

**BAZI ÜNİFORM DALGA KILAVUZLARINDA ÖZDEĞERLERİN
TRANSMİSYON HATTI EŞDEĞERLİKLERİ
YARDIMIYLA BELİRLENMESİ**

100787

**DOKTORA TEZİ
Y. Müh. Namık YENER
(504950023012)**

100787

**İTÜ FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
KURULUŞ BAŞKANLIĞI
11.02.2000**

**Tezin Enstitüye Verildiği Tarih : 11 Şubat 2000
Tezin Savunulduğu Tarih : 26 Haziran 2000**

**Tez Danışmanı : Prof. Dr. Ercan TOPUZ
Diğer Jüri Üyeleri Prof. Dr. Selim ŞEKER (B.Ü.)
Prof. Dr. Filiz GÜNEŞ (Y.T.Ü.)
Doç. Dr. Ali TOKER (İ.T.Ü.)
Doç. Dr. Tayfun GÜNEL (İ.T.Ü.)**

Ş. Şeker
F. Güneş
A. Toker
T. Günel

HAZİRAN 2000

ÖNSÖZ

Aslında bir doktora çalışmasına ben, Ağustos 1977'de A. B. D'de Cornell Üniversitesi'nde başladım. Ancak Mayıs 1981'de bu çalışmayı yarım bırakarak yurda döndüm. Daha sonra ise çeşitli nedenlerden ötürü başlamış bulunduğum programa geri dönemedim. Bu programdaki tez konum, önceleri bir süre mikrodalgalarda “solitonlar” idi. Daha sonra ise yine mikrodalgalarda “geriye doğru dalgalar” (backward waves) üzerinde çalıştım.

1995 kış döneminde İTÜ'de doktora tekrar başladığımda A. B. D'de yaptığım çalışmanın özüne yakın bir konuda çalışma olanağının varlığı benim için en sevinilecek olgulardan biri idi. Çünkü A. B. D'deki son çalışma konum olan “geriye doğru dalgalar” da kullanılan dalga kılavuzunun özdeğerlerinin (propagasyon sabitlerinin) hesaplanmasını içeriyordu, yeni programımdaki tez konum da. Aslında bu tezde geliştirilen sonuçlar çeşitli açık dalga kılavuzlarında geriye doğru dalgaların varlığını saptamada doğrudan kullanılabilir. Aynı konu kayıpsız iletim sistemlerinde gözlenen ve literatürde yer almış olan kompleks propagasyon sabitlerinin varlığını saptamada da geçerlidir.

Bu neden ile bu tez çalışmasının gerçekleşmesinde payı olan kişilere teşekkürlerimi belirtmek isterim.

Verdiği sürekli destek ve fikirleri ile bu çalışmaya başından sonuna ışık tutan Danışmanım Sayın Prof. Dr. Ercan TOPUZ'a şükranlarımı belirtmeyi bir borç bilirim.

Ayrıca Sayın Doç. Dr. Kadir ERKAN'a İzmit'deki oryantasyonuma katkıları ve bilgisayar hesaplamalarındaki yardımları için teşekkür ederim.

Metni bilgisayar ortamında oluşturan Sayın Kadriye GÜL'e titiz çalışması için özel olarak teşekkür ederim.

Haziran 2000

Namık YENER

İÇİNDEKİLER

TABLO LİSTESİ	v
ŞEKİL LİSTESİ	vi
ÖZET	viii
SUMMARY	xiii
1. GİRİŞ	1
1.1 Amaç	1
1.2 Problemin tanıtımı	4
1.3 Yöntem	9
1.3.1 Referans problem: homojen dielektrikle yüklü dalga kılavuzu	12
1.3.2 Referans problem: tabakalı dielektrikle yüklü dalga kılavuzu	13
1.4 Bu çalışmanın literatür içindeki yeri ve kapsamı	14
2. ÜNİFORM DALGA KILAVUZLARINDA TRANSMİSYON HATTI DENKLEMLERİ	18
2.1 Referans problemin homojen ortamlı dalga kılavuzu olarak alınması durumunda üniform dalga kılavuzları için transmisyon hattı denklemleri	20
2.2 Referans problemin homojen olmayan dalga kılavuzu olarak alınması durumunda üniform dalga kılavuzları için transmisyon hattı denklemleri	25
2.2.1 Paralel levhalı dalga kılavuzunda TE_y , TM_y tipi çözümler	30
2.2.2 y doğrultusundaki sınır değer problemi	33
2.2.3 İncelenen problem için transmisyon hattı eşdeğerlikleri	36
3. İNTEGRE OPTİK DALGA KILAVUZLARINA AİT ÇÖZÜMLER	48
3.1 Karşı düşen kapalı homojen kılavuzun özfonksiyonlarını kullanarak çeşitli yapılara sahip integre optik dalga kılavuzları için yapılan yaklaşık çözümler	48
3.1.1 Optik film	48
3.1.2 Gömülü tip dalga kılavuzu: dikdörtgen dielektrik çubuk	65
3.1.3 Çıkıntılı dalga kılavuzu	74
3.2 Karşı düşen homojen olmayan dalga kılavuzunun özfonksiyonlarını kullanarak çıkıntılı dalga kılavuzu için yapılan yaklaşık çözümler	78

4. SONUÇLAR VE TARTIŞMA	99
KAYNAKLAR	102
EKLER	106
ÖZGEÇMİŞ	128



TABLO LİSTESİ

	<u>Sayfa No</u>
Tablo 1.1 Literatürdeki yöntemler ve bu yöntemlerin kıyaslanması.....	15
Tablo 3.1a Ekranlı optik filmde dominant TM modu propagasyon sabiti.....	59
Tablo 3.1b Üst mertebeden tek simetrik TM modları için 39 mod kullanılarak elde edilen değer ve optik filmin özdeğerleri.....	60
Tablo 3.2 Goell'den alınan veri ve transmisyon hattı eşdeğerlikleri ile bulunan sonuçların kıyaslanması.....	71
Tablo 3.3a Referans problem olarak boş transmisyon borusunun alınması halinde açılımda kullanılan mod sayısına bağlı olarak dominant mod propagasyon sabiti.....	77
Tablo 3.3b Farklı yöntemlerle Tablo 3.3a'daki parametreler için elde edilen dominant mod propagasyon sabitleri.....	78
Tablo 3.4 Referans problem olarak katmanlı dielektrikle dolu dalga kılavuzu alındığında açılımda kullanılan mod sayısına bağlı olarak dominant mod propagasyon sabiti.....	94
Tablo 4.1 Bölüm 3 Tablo 3.3 ve Tablo 3.4'de verilen sonuçların elde edilmesi için gerekli bilgisayar zamanları.....	100

ŞEKİL LİSTESİ

	<u>Sayfa No</u>
Şekil 1.1 : İki optik dalga kılavuzu ve dielektrik sabiti dağılımları.....	5
Şekil 1.2 : Optik dalga kılavuzuna ait dispersiyon diyagramı.....	6
Şekil 1.3 : İki dielektrikli ($n_1 > n_2$) bir açık dalga kılavuzunda $\exp[j(\omega t - \beta z)]$ değişimi varsayımı ile eksenel propagasyon sabit β 'nın değişim bölgeleri.....	7
Şekil 1.4 : Analizde kullanılan geometriler.....	8
Şekil 1.5 : Referans problem için uygun iki seçim.....	11
Şekil 2.1 : Paralel levhalı dalga kılavuzundan elde edilen dikdörtgen dalga kılavuzu.....	31
Şekil 3.1 : Gerçek problem: simetrik film, n_3 : i. katmanın kırılma indisi.....	49
Şekil 3.2 : Optik film hesaplamaları için iki geometri.....	49
Şekil 3.3 : $\delta\epsilon$ nun değişimi.....	55
Şekil 3.4 : Dielektrik tabaka ile yüklü kapalı dikdörtgensel kılavuzda E_y alan bileşenine ait (a) üç boyutlu kesit içi alan dağılımı, (b) aynı büyüklük için eş genlik eğrileri.....	62
Şekil 3.5 : $x = 0$ 'da 1. ve 2. modlar için $E_z(y)$ değişimi	63
Şekil 3.6 : $x=0$ da (a) açılımında 40 mod kullanarak, (b) 400 mod kullanarak dominant mod için film-kılıf geçiş bölgesinde E_z bileşeni.....	64
Şekil 3.7 : Gömülü kılavuz için gerçek problem ve hesaplamalar için iki geometri.....	68
Şekil 3.8 : Gömülü kılavuz için dominant moda ait üç boyutlu kesit iç E_z değişimi.....	72
Şekil 3.9 : Gömülü kılavuz için eş genlik eğrileri.....	73
Şekil 3.10 : Gömülü kılavuz için düşey çubuk genişliğini değiştirerek elde edilen propagasyon sabiti değerleri.....	74
Şekil 3.11 : Çıkıntılı dalga kılavuzu için gerçek problem ve hesaplamalar için iki geometri.....	75
Şekil 3.12 : Homojen kesitli referans problemle çıkıntılı dalga kılavuzunda E_x bileşeni	85
Şekil 3.13 : Çıkıntılı dalga kılavuzu için referans problemin kesiti.....	85
Şekil 3.14 : Çıkıntılı kılavuzda hesapta kullanılan geometri.....	87
Şekil 3.15 : Dielektrik süreksizlik eğrisi	88

Şekil 3.16 :	Çıkıntılı kılavuz için dominant moda ait E_x (a) üç boyutlu genlik eğrisi, (b) aynı problem için kesiti eş genlikli eğriler	91
Şekil 3.17 :	Çıkıntılı kılavuzda düşey boyuta göre birinci moda ilişkin propagasyon sabitinin değişimi	94
Şekil 3.18 :	Kuvvetli kılavuzlanmış modde E_x için kesit içi genlik eğrileri	95
Şekil 3.19 :	Kuvvetli kılavuzlanmış modda P_z için kesit içi genlik eğrileri	96
Şekil 3.20 :	$h=4d=0.8\mu m$ olan yapının dominant modunun P_z için kesit içi eş genlik eğrileri	97
Şekil 3.21 :	Kuvvetli kılavuzlanmış mod için E_x in $x=0$ daki y ile değişimi ($n_{max}=9$, $H=31\lambda$, $L=11.4\lambda$)	98
Şekil B.1 :	Asimetrik optik film dalga kılavuzu.....	115
Şekil E.1 :	Referans problem olarak homojen kesitli dalga kılavuzu kullanılması durumuna ilişkin akış şeması	126
Şekil E.2 :	Referans problem olarak dielektrik katmanlı dalga kılavuzu kullanılması durumuna ilişkin akış diyagramı	127



BAZI ÜNİFORM DALGA KILAVUZLARINDA ÖZDEĞERLERİN TRANSMİSYON HATTI EŞDEĞERLİKLERİ YARDIMIYLA BELİRLENMESİ

ÖZET

Son yıllarda milimetre dalga boylu frekanslarda, fiber optikte ve integre optikteki hızlı gelişme rastgele şekilli dielektrik kılavuzların kullanımını yaygınlaştırmıştır. Bu dalga kılavuzları rastgele şekilde homojen değil ve/veya rasgele şekilde anizotropiktir. Dalga kılavuzlarının yapısındaki bu keyfilik analitik çözümlerin bulunmasını güçleştirmektedir. Bu nedenle böyle dalga kılavuzlarını çözmek için çeşitli yöntemler geliştirilmiştir.

