.

BÖLÜM 4

DALGA KILAVUZU KUSURLARININ YAYILIMA ETKİSİ

4.1 İndis ve Görünüş Oranı Kusurları

Üretimden veya kullanım alanındaki çevresel etkenlerden (basınç, sıcaklık değişimi gibi) kaynaklanabilen indis ve görünüş oranı kusurları, TODK içerisinde yayılan modların davranışını etkileyebilir.

Bu amaçla, indis ve görünüş oranı kusurlarının dalga yayılımını nasıl etkilediğini incelemek için; ilk önce, indis kusurları, daha sonra da, görünüş oranı kusurları göz önüne alınacaktır. Her iki kusurun da dalga yayılımına etkisi, grafiklerle yorumlanacaktır.

4.2 İndis Kusurlarının Dalga Yayılımına Etkisi

Bu kesimde, sinüs biçimli değişen ve doğrusal olarak artan / azalan indis kusurları ele alınacaktır ve bu durumlara ilişkin sonuçlar yorumlanacaktır.

4.2.1 Sinüs Biçimli Değişen İndis Kusurları

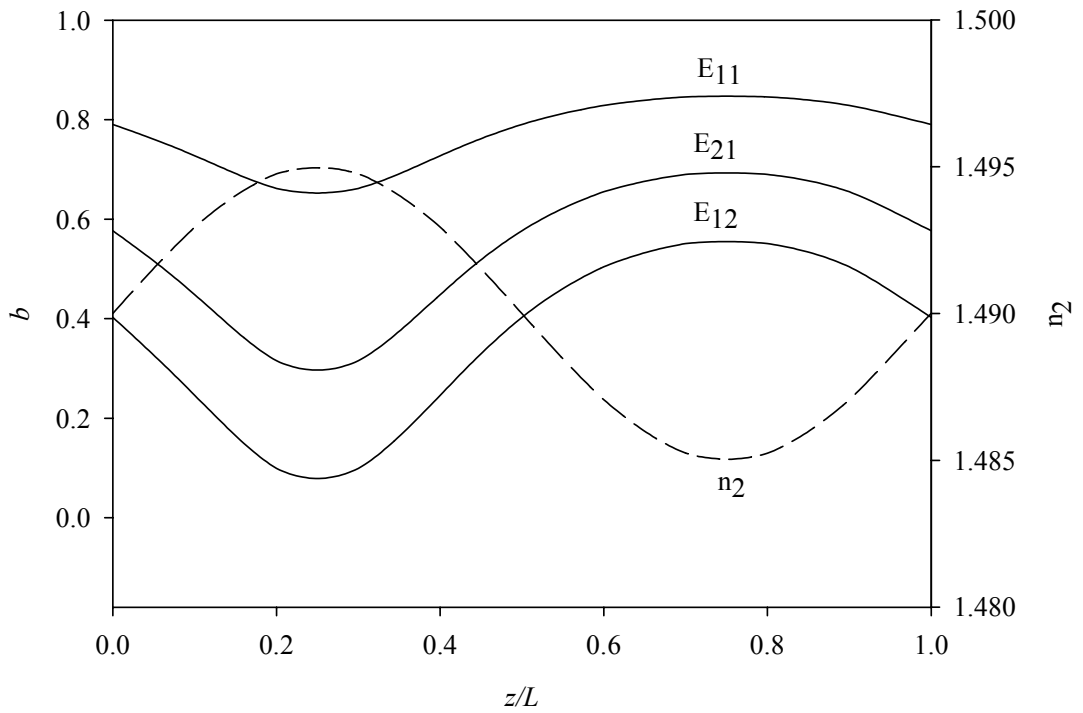
Bu inceleme için, öz kırılma indisi sabit olan dikdörtgen ODK'nın yelek kırılma indisinin,

$$n_2(z) = n_0 + \alpha \sin\left(2\pi \frac{z}{L}\right) \quad (4.1)$$

şeklinde sinüs biçimli değişime sahip olduğu dikkate alınmıştır [27]. n_0 ve α , birer sabittir ve burada, sırasıyla, 1.49 ve 5×10^{-3} değerlerine sahip olduğu kabul edilmiştir. L ,

ODK'nın boyu; n_2 , eksen boyunca sinüs biçimli kırılma indis değişimidir. z , kılavuz boyunca %10'luk adımlarla ilerleme miktarıdır. (4.1) denkleminde göre yelek kırılma indisi, n_0 gibi orta bir indis değeri yakınında salınmaktadır. n_2 'deki bu değişim, indis kusurları olarak göz önüne alınabilir ve yayılan modların yayılım özelliklerini etkiler.

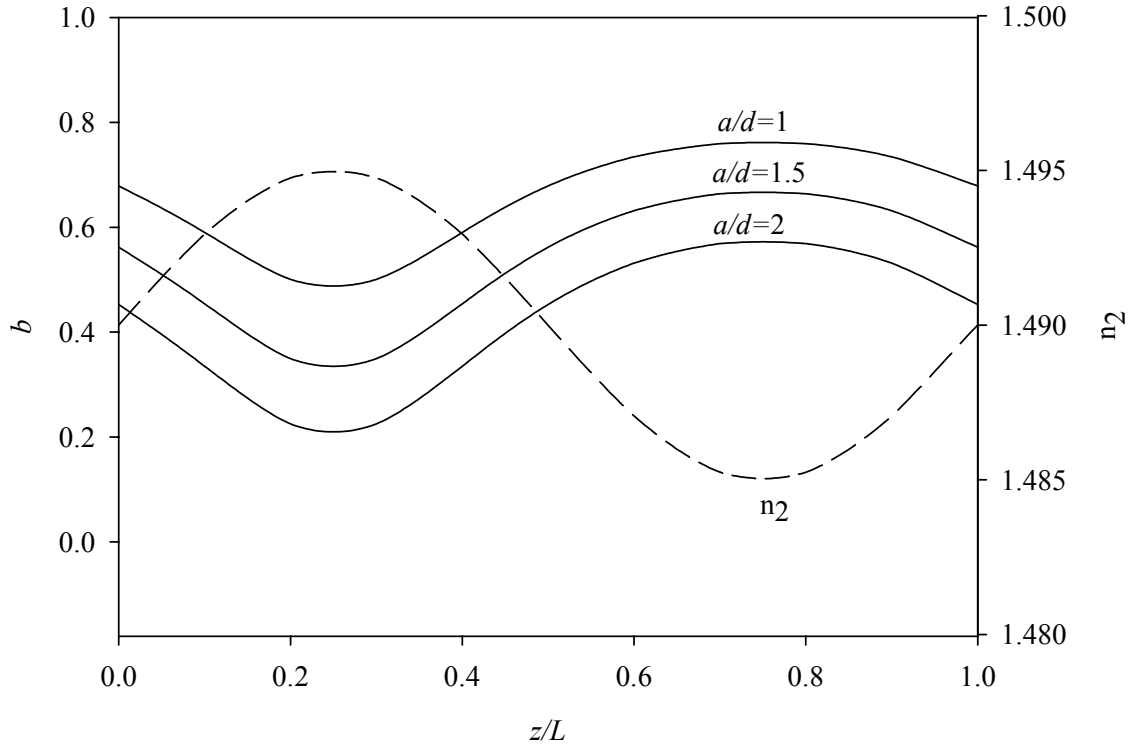
Görünüş oranının $a/d = 1.5$ olduğu durumda, ODK içerisinde yayılan ilk üç modun normalize yayılım sabitlerinin kılavuz boyunca değişimi, Şekil 4.1.'de verilmiştir.



Şekil 4.1. İlk Üç Mod İçin Normalize Yayılım Sabitinin Kılavuz Boyunca Değişimi ($a/d = 1.5$) (Sinüs Biçimli Değişen İndis Durumu).

Şekilden görülebileceği gibi, ilgili modlara ait normalize yayılım sabitleri, sinüs biçimli indis kusuru ile ters olarak dalgalanmaktadır. Temel modun yayılım sabitindeki dalgalanma, diğer modlarınkine göre daha azdır. Ayrıca, $z/L < 0.5$ için indis kusurlarına olan bağımlılığın, $z/L > 0.5$ için olandan daha fazla olduğu görülmektedir.

Farklı görünüş oranlarına sahip ODK'lar için, temel modun normalize yayılım sabitindeki değişim de, Şekil 4.2.'de verildiği gibi elde edilmiştir.



Şekil 4.2. Farklı Görünüş Oranları İçin Temel Moda Ait Normalize Yayılım Sabitinin Kılavuz Boyunca Değişimi (Sinüs Biçimli Değişen İndis Durumu).

Şekilden görüleceği gibi, $z/L > 0.5$ için, temel modun yayılım sabitindeki dalgalanma, görünüş oranının artmasıyla pek değişmemektedir. Fakat, $z/L < 0.5$ için, dalgalanmada çok az bir değişme gözlenmektedir. Bu aralıkta, görünüş oranının artmasıyla, dalgalanma da artmaktadır. Buna göre, daha küçük görünüş oranlarına sahip dalga kılavuzlarında temel modun, indis kusurlarından daha az etkilendiği söylenebilir.

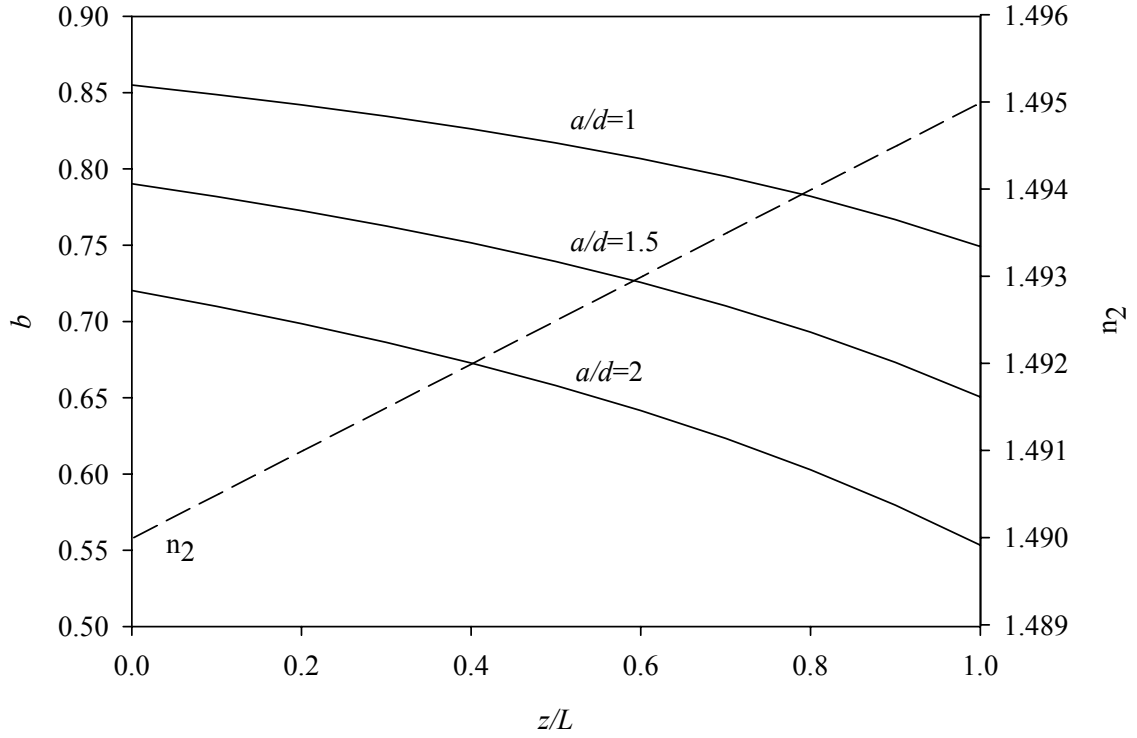
4.2.2 Doğrusal Olarak Artan ve Azalan İndis Kusurları

Öz kırılma indisi sabit olan dikdörtgen ODK'ya ait yelek kırılma indisinin,

$$n_2(z) = n_0 \pm \alpha \frac{z}{L} \quad (4.2)$$

biçiminde olduğu kabul edilmiştir. Buradaki sabitler, önceden verilen sabitlerle özdeşdir.

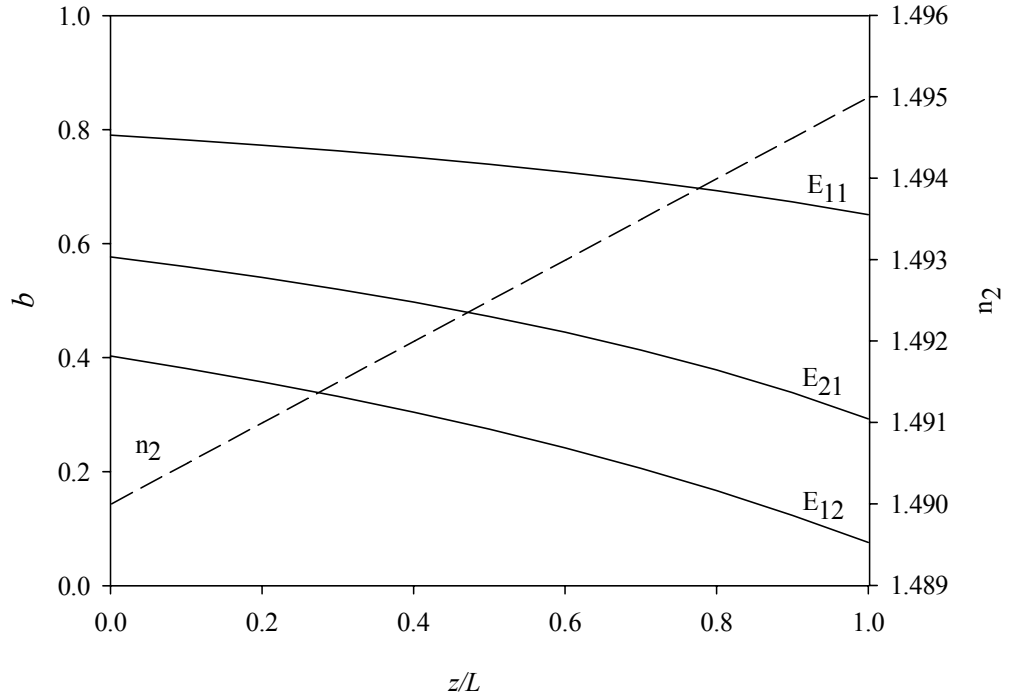
Öncelikle, doğrusal olarak artan indis kusurlarının dalga yayılımına etkisi incelenmiştir. Üç farklı görünüş oranı için temel moda ait normalize yayılım sabitinin kılavuz boyunca değişimi, Şekil 4.3.'te gösterilmiştir.



Şekil 4.3. Farklı Görünüş Oranları İçin Temel Moda Ait Normalize Yayılım Sabitinin Kılavuz Boyunca Değişimi (Doğrusal Olarak Artan İndis Durumu).