Bu çalışmada Maxwell'in diferansiyel veya integral formundaki

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (1)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (2)$$

denklemlerini, standart matris tekniklerini kullanarak çözebilen bir lineer cebrik denklem sistemine dönüştürmek amaçlanmıştır. Bunu gerçekleştirmek için ise transmisyon hattı eşdeğerliklerinden yararlanılmıştır.

Diğer bir deyişle bu çalışmada bazı açık üniform dalga kılavuzlarının propagasyon sabitlerini hesaplamak için transmisyon hattı eşdeğerlikleri yardımı ile yaklaşıklık yapılabileceği gösterilmektedir. Amaca ulaşmak için kullanılan yöntemin ilk adımı dalga kılavuzunu mükemmel iletken bir ekran ile örtmektir. Böylece xyz koordinat sisteminde üç yönde sonsuz boyutlara sahip problem xy düzleminde sonlu bir kesit içine sınırlandırılmaktadır. Bu adım aynı zamanda hesaplanan alanın başından sonuna kadar yapılan toplam iki yaklaşıklığın birincisini içermektedir. Sonsuz boyutlu ortamlar yerine sonlu bir kesit içinde hesap yapabilme kolaylığına karşı açık dalga kılavuzunun spektrumunda doğabilecek değişmelere göz yumulmaktadır. Ancak bu ekranlama işlemi açık dalga kılavuzunun ışıyım tipi modlarını ayrık spektraya dönüştürürse de yüzey tipi modlarını fazla etkilememektedir. 1977 yılında yayınlanan çalışmasında K. Ogusu deneysel olarak bu yaklaşımın güvenilirliğini saptadığını belirtmiştir. Bu yaklaşımın bir diğer avantajı ise çok çeşitli kesit içi yapılara sahip üniform dalga kılavuzları için uygulanabilir olmasıdır.

Öte yandan kullanılan ekranın boyutlarının seçimi bir optimizasyon sorunudur. Eğer bu boyutlar çok yakın seçilirse açık optik dalga kılavuzunun yüzey modu tipi çözümleri etkilenebilir. Ekran fazla uzakta seçilirse, alanların aşağıda bahsedilen seri açılımlarında daha fazla terim gerekecek, bu ise sayısal hesaplamalarda gerekli bilgisayar zamanını çok artıracak ve yöntemin uygulanabilirliği kalmayacaktır. Bu çalışmada söz konusu edilen ekranı, hem yüzey modu çözümlerinin doğruluğunu etkilemeyecek hem de bilgi işlem süresini fazla uzatmayacak şekilde seçmenin mümkün olduğu görülecektir.

Bu ekranın seçimi ile gerçek probleme (açık optik dalga kılavuzu) ilişkin “incelenen problem” belirlenmiş olacaktır. Bunu izleyen adımlar bu incelenen probleme ait propagasyon sabitlerinin hesaplanmasından oluşur. Bu propagasyon sabitlerinin hesabının sonuçları eğer gerçek problemin açık analitik çözümü var ise bu çözümlerle, yok ise bunların hesabı için daha önce kullanılmış, literatürde mevcut diğer yöntemlerin sonuçları ile kıyaslanmaktadır. Kısacası transmisyon hattı eşdeğerlikleri yardımı ile açık optik dalga kılavuzunun propagasyon sabitlerini bulmak için (gerçek problem), ekranlanmış dielektrik dalga kılavuzunun propagasyon sabitleri (incelenen problem) hesaplanmaktadır.

İncelenen problemin propagasyon sabitlerinin yukarıda belirtilen hesabı sürecinde transmisyon hattı eşdeğerlikleri kurulmaktadır. Yani problemin her moduna bir transmisyon hattı sistemi karşı düşürülmekte ve bu transmisyon hattı sisteminin propagasyon sabiti gerçek probleminki olarak alınmaktadır. Burada “transmisyon hattı sistemi” sözcüğünün kullanılış nedeni normalde kuple olmayan transmisyon hattı denklemlerinin, kesit içi dielektrik geçirgenliğinin değişken olması nedeni ile kuple hale gelmesi ve artık bir sistem oluşturmasıdır.

Bu tez çalışmasında bu noktaya kadar izlenen ve yukarıda açıklanan yöntem daha önce de literatürde yer almış konvansiyonel bir yöntemdir. Bu noktadan sonra ise iki yol izlenmektedir. Farklı iki yöntem oluşturan bu yollardan birisi alanların seri açılımlarında özfonksiyonlar olarak incelenen problem ile aynı dış iletken yüzeye sahip kesit homojen dalga kılavuzunun çözümlerini kullanmaktır. Esasen bu yöntem 1952’de Schelkunoff tarafından önerildikten sonra uygulanmıştır (örneğin 1968’de W. E. Hord ve F. J. Rosenbaum ve 1977’de K. Ogusu). Diğer yol ise alanların seri açılımlarında özfonksiyonlar olarak, incelenen problem ile aynı dış iletken yüzeye sahip fakat kesit içi yapı olarak ne kadar çok incelenen probleme benzerse o kadar daha çok tercih edilen ve analitik çözüme sahip bir yapının çözümlerini kullanmaktır. Bu yöntemi uygulamak için Felsen ve Marcuvitz’in 1973 yılında yayınlanan eserinde elde edilen ve belli bir kesit içi geometriye sahip (ϵ ve μ fonksiyonları yalnız bir kesit içi koordinata bağlı) dalga kılavuzlarının özfonksiyonları kullanılmıştır.

Daha sonra alanların seri açılımlarında terimlerin katsayıları olan akım ve gerilim büyüklükleri arasında bağıntılar, yani transmisyon hattı denklemleri, elde edilmektedir. Bu bağıntılar, uniform kılavuzlarda z ile değişim $e^{-j\beta z}$ şeklinde olduğundan, bir lineer cebrik denklem sistemine dönüşmekte ve gerçek problemin propagasyon sabiti bu lineer cebrik denklem sisteminin katsayılar matrisinin özdeğeri olarak bulunmaktadır.

Bu çalışmanın özgün yanlarından biri referans problem geometrisinin enine kesit eksenlerinden birine paralel dielektrik katmanlardan oluştuğu ve incelenen problemin ise bu referans probleminden sadece ΔS gibi bir pertürbasyon bölgesinde farklı olduğu durumda transmisyon hattı denklemlerinin elde edilmesinde gerçekleştirilen basitleştirmelerdir. Böylelikle bilgisayar işlem süresi belirgin miktarda kısaltılabilmekte ve analitik bağıntılar daha basit olmaktadır.

Diğer bir özgün yan ise transmisyon hattı denklemlerine ulaşabilmek için kesit içinde parça parça sürekli bir fonksiyon olarak dielektrik geçirgenliğin tersinin türevlerine ilişkin hesaplamadır. Dielektrik geçirgenlik fonksiyonunun parça parça sürekli olmasından dolayı bu özelliğe sahip $1/\epsilon$ fonksiyonunun türevleri transmisyon hattı denklemleri ifadelerinde bazı terimlerde gözükmektedir. Distribüsyon anlamında mevcut olabilen bu türevler de hesaplanmış ve bu yapı için transmisyon hattı denklemleri tam olarak elde edilmiştir.

Sonuçta öyle ifadeler bulunmaktadır ki sadece yukarıda bahsedilen ΔS pertürbasyon bölgesinde hesaplanması yeten bazı yüzey integralleri ve dielektrik geçirgenlik fonksiyonunun süreksiz olduğu pertürbasyon eğrisi çevresi hesaplanması yeten çizgisel integrallerle transmisyon hattı denklemleri elde edilebilmektedir.

Bu tez çalışmasının özgün yanlarından birinin basitleştirilmiş transmisyon hattı denklemleri olduğu belirtilmiştir. Önerilen yöntem ile kuple çıkıntılı kılavuzlar için de propagasyon sabiti hesabı basitleştirilmekte ve aslında dielektrik katmanlı geometriye yakın bir kesit içi dağılıma sahip herhangi bir yapı için integraller çok kolaylaşmaktadır.