Şekilden görülebileceği gibi, görünüş oranı arttıkça ve $z/L \approx 1$ oldukça temel modun normalize yayılım sabiti, hızlı bir biçimde düşmektedir. Yelek kırılma indisi doğrusal olarak artarken, normalize yayılım sabitinin düşüşe geçmesi, bağıl kırılma indis farkı ifadesi ile açıklanabilir. Yelek kırılma indisinin artması, bağıl kırılma indis farkının azalmasına neden olur.

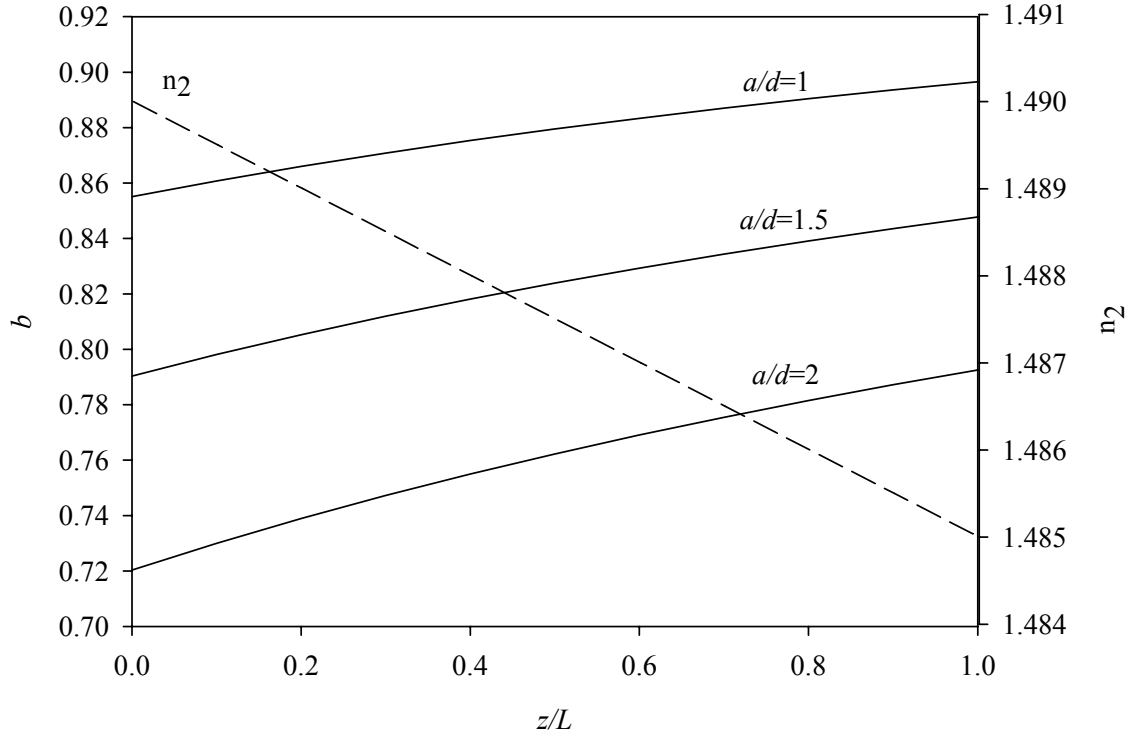
Görünüş oranının $a/d = 1.5$ olduğu durumda, ODK içerisinde yayılan ilk üç modun normalize yayılım sabitlerinin kılavuz boyunca değişimi, Şekil 4.4.'te verilmiştir.



Şekil 4.4. İlk Üç Mod İçin Normalize Yayılım Sabitinin Kılavuz Boyunca Değişimi ($a/d = 1.5$) (Doğrusal Olarak Artan İndis Durumu).

Şekilde görüldüğü gibi, doğrusal olarak artan yelek kırılma indisi, kılavuz içerisinde yayılan modların normalize yayılım sabitini çok hızlı bir şekilde düşürmektedir. $0.7 < z/L < 1$ aralığında E_{21} modu, E_{12} modunun $0 < z/L < 0.45$ aralığındaki davranışını sergilemektedir. Burada, ilgili aralıklarda E_{21} ve E_{12} modları arasında mod dönüşümü meydana gelmektedir denilebilir.

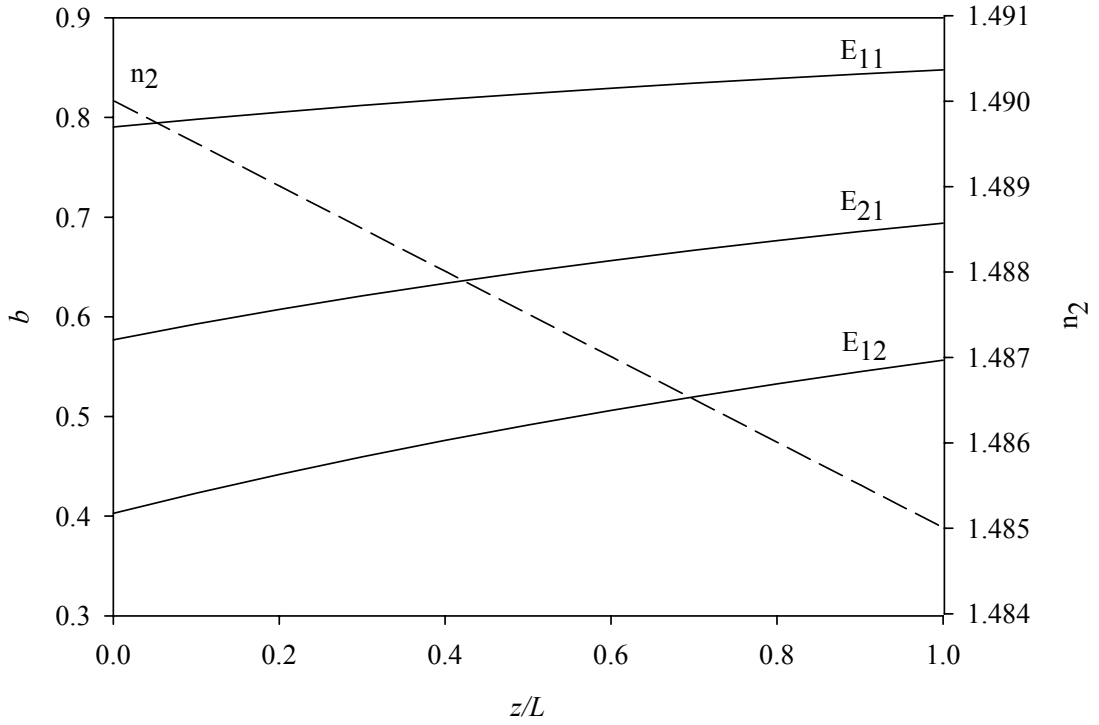
İkinci olarak, doğrusal olarak azalan indis kusurlarının dalga yayılımına etkisi incelenmiştir. Üç farklı görünüş oranı için temel moda ait normalize yayılım sabitinin kılavuz boyunca değişimi, Şekil 4.5.'te gösterilmiştir.



Şekil 4.5. Farklı Görünüş Oranları İçin Temel Moda Ait Normalize Yayılım Sabitinin Kılavuz Boyunca Değişimi (Doğrusal Olarak Azalan İndis Durumu).

Bu kez, yelek kırılma indisinin doğrusal olarak azalması, temel modun yayılım sabitini arttırmaktadır. Görünüş oranının artması, bu modun yayılım sabiti değerini aşağılara çekmektedir, fakat, şekilden de görülebileceği gibi, verilen z/L aralığında temel modun sergilediği davranış değişmemektedir.

Görünüş oranının $a/d = 1.5$ olduğu durumda, ODK içerisinde yayılan ilk üç modun normalize yayılım sabitlerinin kılavuz boyunca değişimi, Şekil 4.6.'da verilmiştir.



Şekil 4.6. İlk Üç Mod İçin Normalize Yayılım Sabitinin Kılavuz Boyunca Değişimi ($a/d = 1.5$) (Doğrusal Olarak Azalan İndis Durumu).

Şekilde görüldüğü gibi, doğrusal olarak azalan yelek kırılma indisi, kılavuz içerisinde yayılan modların normalize yayılım sabitini konumla artırmaktadır ve yüksek mertebeden modlarla en düşük mertebeden modun normalize yayılım sabitlerinin nispeten birbirlerine yaklaştıkları görülmektedir.

4.3 Görünüş Oranı Kusurlarının Dalga Yayılımına Etkisi

Dalga kılavuzunun görünüş oranı, kılavuzun a genişliğinin d kalınlığına oranı olarak, yani, $a/d \geq 1$ biçiminde önceden tanımlanmıştır. Üretimden veya kullanım alanındaki çevresel etkenlerden kaynaklanabilen bir diğer kusur ise, görünüş oranı kusurudur. Bu kusur da, TODK içerisinde yayılan modların davranışını etkileyebilir.

Bu kesimde, sinüs biçimli değişen ve doğrusal olarak artan / azalan görünüş oranı kusurları ele alınacaktır ve bu durumlara ilişkin sonuçlar yorumlanacaktır.

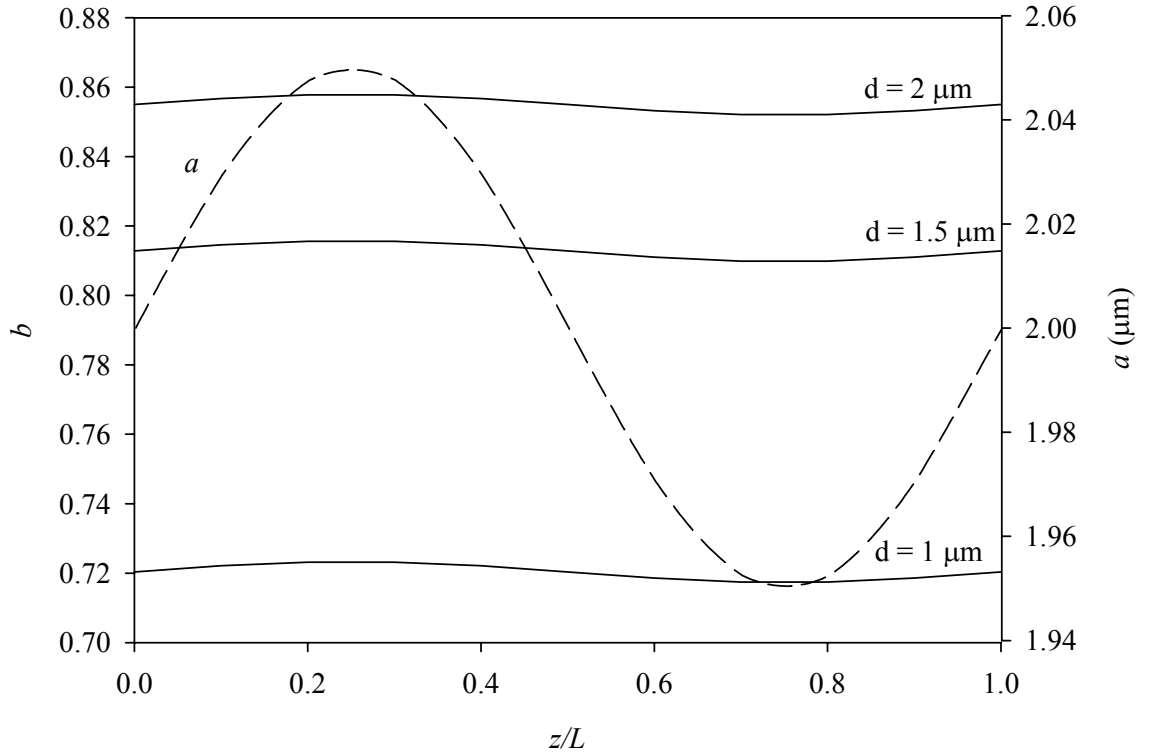
4.3.1 Sinüs Biçimli Değişen Görünüş Oranı Kusurları

Sinüs biçimli değişen bir görünüş oranı elde etmek için, optik dalga kılavuzunun kalınlığı (d) sabit tutularak genişliği (a), kılavuz boyunca sinüs biçimli olarak değiştirilmiştir. Bu,

$$a(z) = a_0 + h \sin\left(2\pi \frac{z}{L}\right) \quad (4.3)$$

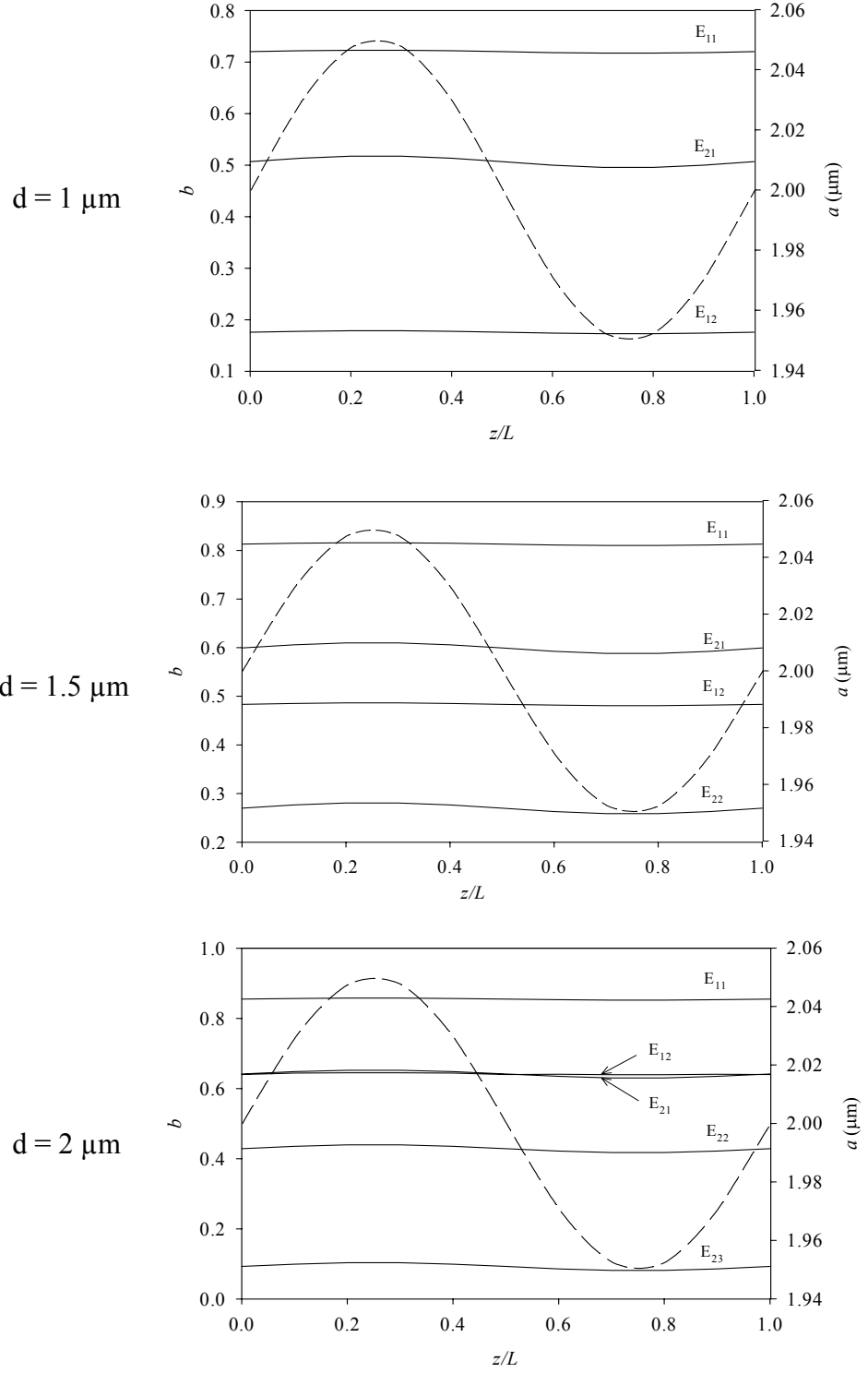
olarak ifade edilebilir. a_0 ve h , birer sabittir ve değerleri, sırasıyla, $2 \mu\text{m}$ ve $5 \times 10^{-2} \mu\text{m}$ 'dir. z ve L , önceden tanımlandığı gibidir.