Bu tezde tanıtılan problemi çözmeye kullanılan yöntemin böylece belirtilmesinden sonra bu çalışmanın içeriği aşağıdaki gibi özetlenebilir: Önce üniform dalga kılavuzlarında transmisyon hattı denklemlerinin elde edilmesi incelenmektedir. Ele alınan iki farklı yöntemden birincisi olan ve özfonksiyonların homojen dalga kılavuzundan elde edildiği yöntem için akım gerilim bağıntıları (transmisyon hattı denklemleri) en genel hal için bulunmaktadır. İzotropik ortamlarla dolu kılavuzlar için bu denklemlerin aldığı hal ayrıca verilmektedir. Daha sonra incelenen problemde alan açılımlarında kullanılan özfonksiyonların homojen olmayan dalga kılavuzundan alınması ve ϵ parça parça sabit bir fonksiyon iken transmisyon hattı denklemlerinin aldığı genel hal elde edilmektedir. Ayrıca referans problem özel olarak dielektrik katmanlardan oluşan bir kesite sahip olduğunda transmisyon hattı denklemlerinin alacağı özel hal elde edilmektedir. Bunları gerçekleştirmek için hem özfonksiyonları belirlemeden (özfonksiyonlar için açık ifadeler kullanmadan) genel özfonksiyonlar için transmisyon hattı denklemleri elde edilmektedir, hem de bu özfonksiyonların, katmanlı dielektrikten oluşan referans problem için aldığı özel şekil kullanılarak transmisyon hattı denklemleri bulunmaktadır. Özfonksiyonların homojen olmayan geometriden alınarak izlenen yolda yapılan basitleştirmeler de verilmekte, böylece bu yöntem için çalıştırılan bilgisayar programının da basitleşmesine olanak sağlanmaktadır.

Ayrıca referans problem olarak kapalı, homojen olan ve olmayan kılavuzların özfonksiyonlarını kullanarak çeşitli geometrilere sahip integre optik dalga kılavuzları için yapılan yaklaşık çözümler incelenmektedir. Homojen geometrinin referans problem olarak alınması hali için ele alınan örnekler optik film, gömülü ve çıkıntılı dalga kılavuzlarıdır. Diğer hal için ise yalnızca çıkıntılı dalga kılavuzu ele alınmıştır ve sonuçlar tablolar halinde verilmiştir. Örnek hesaplamaların sonuçları optik filmde gerçek problemin tam çözümü konvansiyonel yollarla bulunabildiği için tam çözümle kıyaslanarak gömülü ve çıkıntılı kılavuzlar için literatürdeki çeşitli metotlara ait sayısal sonuçlarla kıyaslanarak incelenmiştir.

Ayrıca referans problem olarak dielektrik katmanlı kılavuz alındığında pertürbasyon bölgesinin sınırları nasıl bir eğri olursa olsun transmisyon hattı eşdeğerlikleri bulunabilmektedir. Yani uygulanan yaklaşım pertürbasyon bölgesinin sınırlarını oluşturan eğrinin tipi ile sınırlanmamaktadır. Dolayısı ile çıkıntılı kılavuzda çıkıntıyı belirleyen herhangi bir eğri için metot çözümü vermektedir.

Kullanılan bilgisayar programında, seri açılımlarında terim sayısını belirleyen $n_{\max}$ parametresinin seçimi ile yapılan yaklaşıklığın dışında hiçbir yaklaşıklık yapılmamaktadır. $n_{\max}$ 'ın bu seçimi daha önce belirttiğimiz ve açık dielektrik dalga kılavuzunu içine koyduğumuz ekran nedeniyle yapılan ilk yaklaşıklıktan sonraki tek yaklaşıklıkla kullanılır. Yaklaşıklıkta kullanılan mod sayısını belirleyen $n_{\max}$ 'ı büyük seçerek bu nedenle oluşabilecek hatanın küçük tutulduğu varsayılmıştır. Öte yandan sadece $n_{\max}$ biteviye büyük seçmek de mümkün görünmemektedir. Çünkü büyük $n_{\max}$ değerlerinde kapalı dalga kılavuzunun oluşturduğu incelenen probleme karşı düşen referans problemin propagasyon sabitleri sanal olmaktan çıkıp reel değerler almaya başlarlar. Bunun nedeni ise bu $j\kappa'_m$ propagasyon sabitinin

$$j\kappa'_m = j\sqrt{(2\pi n_i)^2 - \left(\frac{2\pi n_{\max}}{L}\right)^2 - k_i^2} \quad (3)$$

ifadesi ile verilmesidir (n_i i., katmanın kırınım indeksi, k_i i. katmanda y yönündeki dalga sayısı ve L ekranın genişliğidir). $n_{\max}$ artırılırken aynı zamanda referans probleme ait kapalı dalga kılavuzunun genişliğinin (L nin) artırılmaması halinde ortaya çıkan bu durum istenmez. Zira bu halde z eksen boyunca sonsuz boyutlu olan incelenen problemde bir yönde alan genlikleri sonsuz büyük değerlere ulaşır gözükcektir. Böyle terimlerin incelenen problemde alanların açılım ifadelerinde kullanılması bu problemin propagasyon sabitlerinin ve alan büyüklüklerinin fiziksel olmayacak kadar büyük değerler almasına yol açar. O halde $n_{\max}$ artırılırken aynı zamanda kapalı dalga kılavuzunun yatay genişliği de artırılmalıdır.

Bu tez çalışmasında elde edilen sonuçlar şöyle özetlenebilir: Açık üniform dielektrik dalga kılavuzlarının dominant yüzey moduna ait propagasyon sabitleri bu dalga kılavuzlarına karşı düşen ideal iletkenle ekranlanmış dalga kılavuzlarının propagasyon sabitlerini hesaplayarak yaklaşık olarak bulunabilir. Genel halde tam analitik çözümü bilinmeyen açık dielektrik dalga kılavuzuna karşı düşen kapalı kılavuzun propagasyon sabiti, her moda ilişkin bir transmisyon hattı denklemleri sisteminin propagasyon sabiti olarak bulunabilir. Bu transmisyon hattı denklemleri incelenen problem ile aynı dış metalik yüzeye sahip homojen veya homojen olmayan kılavuzların çözümlerini özfonksiyonlar olarak kullanarak elde edilmiştir. Homojen kılavuzların çözümlerini özfonksiyonlar olarak kullanarak kapalı ve dielektrikle dolu dalga kılavuzları için transmisyon hattı denklemlerinin elde edilişi literatürde mevcuttur. Genel halde ve referans problemin kesit içi eksenlerden birine paralel dielektrik katmanlardan oluştuğu, gerçek problemin ise buna çok yakın kesit içi geometriye sahip çıkıntılı dalga kılavuzu olduğu hal için, transmisyon hattı denklemleri elde edilmiş ve bu denklemlerde hem program yazma süresini azaltan hem de bilgi işlem süresini azaltan basitleştirmeler yapılmıştır. Ayrıca bulunan sonuçların bir kişisel bilgisayarda sayısal uygulamaları yapılmış ve bulunan propagasyon sabitlerinin gerçek değerlere veya başka yöntemlerle bulunan değerlere yakın olduğu görülmüştür.



DETERMINATION OF EIGENVALUES IN SOME UNIFORM WAVEGUIDES WITH THE HELP OF TRANSMISSION LINE EQUIVALENCES

SUMMARY

In recent years the rapid development in millimeter wave frequencies, fiber optics and integrated optics has made the use of arbitrary shaped dielectric waveguides more common. These waveguides are arbitrarily inhomogeneous or arbitrarily anisotropic. This arbitrariness in the geometry of waveguides makes obtaining of analytical solutions even more difficult. This is why various methods have been developed to solve such waveguides.

In this work Maxwell's equations

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (1)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (2)$$

or their equivalents in integral form have been targeted to be transformed into a linear, algebraic equation system that can be solved by means of using standard matrix techniques. To achieve this on the other hand, transmission line equivalences have been employed.

In other words in this work it is demonstrated that with the aid of transmission line equivalences it is possible to make an approximation to calculate the propagation constants of some uniform waveguides. The first step of the method used to realize this aim consists in covering the waveguide with a perfectly conducting shield. In this way the problem which has infinite dimensions in three directions in the xyz coordinate system is confined into a finite cross-section in the xy plane. This step at the same time encompasses the first of the total of two approximations made throughout the calculations. In return for the simplicity of being able to make computations in a finite cross-section, changes in the spectrum of the open waveguide take place and these changes constitute the first of the two error sources in the approach used. On the other hand even though this screening transforms the

radiation type modes of the open waveguide into discrete spectra, the surface type modes are not affected very much. In his work published in 1977, K. Ogusu has stated that he has determined the reliability of this method experimentally. Another advantage of this approach is its applicability in a diversity of cross-sections of uniform waveguides.

On the other hand the selection of the dimensions of the shield is a matter of optimization. If these dimensions are selected too close to the guiding structure, the surface mode type solutions of the open optical waveguide can be affected. If the screen is selected too far away, more terms will be needed in the series expansions of the fields, this in turn will necessitate increase of the computation time; thus applicability of the method will diminish. In this work it will be seen that it is possible to choose the above mentioned shield in a way which neither influences accuracy of the surface mode solutions nor increases computation time.

By the selection of this shield “the examined problem” related to the original problem (the open optical waveguide) will have been determined. The steps following this choice consist in computation of propagation constants pertaining to this examined problem. The results of the computation of these propagation constants are compared with the exact analytical solutions of the original problem, if such solutions exist, otherwise with the results of other methods previously used and existing in the literature. Stated briefly, in order to find the propagation constants of open optical waveguides (the original problem) with the help of transmission line equivalences, the propagation constants of shielded dielectric waveguides (the examined problem) are calculated.

In the above mentioned process of computation of propagation constants, transmission line equivalences are set up. That is, a corresponding transmission line system is constructed for each mode of the problem and the propagation constant of this transmission line system is taken up as that of the original problem. In here, the reason why the expression “transmission line system” is coined is because the transmission line equations ordinarily uncoupled, become coupled due to the fact that the dielectric permittivity is a varying function in the cross-section and hence constitute a system.

The method followed up till this point in this thesis, and described above, is a conventional procedure that exists in the literature. After this point on the other hand, two different paths are followed. One of these two approaches which constitute two separate methods, is to use, solutions of the waveguide, homogeneous in cross-section and with the same conducting shield as of the examined problem, as eigenfunctions in the series expansions of the fields. In fact this approach has been used after its proposition by S. A. Schelkunoff in 1952 (e.g. by W. E. Hord and F. J. Rosenbaum in 1968, and by K. Ogusu in 1977). The other approach is to use as eigenfunctions in series expansions of fields, solutions of a structure which has the same external conducting surface as the examined problem, but which has a cross-sectional geometry which is preferred more, the more it resembles the examined

problem, and which at the same time admits an analytical solution. In order to apply this method, eigenfunctions which are derived in a work by L. B. Felsen and N. Marcuvitz published in 1973, and which belong to an inhomogeneous waveguide with a certain cross-sectional geometry (when ϵ and μ depend on only one transverse coordinate) have been used.

Next, the relations between currents and voltages which are coefficients of terms in series expansions of fields, in other words transmission line equations, are obtained. Because z dependence in uniform waveguides is as $e^{-j\beta z}$, these relations transform into a linear algebraic equation system and the propagation constant of the original problem is found as the eigenvalue of the coefficient matrix of this equation system.

One original aspect of this work is the developed simplification in the derivation of transmission line equations in the case where the reference problem geometry consists of dielectric strata parallel to one of the transverse coordinate axes and when it differs from the examined problem geometry only on a perturbation region such as ΔS . In this way the computer processing time shortens considerably and analytic relations become simpler.

One other original aspect is concerned with the calculation related to the derivatives of the inverse of the dielectric permittivity which is a piece-wise continuous function in the cross-section. The derivatives of the function $1/\epsilon$ which is piece-wise continuous because ϵ is, appear in some terms while deriving transmission line equations. These derivatives which exist in the distribution sense have also been calculated and the complete transmission line equations for above mentioned geometries have been obtained.

As the result such expressions are found that the transmission line equations are then obtainable by calculating some surface integrals only on the above mentioned ΔS perturbation region and some linear integrals which have to be calculated only along the contour of the perturbation region across which the dielectric permittivity function is discontinuous.

It was noted above that one of the original contributions of this thesis work is the simplified transmission line equations. With this proposed method, propagation constant computation of coupled rib waveguides also simplifies and in fact integrals for any structure which has a cross-sectional configuration close to the stratified geometry simplify very much.

Having stated the method employed in this thesis used to solve the problem introduced, the content of this work can be summarized as follows. First the derivation of the transmission line equations in uniform waveguides is investigated. For the method where the eigenfunctions are obtained from the homogeneous waveguide and which is the first one of the two different methods taken up, current voltage relations (transmission line equations) are found for the most general case.

The version of these equations for waveguides filled with anisotropic medium is given separately. Then the general form of the transmission line equations is obtained for the case when the eigenfunctions used in field expansions of the examined problem are taken from the inhomogeneous waveguide and when ϵ is a piece-wise constant function. Furthermore the particular form of the transmission line equations when the reference problem has a cross-section which is made up of dielectric layers, is developed. In order to accomplish these, the transmission line equations are derived both for general unspecified eigenfunctions without particular expressions and also by using the special form they take for the reference problem consisting in the cross-section of stratified dielectrics with layers parallel to one of the transverse coordinates. The simplifications realized in the method where the source of eigenfunctions is the inhomogeneous waveguide are also given and in this way it is made possible to simplify the computer program for simulation.

Furthermore approximate solutions found by using eigenfunctions of homogeneous and inhomogeneous guides are investigated for integrated optical waveguides of various geometries. The examples taken up for the case where the reference problem is the homogeneous cross-section are the optical film, buried and the rib waveguides. For the second case the only example taken up is the rib waveguide, and all results have been presented in tables. The results of exemplary calculations have been investigated by comparison with the exact solution in the case of optical film and by comparison with numerical results of various methods existing in the literature for the case of buried and rib waveguides.

It can be added that when the above mentioned stratified dielectric cross-section is taken as the reference problem, transmission line equivalences can be established regardless of what kind of a curve constitutes the boundaries of the perturbation. In other words the approach used is not restricted by the type of the curve that forms the boundaries of the perturbation region. Thus the method yields the result for any curve that forms the rib in a rib waveguide.

In the computer program used, no approximation is made other than that of the choice of the parameter $n_{\max}$ which determines the number of terms used in series expansions. This selection of $n_{\max}$ is the only approximation after the first one which we noted above and which is due to the placement of the open dielectric waveguide in a metallic shield. It has been assumed that by choosing large values for $n_{\max}$ the error arising can be kept small. However it can be stated that choosing $n_{\max}$ endlessly large is not feasible either. This is because the propagation constants of the reference problem which corresponds to the examined problem which is a closed waveguide, cease to be imaginary and they become real. This is because this propagation constant $j\kappa'_m$ is given by the expression

$$j\kappa'_m = j\sqrt{(2\pi n_i)^2 - \left(\frac{2\pi n_{\max}}{L}\right)^2 - k_i^2} \quad (3)$$

(n_i is the refractive index, k_i is the y direction wave number both of the of the i^{th} layer and L is the width of the shield.) This condition which emerges in case the reference problem closed waveguide width L is not simultaneously increased with increasing n_{max} is not desirable. For in this case field amplitudes in one direction will appear to attain infinitely large values for the examined problem which has infinite dimensions along the z axis. Use of such terms in examined problem field expansion expressions will yield the result that the propagation constants and the field quantities assume unphysically large values. Therefore while increasing n_{max} the closed waveguide horizontal width must be increased also.

The results of this thesis work can be summarized as follows. The propagation constants of the dominant surface mode of open uniform waveguides can be approximately found by calculating the propagation constants of corresponding waveguides shielded by perfectly conducting walls. In the general case the propagation constant of the closed waveguide which corresponds to the open dielectric waveguide whose complete analytical solution is not known, can be found as the propagation constant of a transmission line equations system pertaining to each mode. These transmission line equations have been obtained by using solutions of homogeneous or inhomogeneous guides which have the same metallic surface as the examined problem. The derivation of transmission line equations for closed and dielectric filled waveguides by using solutions of homogeneous guides as eigenfunctions exists in the literature. In the general case and for the case when the reference problem consists in a cross-section of dielectric layers parallel to one of the transverse coordinates and the original problem is the rib waveguide with a transverse geometry very close to this reference problem, transmission line equations have been obtained and in these equations simplifications which reduce computer program writing time and the computation time have been made. Furthermore numerical applications of found results were made on a PC and proximity of propagation constants to true values or to those found by other techniques were observed.

1. GİRİŞ

Bu bölümde tezde çözülmek istenen problem, kullanılan çözüm yöntemi, önerilen yöntemin mevcut literatür içindeki yeri ve farklı yönleri ile tezin kapsamı hakkında özet bilgiler yer almaktadır.

1.1 AMAÇ

Bu çalışmada iletken bir ekran ile kesiti sınırlandırılan üniform, dielektrik dalga kılavuzlarında modal çözümlerin belirlenmesi amacıyla transmisyon hattı kavramlarına dayalı bir yöntem geliştirilmiş ve örnek olarak seçilen birkaç dalga kılavuzu problemi yardımıyla yöntemin uygulanabilirliği gösterilmiştir.

Dalga kılavuzunu tanımlayan dielektriksel parametrelerin oldukça genel biçimde belirlenebilmesi ve problemin formülasyonu aşamasında herhangi bir yaklaşıklık yapılmaması bu çalışmada izlenen yaklaşımın önemli avantajları arasındadır.

Önerilen yöntem ile sonsuz boyutlu bir matris özdeğer problemine dönüştürülen problemin boyutu sınırlandırılacak sayısal çözümler elde edilmektedir. Boyut artırılarak ele alınan probleme ilişkin özdeğerlerin yüksek doğrulukla belirlenebilmesi yöntemin bir başka avantajını oluşturmaktadır. Bu tür yüksek doğruluklu çözümler;

- (a) Başka yöntemlerle elde edilen sonuçların doğruluk derecesini belirlemek amacıyla “benchmark” çözümlerin üretilmesi,
- (b) Kupla dalga kılavuzlarında kuplaj mesafesinin belirlenmesi

gibi bazı uygulamalar açısından önem taşımaktadır. Boyutun artırılması ile hesaplama için gereken bilgisayar zamanı da hızla arttığından bu çalışmada özdeğerlerin $10^{-3} - 10^{-4}$ doğrulukla belirlenmesi yeterli görülmüştür. Diğer taraftan özdeğerlerin belirlenmesi için geliştirilen bu formülasyonun bir yan ürünü olarak kesit içi alan değişimleri (özfonksiyonlar) de elde edilebilir. Ancak, özdeğerler açısından varyasyonel karakterdeki formülasyonun, özfonksiyonlar açısından varyasyonel karakterde olmayışı nedeniyle ileride verilecek sayısal çözüm örneklerinden de görüleceği gibi yöntem özfonksiyonların makul hesaplama süreleri içinde, yüksek doğrulukla belirlenmesine elverişli değildir.

Bilindiği gibi, üniform dalga kılavuzlarında kesit geometrisi ve ortam parametreleri eksen adı verilen bir kartezyen doğrultu boyunca sabit kalır. Üniform dalga kılavuzlarındaki alanlar eksen boyunca bir çarpan farkıyla sabit kalan ve tam ve ortogonal fonksiyon kümeleri oluşturan “modal” çözümler yardımıyla ifade edilebilir.

Dalga kılavuzunun eksen doğrultusu z , kesit geometrisi $S(\vec{\rho})$, $\vec{\rho} = (x, y)$ yüzeyini kapatan $C(\vec{\rho})$ eğrisi ile tanımlansın. C 'nin ideal bir iletken olması durumunda “kapalı”, aksi halde “açık” dalga kılavuzlarından söz edilir. Kapalı dalga kılavuzlarının modal çözümlerini belirleyen özdeğerleri ayırık bir spektrum oluştururken, açık dalga kılavuzlarının özdeğerleri sonlu sayıdaki ayırık spektral bileşenler yanında, ışıınım tipi çözümleri karakterize eden ve bu nedenle kılavuzlanmış dalga iletimi ile doğrudan ilişkili olmayan sürekli bir spektraya da sahiptir.