d 'nin üç farklı değeri (1, 1.5 ve 2) için temel modun normalize yayılım sabitindeki değişim, Şekil 4.7.'de verildiği gibi elde edilmiştir. Şekilden görüleceği gibi, d değeri arttıkça, temel modun yayılım sabiti de artmaktadır.



Şekil 4.7. Farklı d Değerleri İçin, Temel Moda Ait Normalize Yayılım Sabitinin Kılavuz Boyunca Değişimi (Sinüs Biçimli Değişen Görünüş Oranı Durumu).

d 'nin üç farklı değeri için, dalga kılavuzunda yayılan modların normalize yayılım sabitlerinin kılavuz boyunca değişimi, Şekil 4.8.'de verilmiştir.



Şekil 4.8. d 'nin Üç Farklı Değeri İçin, Dalga Kılavuzunda Yayılan Modların Normalize Yayılım Sabitlerinin Kılavuz Boyunca Değişimi (Sinüs Biçimli Değişen Görünüş Oranı Durumu).

Şekillerden de görülebileceği gibi, d 'nin artması, kılavuz içerisinde yayılan modların sayısını artırmaktadır. E_{21} ile E_{12} modları, d 'nin artmasıyla (görünüş oranının azalmasıyla) birbirlerine yaklaşmakta ve dejenerasyon meydana gelmektedir.

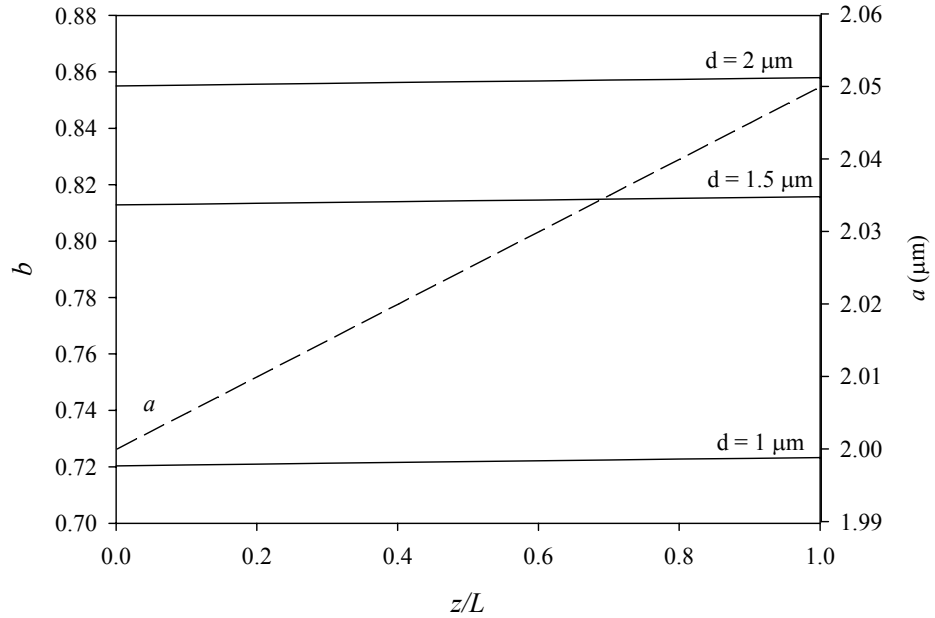
4.3.2 Doğrusal Olarak Artan ve Azalan Görünüş Oranı Kusurları

Burada, doğrusal olarak değişen indis kusurlarında verilen ifadeye benzer olarak,

$$a(z) = a_0 \pm h \frac{z}{L} \quad (4.4)$$

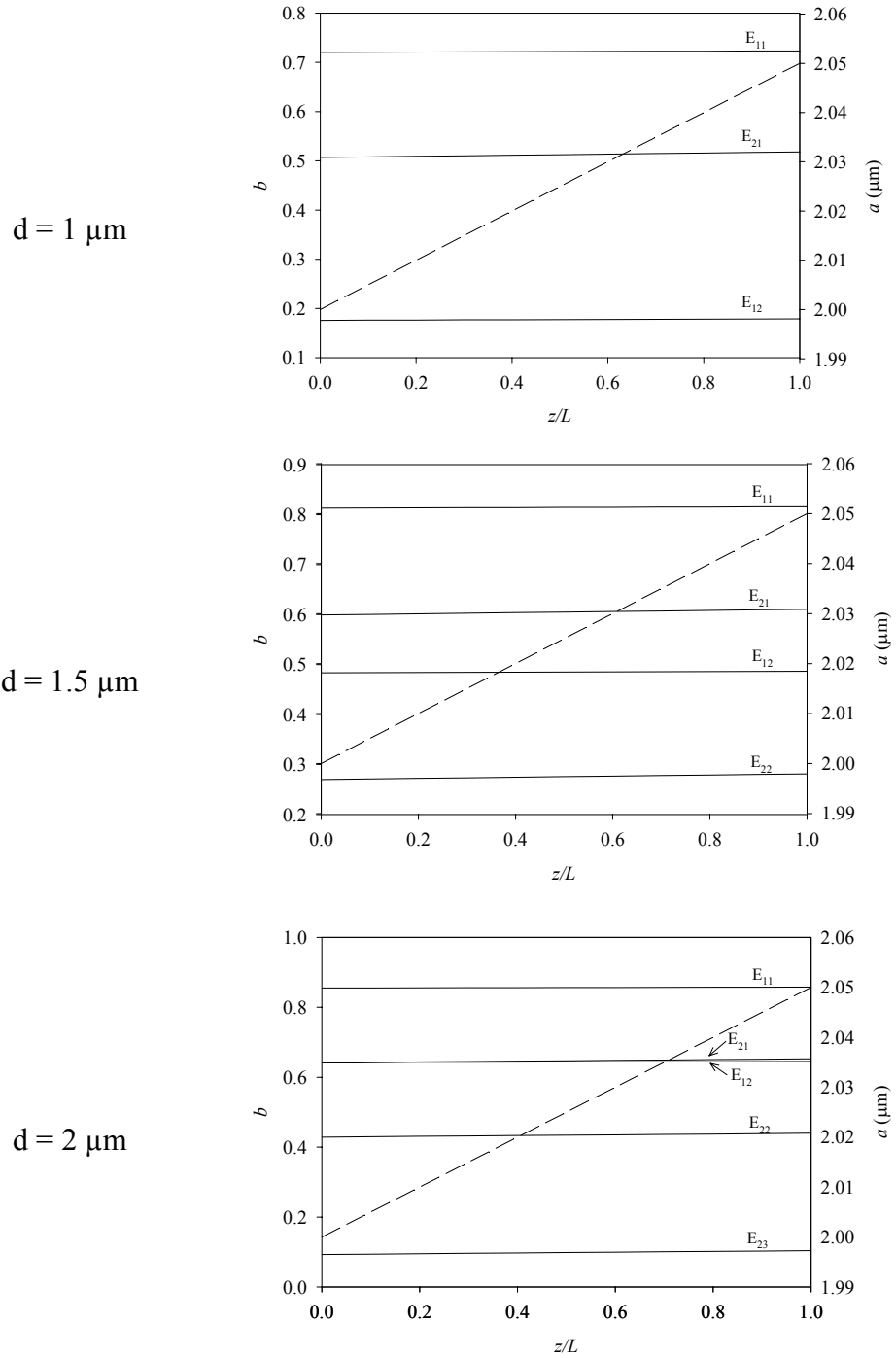
olduğu kabul edilmiştir. İfadedeki sabitler, önceden verilmiştir.