Üniform dalga kılavuzlarında, ε, μ ortam parametrelerinin S içinde sabit olması, skaler fonksiyonlara uyacak biçimde değişmesi veya matrisel büyüklüklerle temsil edilebilmesi durumlarında yapının, sırasıyla homojen, homojen olmayan ve izotropik olmayan bir dalga kılavuzu oluşturduğu söylenir*.

* Ortam parametrelerinin zaman, frekans ve iletilen elektromagnetik alana bağlı olası değişimleri ile karakterize edilen, zamana bağlı, dispersif ve lineer olmayan dalga kılavuzu problemleri bu tezde göz önüne alınmamaktadır.

Üniform dalga kılavuzları içeren problemlerin, yapısı belli simetri koşullarını sağlayan ve bu nedenle standart “değişkenlerine ayırma” yönteminin uygulanmasına olanak veren çok küçük bir bölümünde modal çözümlerin analitik olarak bulunması mümkün olur. Bu tür problemler ve bunlara ilişkin analiz yöntemleri elektromagnetik teorisinin klasik konuları arasındadır [1-7]. Diğer bütün durumlarda ele alınan problemin çözümü ancak, yarı-analitik veya salt-sayısal yöntemler yardımıyla ve bu yöntemlerin zorunlu olarak içerdikleri bazı yaklaşıklıklar altında elde edilebilir [8-10].

Yarı-analitik yöntemlerde, ele alınan problemin özellikleri kullanılarak, çözüm mümkün olan bir noktaya kadar analitik olarak yürütülerek bir integral gösterilim, bir seri açılımı vb. şekilde formüle edilir ve daha sonra bu formülasyon sayısal olarak değerlendirilir. Moment yöntemi [11] ve varyasyonel yöntemler [12], bu tip yaklaşımların yaygın biçimde kullanılan örnekleridir. Yarı-analitik yöntemlerin sağladığı en önemli avantaj elde edilen çözümler ile problemin parametreleri arasındaki ilişkilerin izlenebilmesine ve böylece problemin fiziğinin daha iyi anlaşılmasına olanak vermeleridir. Ayrıca, problemin ön-formülasyonu yapıldıktan sonra, sayısal çözümlerin bulunması ve olası gerçek dışı (supurious) çözümlerin elimine edilmesi genelde çok daha kolay ve hızlı biçimde yapılabilir. Buna karşın, ele alınan her değişik problem veya problem grubu için formülasyon adımlarının tekrarlanması gereği, yarı-analitik yöntemlerin kullanımını güçleştiren ve uygulanabilirliğini sınırlayan bir faktördür. Bu nedenle, yarı-analitik bir çözüm yönteminin formülasyon adımları tekrarlanmaksızın kullanılabilirdiği problem grubunun ne kadar geniş olduğu bu yöntemin uygulama açısından değerini belirleyen başlıca kriteri oluşturmaktadır.

Diğer taraftan, bir ara-formülasyon gerektirmedikleri için sonlu farklar, sonlu elemanlar gibi yöntemlerin [13-15] farklı problemlerin çözümü amacıyla kullanılmaları daha kolaydır. Ancak, yarı-analitik yöntemler ile karşılaştırıldıklarında, bu yöntemler, daha fazla bilgisayar kapasitesi/zamanı gerektirme ve belli bir problemde elde edilen çözümler ile bu problemin parametreleri ilişkilendirmeye ve/veya hesaplama hatalarının saptanmasına direkt olarak olanak vermeme gibi bazı açılardan dezavantaj taşırlar.

Bu tezde önerilen yöntem yarı-analitik bir yaklaşımdır. Bu yöntemde ele alınan problemin belirlenmek istenilen kesit içi alan bileşenlerine uygulanan ve Maxwell denklemlerinin biraz farklı bir yazılışından ibaret olan diferansiyel operatörler, açılım ve test fonksiyonları olarak uygun seçilmiş bir kapalı dalga kılavuzunun oluşturduğu “referans problemin” öz çözümleri kullanılmak suretiyle cebrik bir özdeğer problemine dönüştürülmektedir.

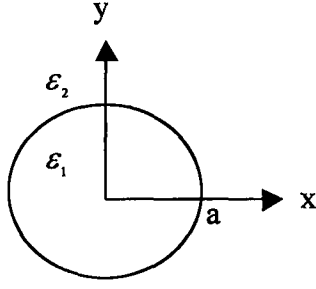
Referans problem olarak ele alınan kapalı dalga kılavuzu aynı zamanda hesaplama bölgesini de belirlemektedir.

Önerilen yöntem, temel formülasyonda herhangi bir değişiklik gerekmez, referans problemle aynı kesit geometrisine sahip, fakat kesiti izotropik olan veya olmayan malzeme ile kısmen veya tamamen doldurulmuş kapalı dalga kılavuzlarındaki çözümlerin ve dolayısıyla her türlü açık dalga kılavuzunun iyi iletilen yüzey modu tipi çözümlerinin belirlenmesinde kullanılabilecek genelliktir.

1.2 PROBLEMİN TANITIMI

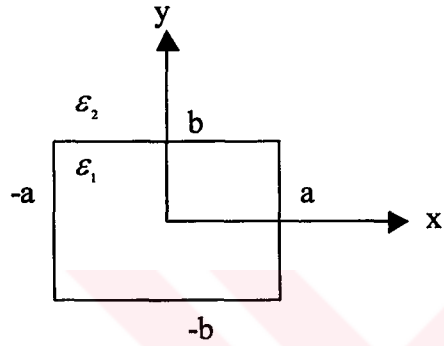
Bu tezde önerilen yöntemin formülasyonu izotropik olmayan ortamları da kapsayan daha genel bir çerçevede verilmiş olmakla beraber, uygulama örnekleri olarak izotropik ve dikdörtgen geometriye sahip birkaç açık dalga kılavuzu seçilmiştir. Bu tip dalga kılavuzları integre-optik devrelerin temel taşlarını oluştururlar [16-18]. Bu tezde de açık dalga kılavuzu ve optik dalga kılavuzu terimleri eş anlamlı olarak kullanılacaktır.

Üniform optik dalga kılavuzları dielektrik sabitinin belirli bir $\epsilon(\vec{\rho})$ dağılımına karşı düşen açık yapılar olarak göz önüne alınabilir. Örneğin Şekil 1.1’de gösterilen daire ve dikdörtgen kesitli dielektrik çubuklarda yani optik fiber ve gömülü optik dalga kılavuzu için $\epsilon(\vec{\rho})$ basitçe ifade edilebilir.



$$\varepsilon(\rho) = \begin{cases} \varepsilon_1 & \rho < a \\ \varepsilon_2 & \rho \geq a \end{cases}$$

(a) Optik Fiber

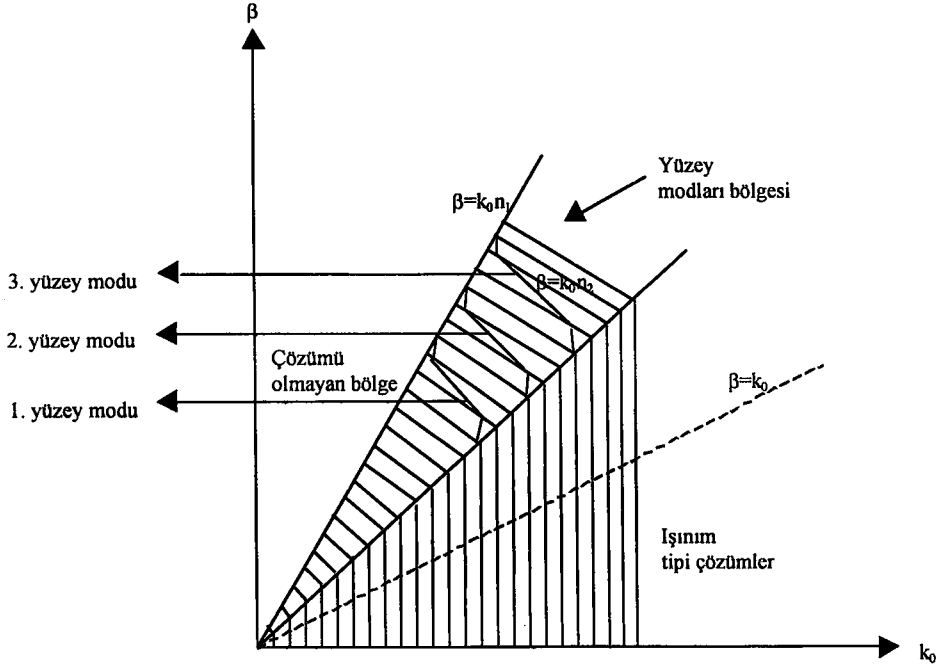


$$\varepsilon(x, y) = \begin{cases} \varepsilon_1 & |x| \leq a, |y| \leq b \\ \varepsilon_2 & |x| \geq a, |y| \geq b \end{cases}$$