Öncelikle, doğrusal olarak artan görünüş oranı kusurlarının dalga yayılımına etkisi incelenmiştir. Üç farklı d değeri için temel moda ait normalize yayılım sabitinin kılavuz boyunca değişimi, Şekil 4.9.'da gösterilmiştir. Temel mod pek etkilenmemektedir.



Şekil 4.9. Üç Farklı d Değeri İçin Temel Moda Ait Normalize Yayılım Sabitinin Kılavuz Boyunca Değişimi (Doğrusal Olarak Artan Görünüş Oranı Durumu).

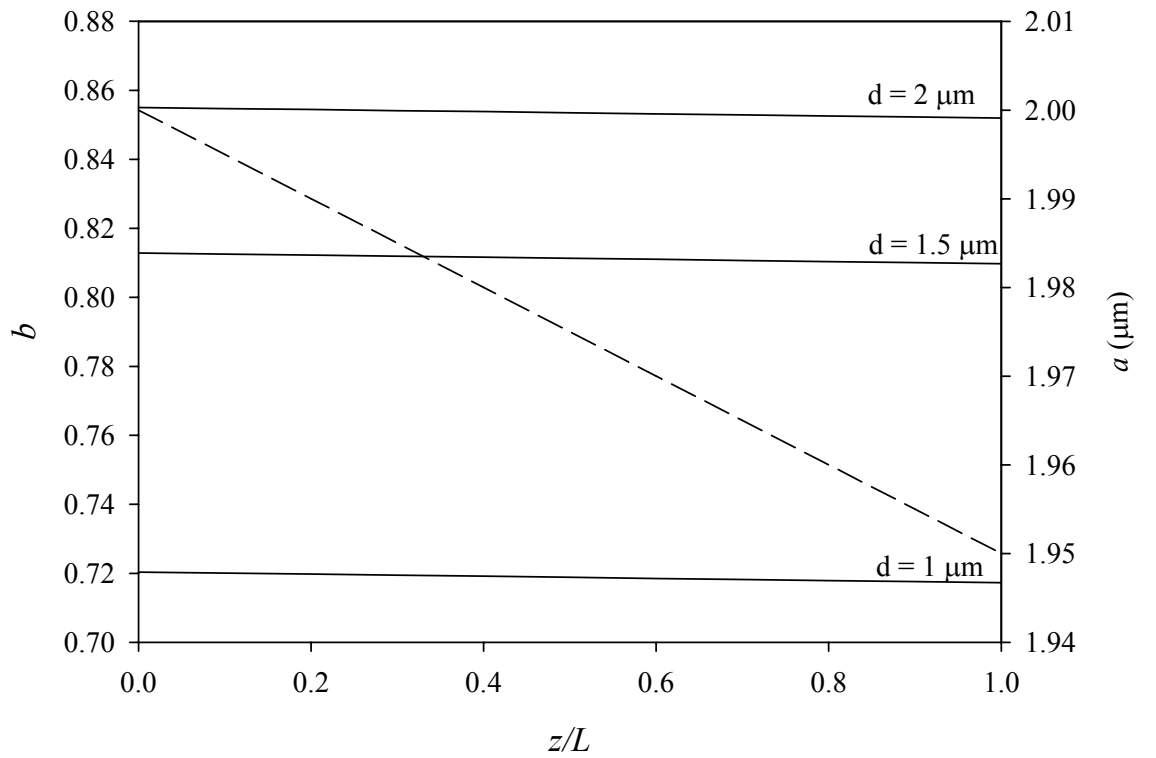
d 'nin üç farklı değeri için, dalga kılavuzunda yayılan modların normalize yayılım sabitlerinin kılavuz boyunca değişimi, Şekil 4.10.'da verilmiştir.



Şekil 4.10. d 'nin Üç Farklı Değeri İçin, Dalga Kılavuzunda Yayılan Modların Normalize Yayılım Sabitlerinin Kılavuz Boyunca Değişimi (Doğrusal Olarak Artan Görünüş Oranı Durumu).

d' 'yi artırmak, kılavuz içerisinde yayılan modların sayısını artıracak ve görünüş oranını azaltacaktır. E_{21} ile E_{12} modları arasında dejenerasyon oluşacaktır. d' 'yi daha da arttırmak, E_{22} modunun da dejenere olmasına neden olacaktır.

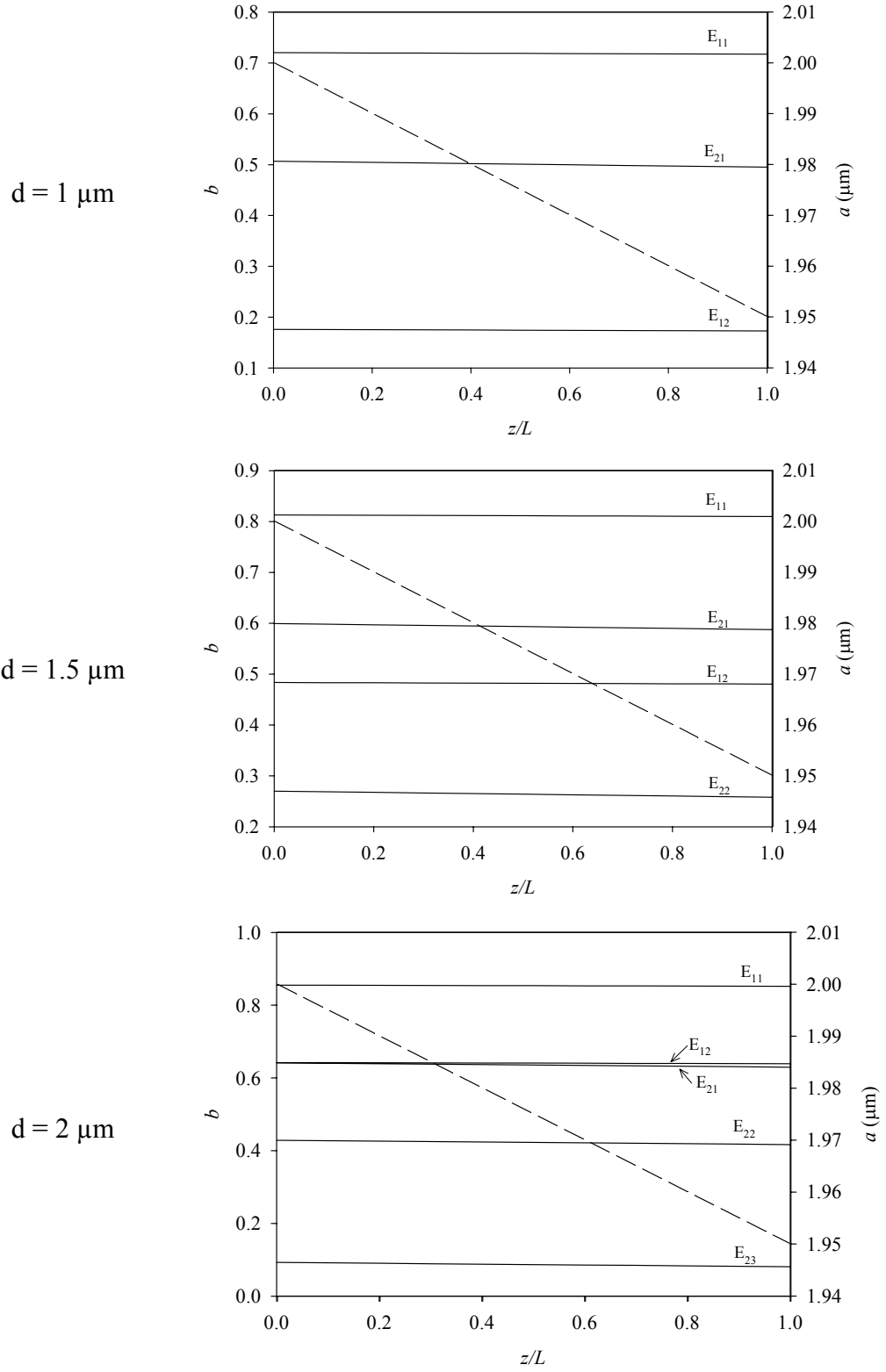
İkinci olarak, doğrusal olarak azalan görünüş oranı kusurlarının dalga yayılımına etkisi incelenir. Üç farklı d değeri için temel moda ait normalize yayılım sabitinin kılavuz boyunca değişimi, Şekil 4.11.'de gösterilmiştir.