(b) Gömülü optik dalga kılavuzu

Şekil 1.1
İki optik dalga kılavuzu ve dielektrik sabiti dağılımları

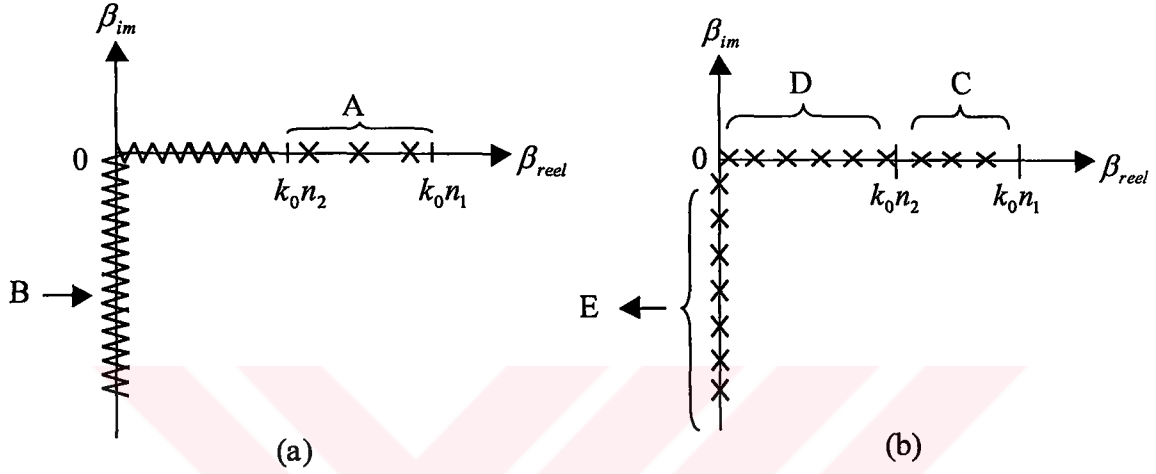
Daha önce de değinildiği gibi, optik dalga kılavuzlarında özdeğerleri hem ayrık hem de sürekli spektrum bileşenleri içerirler. Ayrık spektrum sonlu sayıdaki yüzey modu tipi çözümleri, sürekli spektrum ise ışıınım alanlarını belirler. Şekil 1.1'deki gibi iki dielektrikli yapılarda, bu çözümlere ilişkin β eksenel propagasyon sabitinin frekans değişkeni olarak kullanılacak $k_0 = \frac{\omega}{c} = \omega \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}$ dalga sayısına bağlı tipik değişim bölgeleri Şekil 1.2'deki gibi bir $(\beta - k_0)$ dispersiyon diyagramı ile gösterilebilir.



Şekil 1.2
Optik dalga kılavuzuna ilişkin dispersiyon diyagramı

Diğer taraftan uygulamaların büyük bir bölümünde dalga kılavuzu yalnızca az sayıda yüzey modu iletecek biçimde boyutlandırılır. Bu modlarda elektromagnetik enerji yüksek dielektrikli bölgede ve bunun yakın civarında yoğunlaştığı için incelenecek olan yapı yeteri kadar uzakta seçilen bir elektromagnetik ekranla sınırlandırıldığında optik dalga kılavuzunun bu modları için elde edilecek çözümlerin kesitin kapatılmış olmasından çok az etkilenmeleri beklenir. Kesitin kapatılması optik dalga kılavuzunda yüzey modu tipi çözümlere karşı düşen özdeğerlere ilişkin ayrık spektrumu çok az etkilerken, ışıınım tipi çözümlere karşı düşen sürekli spektrumu kapalı dalga kılavuzunun iletilen ve kesim ötesi modlarına karşı düşen ayrık spektraya dönüştürür. Şekil 1.3'te şematik olarak gösterilen bu dönüşüm sonucu ekranlı dalga kılavuzundaki öz çözümlerin kolayca normalize edilebilmesi ekranlı yapının sayısal analizini büyük ölçüde basitleştirir. Bu tezde önerilen yöntem de optik dalga kılavuzlarında iletilen yüzey modu tipi çözümlerin elde edilmesi amacıyla dalga kılavuzunun kesitinin “yeteri” kadar uzakta ideal bir elektrik iletkenle ekranlanarak sınırlandırılmasına dayanmaktadır. Ekranın ne kadar uzakta seçileceği bir optimizasyon sorunudur. Ekran yakın seçilirse açık optik dalga kılavuzunun yüzey modu tipi çözümlerini belirlemede yapılan hata, özellikle kesime yakın olan modlar için, kabul edilemeyecek kadar artabilecektir. Ekran fazla uzakta alınırsa bu

defa da sayısal hesaplamalarda gerekli bilgisayar zamanı çok artacak ve yöntemin uygulanabilirliği kalmayacaktır. Ancak bu tezde gösterileceği gibi, uygulama açısından önem taşıyan hemen tüm durumlarda ekran mesafesini açık dalga kılavuzunun yüzey modu çözümlerini yüksek doğrulukla belirlemeye yetecek ve aynı zamanda gerekli bilgi işlem zamanını fazla artırmayacak biçimde seçmek mümkündür.



Şekil 1.3

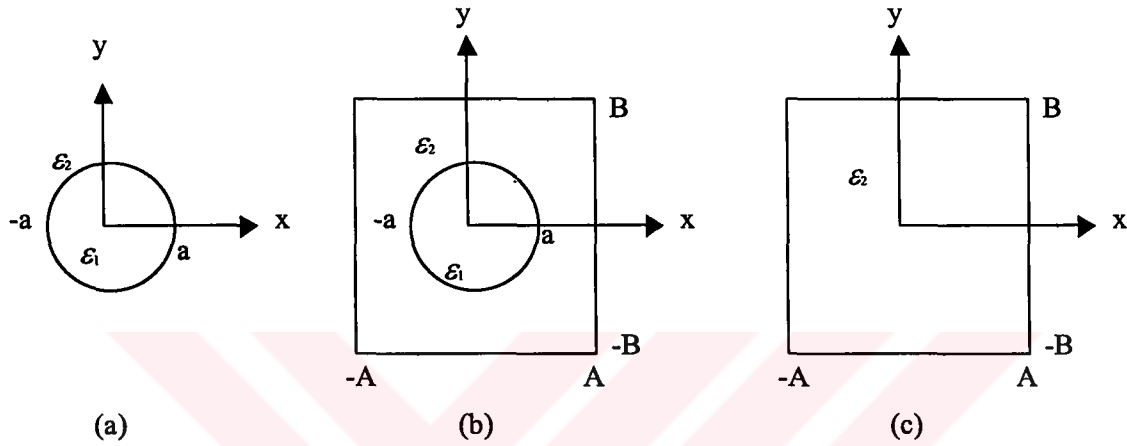
İki dielektrikli (n_1, n_2) bir açık dalga kılavuzunda $\exp[j(\omega t - \beta z)]$ değişimi varsayımı ile eksenel propagasyon sabiti β 'nın değişim bölgeleri.

(a) Açık kılavuz: A- Yüzey modları bölgesi, B- Işınım tipi çözümlere karşı gelen sürekli spektra, (b) Aynı problemde kesitin yeteri kadar uzakta seçilen bir $C(\vec{\rho})$ iletken ekranı ile kapatılması durumunda özdeğerlerin değişimi bölgeleri: C- İletilen yüzey modu benzeri çözümler, D- İletilen diğer modlara karşı düşen çözümler, E- Kesim ötesi modlara karşı düşen çözümler

İncelenen probleme ilişkin çözümlerin belirlenmesi için “referans problem” olarak adlandırılacak bir yardımcı problemin çözümlerinden yararlanılacaktır. Referans problem, incelenen problemdekinin aynısı olan bir ekranla sınırlandırılmış ve kesit içinde dielektrik sabitinin değişimi $\varepsilon(\vec{\rho})$ yerine $\bar{\varepsilon}(\vec{\rho})$ olarak seçilmiş olan bir dalga kılavuzudur.

Yöntemin uygulanabilirliği için referans probleme ilişkin öz çözümlerin açık analitik ifadelerinin belirlenebilir olması zorunludur. Açıktır ki, bu koşul hem seçilebilecek ekran geometrilerini hem de $\bar{\varepsilon}(\vec{\rho})$ değişimlerini önemli ölçüde sınırlayacaktır.

Referans probleme ilişkin çözümlerin kolayca elde edilebilmesi için bu tezde ekran geometrisi olarak dikdörtgen alınmış ve $\bar{\varepsilon}(\bar{\rho})$ nun ya bir sabite eşit olduğu ya da bir tek kesit doğrultusunda basamaklı biçimde değiştiği homojen tabakalardan oluşan yapılar kullanılmıştır. Şekil 1.4’de kılıf bölgesi sonsuza açılan bir fiberin oluşturduğu “gerçek problem” için “incelenen” ve referans problemlerin nasıl seçilebileceği görülmektedir.



Şekil 1.4
Analizde kullanılan geometriler
(a) Gerçek problem, (b) İncelenen problem, (c) Referans problem

İncelenen problemin çözümü için tutulan yolun esası, diferansiyel formdaki Maxwell denklemlerinin referans problemin tam ve ortogonal bir fonksiyon takımı oluşturan öz çözümleri cinsinden yazılacak seri açılımlarını kullanarak cebrik denklem takımına dönüştürülmesidir. Bu açıdan bakıldığında önerilen yöntem daha önce de değinildiği gibi moment metodunun Galerkin versiyonunu oluşturmaktadır.

Ancak bu tezde problemin transmisyon hattı eşdeğerlikleri yardımıyla kurulması tercih edilmiştir. Lineer denklem sistemine giren açılım katsayılarının modal akım ve gerilimler ve bunları birbirine bağlayan terimlerin de empedans, admitans transfer fonksiyonları niteliğinde olması nedeniyle transmisyon hattı denklemlerine dayalı yaklaşım bu tezde incelenen problemlerin çözümüne en uygun yol olarak görülmüştür.

1.3 YÖNTEM

İncelenen dalga kılavuzunda modal çözümleri elde etmek üzere magnetik özellik göstermeyen ortamlarda kaynaksız hale karşı düşen Maxwell denklemlerinin kesit içi alanlara bağlı ifadesinden hareket edilecektir.

$$-\frac{\partial \vec{E}_t}{\partial z} = +j\omega\mu_0 \left[\vec{I} + \frac{1}{\omega^2\mu} \nabla_t \frac{1}{\varepsilon} \nabla_t \right] (\vec{H}_t \times \vec{u}_z) \quad (1.1a)$$

$$-\frac{\partial \vec{H}_t}{\partial z} = +j\omega\varepsilon \left[\vec{I} + \frac{1}{\omega^2\varepsilon\mu} \nabla_t \nabla_t \right] (\vec{u}_z \times \vec{E}_t) \quad (1.1b)$$

$$E_z = \frac{1}{j\omega\varepsilon} \nabla_t (\vec{H}_t \times \vec{u}_z) \quad (1.1c)$$

$$H_z = \frac{1}{j\omega\mu} \nabla_t (\vec{u}_z \times \vec{E}_t) \quad (1.1d)$$

İncelenen probleme ait $\vec{E}_t, \vec{H}_t$ öz çözümlerini ve bunlara karşı düşen özdeğerleri belirlemede ilk adım bu alanların referans problemin tam ve ortogonal bir öz vektör takımı oluşturan modal alanları cinsinden seri açılımları ile ifade edilmesidir. Referans problemin i. moduna ilişkin kesit içi alan bileşenleri $\vec{E}_i$ ve $\vec{H}_i$ ile gösterilsin. $\vec{E}_i$ ve $\vec{H}_i$, ε yerine $\tilde{\varepsilon}$ konulmak koşulu ile (1.1a) ve (1.1b) denklemlerinin uygun sınır koşulları altında çözümü ile elde edilir. Modal alanlar,

$$\int_S \vec{E}_i \times \vec{H}_j^* \cdot \vec{u}_z dS = 0 \quad i \neq j \quad (1.2)$$

diklik koşulunu sağlarlar [4].

Diğer taraftan, üniform dalga kılavuzları ile ilgilenildiğinden z değişimi modal alan ifadelerinden faktörize edilebilir. $\exp(j\omega t)$ zaman değişimin varsayıldığı hatırlanırsa, κ_i propagasyon sabitini göstermek üzere $+z$ yönünde iletim için,

$$\vec{E}_i(\vec{r}) = \mathbf{K}_{1i} e^{-j\kappa_i z} \vec{e}_i(\vec{\rho}) \quad (1.3a)$$

$$\vec{H}_i(\vec{r}) = \mathbf{K}_{2i} e^{-j\kappa_i z} \vec{h}_i(\vec{\rho}) \quad (1.3b)$$

yazılabilir. Bu bağıntılarda $\vec{e}_i$ ve $\vec{h}_i$ nin $\mathbf{K}_1$ ve $\mathbf{K}_2$ ile belirtilen çarpanları, sırasıyla gerilim ve akım boyutundadırlar ve uygun normalizasyon bağıntılarının seçimi ile bu tür tanımların yapılabilirdiği durumlarda modal empedans bağıntılarının elde edilmesi amacıyla kullanılmışlardır. Sonraki işlemlerde basitlik sağlamak amacıyla bu çalışmada referans dalga kılavuzunun modal alan bileşenleri için Ek D'deki özdeşlikler yardımıyla aşağıdaki normalizasyon bağıntısı kullanılacaktır:

$$\int_S \vec{e}_i \times \vec{h}_j \cdot \vec{u}_z dS = \int_S \vec{e}_i \cdot (\vec{h}_j \times \vec{u}_z) dS = \int_S \vec{h}_j \cdot (\vec{u}_z \times \vec{e}_i) dS = \delta_{ij} \quad (1.4)$$

Referans dalga kılavuzu probleminin seçiminde aşağıdaki kriterlere uymaya çalışmak yarar sağlayacaktır:

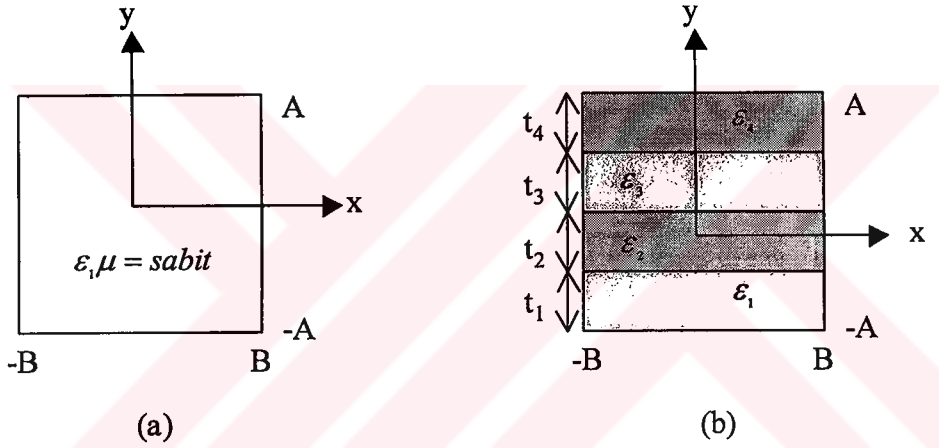
1. Referans problemin analitik çözümü belirlenebilmelidir.
2. (1.1) bağıntılarındaki alanlar referans problemin çözümleri cinsinden ifade edildiğinde, bu denklemlerde $\vec{E}$ ve $\vec{H}$ bileşenleri arasındaki kuplaj kaldırılabilirdir.

Eğer yukarıdaki koşulları sağlayan birden fazla referans problem tanımlanabilirse bunlar içinden incelenen probleme en fazla benzeyenin, yani $(\tilde{\epsilon}, \tilde{\mu})$ değişimi (ϵ, μ) ye en yakın olanın seçilmesi, örneğin yakınsama hızı gibi bazı ilave avantajlar sağlayabilir.

İncelenen problemi ve dolayısıyla referans problemi tanımlamak amacıyla bu tezde kullanılan dikdörtgen kesitli iletken ekran göz önüne alındığında yukarıdaki kriterler ışığında referans problemin iki türlü belirlenmesi mümkündür:

1. Homojen dielektrikle dolu dalga kılavuzu,
2. Dielektrik sabiti bir kesit boyutu doğrultusunda sabit kalan diğeri boyunca basamaklı olarak değişen, yani kesiti tabakalı yapıda dielektrikle doldurulmuş olan dalga kılavuzu.

Bu iki referans problem Şekil 1.5’de görülmektedir.



Şekil 1.5

Referans problem için uygun iki seçim

- (a) Kesiti homojen dielektrikle dolu dalga kılavuzu,
(b) Kesiti dielektrik tabakalarla dolu (homojen olmayan dielektrikli) dalga kılavuzu

Referans problemin Şekil 1.5’deki yapılardan birine uygun seçilmesi referans probleme ilişkin olanların elektrik ve magnetik alanın bir koordinat boyunca olan bileşeninin sıfır olduğu, yani bu koordinata göre TE ve TM tipi, alt çözümler cinsinden elde edilmesini de mümkün kılar.

Temel farklarını ortaya koyabilmek amacıyla referans problemin söz konusu iki farklı seçimini ayrı ayrı ele almak istiyoruz:

1.3.1 Referans Problem: Homojen Dielektrikle Yüklü Dalga Kılavuzu

Bu durumda, referans problemin z 'ye göre TE ve TM modlarını kullanmak avantaj sağlar. TM modları $(\cdot)$ ve TE modları $(\cdot)$ notasyonu ile gösterilsin ve incelenen probleme ilişkin alanlar, referans problemin TE/TM tipi modları özfonksiyonları cinsinden ifade edilsin.

Bölüm 2'de görüleceği gibi referans problemin TE ve TM modlarının sağladığı normalizasyon ve diklik bağıntıları yardımıyla (1.1a) ve (1.1b) de elektrik ve magnetik alanlar arasındaki kuplaj kaldırılabilir.

İncelenen problemin alan ifadeleri bu referans problemin özfonksiyonları cinsinden I', I'' ve V', V'' katsayıları modal akım ve gerilim büyüklükleri olmak üzere serilere açılırsa Bölüm 2'de ayrıntıları verilecek ara işlemlerden sonra, V', V'', I', I'' arasındaki transmisyon hattı bağıntıları aşağıdaki genel formda ifade edilebilir:

$$\frac{dV'}{dz} = AI' \quad (1.5a)$$

$$\frac{dV''}{dz} = BI'' \quad (1.5b)$$

$$\frac{dI'}{dz} = CV' + DV'' \quad (1.5c)$$

$$\frac{dI''}{dz} = EV' + FV'' \quad (1.5d)$$

Nihayet modal gerilim ve akımların $\exp[j\beta z]$ gibi değiştiği gözönüne alınırsa incelenen problemin aranan β özdeğerleri,

$$[G] = \begin{bmatrix} AC & AD \\ BE & BF \end{bmatrix} \quad (1.6)$$

$2N \times 2N$ matrisinin özdeğerlerinin kare kökü olarak ifade edilir.

1.3.2 Referans Problem: Tabakalı Dielektrikle Yüklü Dalga Kılavuzu

Bu durumda referans problemin öz çözümlerinde, genel olarak E_z ve H_z bileşenlerinin ikisi birden sıfırdan farklı olmak zorundadır. Yani, bu çözümler z 'ye göre hibrit modlar tipindedir. Tabaka düzlemlerine dik doğrultuda seçilen y koordinatına (bkz. Şekil 1.5) göre ise TE ve TM tipi çözümler mevcuttur [4, 5, 7].

Problemin TE_y ve TM_y olarak gösterilecek olan bu alt kümeler cinsinden formülasyonu ilerideki bölümlerde ayrıntılı olarak verilecektir. Önceki ayırımdakine benzer şekilde kesit içi alan bileşenlerinin TE_y ve TM_y modlarına ilişkin kısımları yine $(\cdot)$ ve $(\cdot)$ üst indisleri ile gösterilir ve incelenen probleme ait kesit içi alan bileşenleri referans problemin özfonksiyonları cinsinden katsayıları akım ve gerilim büyüklükleri olan serilere açılırsa ayrıntıları Bölüm 2'de verilecek adımlardan sonra V', V'', I' ve I'' modal gerilim ve akımları arasındaki transmisyon hattı bağıntıları ve özdeğerlerin belirleneceği G matrisi,

$$\frac{dV'}{dz} = AI' + BI'' \quad (1.7a)$$

$$\frac{dV''}{dz} = CV' + DV'' \quad (1.7b)$$

$$\frac{dI'}{dz} = EV' \quad (1.7c)$$

$$\frac{dI''}{dz} = FV'' \quad (1.7d)$$

$$G = \begin{bmatrix} AE & BF \\ CE & DF \end{bmatrix}$$

şeklinde ifade edilebilir.