Şekil 4.11. Üç Farklı d Değeri İçin Temel Moda Ait Normalize Yayılım Sabitinin Kılavuz Boyunca Değişimi (Doğrusal Olarak Azalan Görünüş Oranı Durumu).

Şekilden görülebileceği gibi, kılavuzun genişliğini doğrusal olarak azaltmak, temel modun davranışını hemen hemen hiç etkilememektedir. Fakat, artan kalınlıkla (azalan görünüş oranı ile) birlikte bu modun yayılım sabiti yukarı değerlere çıkmaktadır.

d' 'nin üç farklı değeri için, dalga kılavuzunda yayılan modların normalize yayılım sabitlerinin kılavuz boyunca değişimi, Şekil 4.12.'de verilmiştir.



Şekil 4.12. d 'nin Üç Farklı Değeri İçin, Dalga Kılavuzunda Yayılan Modların Normalize Yayılım Sabitlerinin Kılavuz Boyunca Değişimi (Doğrusal Olarak Azalan Görünüş Oranı Durumu).

Şekilden görülebileceği gibi, kılavuzun genişliğini doğrusal olarak azaltmak, modların davranışını etkilememektedir. Kılavuz kalınlığına bağlı olarak mod sayısında azalma ya da artma gözlenebilmektedir. d' 'nin artırılması sonucunda, E_{12} ile E_{21} modları birbirlerine yaklaşmakta ve dejenere modlar haline gelmektedir. d' 'yi daha da arttırmak, başka modların da dejenere modlar oluşturmasına neden olacak gibi gözükmektedir.

BÖLÜM 5

TARTIŞMA VE SONUÇ

Bu tez çalışmasında, TOA'ların, optik haberleşmedeki yeri ve önemi belirtilmiş ve bu aygıtların yapısını oluşturan malzemelere kısaca değinilmiştir. Ayrıca, bir kılavuzlayıcı yapının nasıl oluşturulduğu ve hangi tekniklerin kullanıldığı anlatılmıştır. TODK'lar, küçük boyut, hafiflik, elektromanyetik girişimden bağımsızlık gibi avantajları sebebiyle, en çok, ışın ayırıcıları, bağlaştırıcılar, elektro-optik modülatörler ve algılayıcılar gibi uygulamalarda tercih edilmektedirler.

En basit ODK'lar olan DİDK'larda kılavuzlanmış modlara ait özdeğer denklemleri elde edilmiş ve bu denklemlerin yardımıyla, kılavuzlanmış TE ve TM modların kesim değerlerine ilişkin ifadeler verilmiştir. Dalganın, kılavuzlayıcı tabaka içerisinde ilerleyebilmesi için, tam iç yansıma şartını yerine getirmesi gerektiği vurgulanmıştır. Simetrik olmayan DİDK'nın özel bir durumu olan simetrik DİDK'da yayılan modlara ait özdeğer denklemlerinin, simetrik olmayan DİDK'da yayılan modlara ait özdeğer denklemlerinden kolayca elde edilebileceği gösterilmiştir. Ayrıca, simetrik DİDK'da yayılan en düşük mertebeden modun kesime gitmediği ve bu yüzden de her zaman bir modun olacağı, ifadelerle açıklanılmaya çalışılmıştır. Her iki kılavuz yapısı için $V-b$ eğrileri karşılaştırılmıştır. Zayıfça kılavuzlama yaklaşımında, TE ve TM modlarının davranışının özdeş olduğu gösterilmiştir. Bundan dolayı, sadece, TE modlara ilişkin $V-b$ eğrileri verilmiştir.

TOA'larda yaygın olarak kullanılan TODK'ların analizinin doğrudan yapmanın çok zor olması nedeniyle geliştirilen muhtelif yaklaşık yöntemlerin ve bu yöntemlerden EİY'nin, bu tür ODK'larda en çok tercih edilen bir yöntem olduğu ve bu yöntemin uygulandığı yapılardan bahsedilmiştir. EİY'nin, TODK'lara uygulanışı ayrıntılı bir biçimde gösterilmiştir. Bu yöntemin doğruluğunu artırmak için ileri sürülen yeni

tekniklerin, hem daha karmaşık olması hem de çok sayıda iteratif içermesi nedeniyle, pek kullanışlı olmadığı ifade edilmiştir.

TODK'larda dalga yayılımına, indis ve görünüş oranı kusurlarının etkisi incelenmiştir. Bu kusurlar, kılavuz ekseni boyunca hem sinüs biçimli hem de doğrusal olarak değiştirilmiş ve bu kusurların, kılavuz içerisinde yayılan modların davranışını ne derece etkilediği grafiklerle yorumlanmıştır. Sinüs biçimli değişen indis kusurları, modların yayılım sabitinde ters bir dalgalandırma meydana getirmektedir. Temel mod, bu tür indis kusurlarından, diğer modlara nazaran, daha az etkilenmektedir. Doğrusal olarak artan indis kusurlarında, yüksek mertebeden modlar arasında mod dönüşümü meydana gelirken; doğrusal olarak azalan indis kusurlarında ise, herhangi bir mod dönüşümü meydana gelmemektedir. Sinüs biçimli değişen a/d kusurları, temel modun yayılım sabitinde hafif bir dalgalanma oluşturmaktadır ve artan d değerleri ile, kılavuz içerisinde yayılan mod sayısı artmakta ve yüksek mertebeden modlar dejenere olmaktadır. Doğrusal olarak değişen a/d kusurlarında ise, temel modun yayılım sabitinde belirgin bir dalgalanma gözlenmemektedir. Fakat, d 'nin artmasıyla, hem mod sayısı artmakta hem de mod dejenerasyonu meydana gelmektedir.

Kılavuzlanmış modların, indis kusurlarından çok etkilendiği, fakat, görünüş oranı kusurlarından pek etkilenmediği sonucu çıkmıştır. Buna göre, tümleşik optik dalga kılavuzları üretilirken ve kullanılırken buna dikkat edilmelidir. İndis kusurları, mümkün mertebe minimum seviyede tutulmalıdır.

KAYNAKLAR

1. Sohler, W., et al., Integrated Optical Parametric Devices, *Journal of Lightwave Technology*, 4(7), 772-777, 1986.
2. Stallard, W., Beaumont, A., Booth, R., Integrated Optic Devices for Coherent Transmission, *Journal of Lightwave Technology*, 4(7), 852-857, 1986.
3. Suzuki, A., Kasahara, K., Shikada, M., InGaAsP/InP Long Wavelength Optoelectronic Integrated Circuits (OEIC's) for High-Speed Optical Fiber Communication Systems, *Journal of Lightwave Technology*, 5(10), 1479-1487, 1987.
4. Voges, E., Neyer, A., Integrated-Optic Devices on LiNbO₃ for Optical Communication, *Journal of Lightwave Technology*, 5(9), 1229-1238, 1987.
5. Farina, J., Integrated Optics: Theory and Technology, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 19(4), 770-770, 1983.
6. Woodward, T.K., Krishnamoorthy, A.V., 1-Gb/s Integrated Optical Detectors and Receivers in Commercial CMOS Technologies, *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 5(2), 146-156, 1999.
7. Özsoy, S., *Fiber Optik*, p. 111, Birsen Yayınevi, İstanbul, 2001.
8. Wilson, J., Hawkes, J.F.B., *Optoelectronics: An Introduction*, p. 398, Prentice Hall, 2nd Ed., New York, 1989.
9. Kertsen, R.Th., Integrated Optics for Sensors, pp. 277-293, *Optical Fiber Sensors: Principles and Components*, J. Dakin and B. Culshaw (Eds), Vol. I, Artech House, Boston, 1988,
10. Selvarajan, A., *Fiber Optic Sensors and Their Applications*, Indian Institute of Science, Bangalore,
<http://www.ntu.edu.sg/mpe/research/programmes/sensors/sensors/fos.html>.

11. Marcuse, D., Theory of Dielectric Optical Waveguides, Academic Press, Boston, 1991.
12. Greedy, S., Advances in the Spectral Index Method for the Analysis of Photonic Integrated Circuits, Ph.D. Thesis, University of Nottingham, 2002.
13. März, R., Integrated Optics Design and Modeling, Artech House, Boston, 1994.
14. Abou El-Fadl, A.A., An Optimal Method to Study the Propagation Characteristics of Rectangular Optical Waveguides, Fifteenth National Radio Science Conference, Egypt, B3/1-B3/8, Feb. 24-26, 1998.
15. Kumar, A., Clark, D.F., Culshaw, B., Explanation of Errors Inherent in the Effective-Index Method for Analyzing Rectangular-Core Waveguides, Optics Letters, 13(12), 1129-1131, 1988.
16. Kwan, C.H., Chiang, K.S., Study of Polarization-Dependent Coupling in Optical Waveguide Directional Couplers by the Effective-Index Method with Built-In Perturbation Correction, Journal of Lightwave Technology, 20(6), 1018-1026, 2002.
17. Chiang, K.S., Kwan, C.H., Lo, K.M., Effective-Index Method with Built-In Perturbation Correction for the Vector Modes of Rectangular-Core Optical Waveguides, Journal of Lightwave Technology, 17(4), 716-722, 1999.
18. Chiang, K.S., Lo, K.M., Kwok, K.S., Effective-Index Method with Built-In Perturbation Correction for Integrated Optical Waveguides, Journal of Lightwave Technology, 14(2), 223-228, 1996.
19. Chiang, K.S., Analysis of the Effective-Index Method for the Vector Modes of Rectangular-Core Dielectric Waveguides, IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, 44(5), 692-700, 1996.

20. Chiang, K.S., Analysis of Rectangular Dielectric Waveguides: Effective-Index Method with Built-In Perturbation Correction, *Electronics Letters*, 28(4), 388-390, 1992.
21. Chiang, K.S., Performance of the Effective-Index Method for the Analysis of Dielectric Waveguides, *Optics Letters*, 16(10), 714-716, 1991.
22. Chiang, K.S., Effective-Index Method for the Analysis of Optical Waveguide Couplers and Arrays: An Asymptotic Theory, *Journal of Lightwave Technology*, 9(1), 62-72, 1991.
23. Chiang, K.S., Analysis of Optical Fibers by the Effective-Index Method, *Applied Optics*, 25(3), 348-354, 1986.
24. Chiang, K.S., Dual Effective-Index Method for the Analysis of Rectangular Dielectric Waveguides, *Applied Optics*, 25(13), 2169-2174, 1986.
25. Buus, J., Application of the Effective Index Method to Nonplanar Structures, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, QE-20(10), 1106-1109, 1984.
26. Buus, J., The Effective Index Method and Its Application to Semiconductor Lasers, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, QE-18(7), 1083-1089, 1982.
27. Altural, H., Saraçoğlu, Ö.G., Tümlüşik Optik Dalgakılavuzlarında İndis Kusurlarının Dalga Yayılımına Etkisinin İncelenmesi, EMO 11. Elektrik-Elektronik-Bilgisayar Mühendisliği Ulusal Kongresi ve Fuarı, İstanbul, 22-25 Eylül, 2005. (Kabul edildi.)
28. Marcatili, E.A.J., Dielectric Rectangular Waveguide and Directional Coupler for Integrated Optics, *The Bell System Technical Journal*, 2071-2102, September 1969.
29. Knox, R.M., Toullos, P.P., Integrated Circuits for the Millimeter Through Optical Frequency Range, *Proc. M.R.I. Symp. Sub-Millimeter Waves*, Brooklyn, N.Y., Polytechnic Press, pp. 497-516, 1970.

30. Kumar, A., Thyagarajan, K., Ghatak, A.K., Analysis of Rectangular-Core Dielectric Waveguides: An Accurate Perturbation Approach, *Optics Letters*, 8(63), 1983.
31. Syms, R.R.A., Cozens, J.R., *Optical Guided Waves and Devices*, McGraw-Hill, 1992.
32. Okamoto, K., *Fundamentals of Optical Waveguides*, Academic Press, 2000.
33. Goell, J.E., A Circular-Harmonic Computer Analysis of Rectangular Dielectric Waveguides, *The Bell System Technical Journal*, 2133-2160, September 1969.
34. Kawano, K., Kitoh, T., *Introduction to Optical Waveguide Analysis: Solving Maxwell's Equations and the Schrödinger Equation*, pp. 69-72, John Wiley&Sons, New York, 2001.

ÖZGEÇMİŞ

Adı Soyadı : Hayriye Altural
Baba Adı : Behzat
Ana Adı : Hatice
Doğum Yeri : Kayseri
Doğum Tarihi : 12.08.1980

İlk, orta ve lise tahsilini Kayseri’de tamamladı. 1997 yılında girdiği Erciyes Üniversitesi Mühendislik Fakültesi Elektronik Mühendisliği Bölümü’nden 2002 yılında mezun oldu. 2003 yılında Erciyes Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü’nde yüksek lisans öğrenimine başladı. Halen, yüksek lisans öğrenimine devam etmektedir.

Adres : Erciyes Üniversitesi Lojmanları, 3.Blok, No:82
38039 - Melikgazi/KAYSERİ
Telefon (ev) : 0352 437 66 43
(cep) : 0537 612 01 89
E-posta : alturalhayriye@hotmail.com