1.4 ÇALIŞMANIN LİTERATÜR İÇİNDEKİ YERİ VE KAPSAMI

Bu çalışmada, transmisyon hattı eşdeğerliklerini kullanarak kesin analitik çözümleri olmayan üniform dalga kılavuzlarında modal çözümlerin elde edilmesi için bir yöntem önerilmiş ve bu yöntemin uygulanaşına örnek olarak gömülü ve çıkıntılı tipten optik dalga kılavuzları incelenmiştir. İntegre optik yapılar açısından büyük önem taşıyan söz konusu her iki dalga kılavuzunda da modal çözümlerin belirlenmesi problemi çok sayıda araştırmacı tarafından ele alınmıştır (bu konu ile ilgili çalışmaların bir bölümünün bu tezin yazılması aşamasındaki durumu ile ilgili bir değerlendirme için bkz. [46]). İlgili literatürde kullanılan yaklaşımları kategorik olarak iki gruba ayırmak uygun olacaktır:

- (a) Bu tezde kullanılan yöntemle direkt ilişkisi olmayan yöntemler,
- (b) Bu tezde kullanılan yöntem ile bazı yönleriyle benzerlikler taşıyan yöntemler.

İlk gruba giren yöntemlere örnek olarak yaklaşık modal analiz [19], silindirik harmoniklere açılım [20], parabolik denklem yaklaşıklıkları [44, 46], efektif indis ve spektral indis yaklaşımları [21-24], varyasyonel [25] ve sonlu farklar ve sonlu elemanlar gibi salt sayısal yöntemler [26, 27, 46] verilebilir. Tabol 1.1'de bu yöntemlerin uygulanabilirlik, formülasyonlarına giren yaklaşıklıklar ile avantaj ve dezavantajlar sıralanmıştır. Tezin 3. Bölümünde bu yöntemlerin bir bölümüyle elde edilen sonuçlar bu tezde önerilen yöntem kullanılarak hesaplanan değerler ile karşılaştırılacak ve aralarındaki farklar tartışılacaktır.

İkinci gruba giren yaklaşımlar biraz daha ayrıntılı olarak ele alınacaktır. Bu araştırmacılar, bu tezde kullanılan boş dalga kılavuzu referans problemine denk bir ekran içine aldıkları optik dalga kılavuzlarında çözümü Fourier tipi açılımlar ile belirleme yöntemini kullanmışlardır [28-31]. Drichlet koşulu altında skaler problemin çözümünün araştırıldığı ve transmisyon hattı kavram ve yöntemlerinin kullanılmadığı bu çalışmalar, vektör modal alanlar için geliştirilmiş olan bu tezdeki yöntemin belli koşullar altında elde edilebilecek özel halleri olarak nitelendirilebilir. Transmisyon hattı yöntemlerini kullanan bazı araştırmacılar ise, bu tezde önerilenden farklı olarak, çözümleri enine (kesit içi) doğrultudaki transmisyon hattı eşdeğerlikleri yardımıyla formüle etmişlerdir [32-35].

Tablo 1.1
Literatürdeki yöntemler ve bu yöntemlerin kıyaslanması

Yöntem	Uygulanabileceği Problemlere Örnekler	Formülasyondaki Yaklaşıklık	Avantaj	Dezavantaj
Yaklaşık modal analiz [19]	Gömülü dalga kılavuzu	Alanların küçük olduğu bölgelerdeki sınır koşullarının ihmalı	-	Genel nitelikli problemlere uygulanamaz. Sayısal etkinlik: Kötü Doğruluk: Kötü
Silindirik harmoniklere açılım [20]	Gömülü dalga kılavuzu	-	Bu problem için "benchmark" çözümler üretilebilir. Sayısal etkinlik: İyi Doğruluk: Çok iyi	Genel nitelikli problemlere uygulanamaz. Sayısal etkinlik: Orta Doğruluk: orta-kötü
Parabolik denklem [46]	Ayrı ve kuple gömülü/çıkıntılı dalga kılavuzu, üniform olmayan dalga kılavuzları	Dalga denkleminin parabolik denklem yaklaşıklığı	Genel problemlere uygulanabilir.	Farklı ortamlarda kırılma indisleri farklı ve/veya değişimler küçük değilse uygulanamaz. Sayısal etkinlik: Orta Doğruluk: Orta-kötü
Efektif indis [24]	Gömülü/çıkıntılı dalga kılavuzları	Dalga denkleminin yaklaşık olarak değişkenlerine ayrılması	Sayısal etkinlik: Çok iyi	Genel problemlere uygulanabilir. Doğruluk: Kötü
Spektral indis [21]	Ayrı ve kuple çıkıntılı dalga kılavuzu	Alanların küçük olduğu bölgedeki sınır koşulları yaklaşık olarak gözönüne alınır.	Sayısal etkinlik: İyi Doğruluk: İyi	Genel değil.
Variyasyonel [25]	Ayrı ve kuple gömülü/çıkıntılı dalga kılavuzu	Modal çözümler için yaklaşık ifadeler kullanılır.	Sayısal etkinlik: İyi Doğruluk: Çok iyi	Doğruluk özfonksiyonlar için yapılan tahmine bağlı olarak: Orta-kötü
Sonlu farklar [27, 46]	Gömülü/çıkıntılı dalga kılavuzu	Skaler dalga denklemlerinde türevlerin dikdörtgensel alt bölgelerde ayrıklaştırılması	Genel problemlere uygulanabilir. Doğruluk: İyi	Sayısal etkinlik: Kötü
Sonlu elemanlar [26, 46]	Gömülü/çıkıntılı dalga kılavuzu	Vektör dalga denklemleri üçgensel alt bölgelerde ayrıklaştırılır.	Genel problemlere uygulanabilir. Doğruluk: İyi	Sayısal etkinlik: Kötü

Diğer taraftan, dalga kılavuzu problemleri için transmisyon hattı eşdeğerliklerinin kurulması [3, 36] ve bu formülasyonun genel bir çerçeveye oturtulması [2] elektromagnetik teorisinin klasikleşmiş yaklaşımlarıdır. Literatürde, bu tezde incelenen problemlere benzer problemleri boyuna (eksen doğrultusunda) transmisyon hattı eşdeğerlikleri kullanarak inceleyen üç çalışma tespit edilmiştir [37-39].

Bu çalışmalardan ikisi [37, 38] kapalı dalga kılavuzlarının eksenel doğrultuda kayıpsız dielektrik ortamlarla yüklenmesi durumunda, kapalı dalga kılavuzunun özdeğerlerinin uğradığı pertürbasyonun kompleks düzlemde incelenmesini içermektedir ve bu açıdan bu tezde incelenen problemlerden büyük ölçüde farklı yaklaşımlardır. Üçüncü çalışma [39] ise, bu tezde önerilen yöntemin “1. Referans Problem” adı verilmiş olan homojen dielektrikli dalga kılavuzu için formüle edilmiş biçimine çok benzer bir yaklaşımdır ve aradaki farklar ileride Bölüm 3’te tartışılacaktır.

Bu tezin yenilik taşıyan ve literatüre katkı niteliğindeki en önemli yanı, yöntemin “2. Referans Problem” adı verilmiş olan, tabakalı dielektrikle doldurulmuş dalga kılavuzu için formüle edilmiş ve uygulanabilirliğinin bir örnek üzerinde gösterilmiş olmasıdır. Bilindiği kadarı ile literatürde bu doğrultuda başka bir çalışma bulunmamaktadır.

Diğer taraftan, önerilen yöntem, temelde moment metodunun Galerkin versiyonuna denk olmakla beraber, formülasyon bütünüyle modal transmisyon hattı eşdeğerliklerine dayandığı için, moment metodunun standart uygulamalarından ayrılmaktadır. Bu yaklaşımın sağladığı başlıca avantajlar şu şekilde sıralanabilir:

- (a) Yöntemin formülasyonu sistematik biçimde ve yukarıda belirtilen problem gruplarının hepsini içeren bir genellikte yapılabilmektedir.
- (b) Formülasyona giren büyüklükler modal akım ve gerilimler ile bunlar arasındaki geçiş parametreleri olarak yorumlanabildiğinden, referans probleme dayandırılan mikrodalga devre eşdeğerliklerini veren büyüklükler otomatik olarak elde edilmektedir.
- (c) Ele alınan problemde yapılacak pertürbasyon niteliğindeki değişikliklerin etkileri kolayca izlenebildiğinden, yöntem dalga kılavuzları kullanan mikrodalga devrelerinin belirli amaç fonksiyonları doğrultusunda optimizasyonu için de kullanılabilir.

- (d) Bu yöntem kayıpsız dielektrik yüklü kapalı dalga kılavuzlarında kompleks dalgaların ve geriye doğru dalgaların (backward wave) incelenmesi için kullanılabilir.

Bu çalışmanın 2.1 Bölümünde homojen olmayan ve/veya izotropik olmayan ortamlarla dolu kapalı üniform genel dalga kılavuzları için Schelkunoff'un yaklaşımı ile yani homojen dalga kılavuzunun özfonksiyonlarını kullanarak transmisyon hattı denklemlerinin elde edilişi anlatılmaktadır. Bölüm 2.2'de yine homojen olmayan ortamlarla dolu kapalı üniform genel dalga kılavuzları için Felsen ve Marcuvitz'in [2] no.lu referansında verilen bir yöntem ile yani homojen olmayan kılavuzun özfonksiyonlarını kullanarak transmisyon hattı denklemlerinin elde edilmesi verilmektedir. Ayrıca çözülmek istenen problemin kesiti özfonksiyonları akupole hale getirilebilir homojen olmayan kılavuzun enine kesitinin bir parçasında farklılık gösteriyor ise (bu kesit parçası ΔS olarak adlandırılabilir) ve kesitin diğer bölgelerinde incelenen problem ve referans problem olan homojen olmayan ortamlarla dolu kılavuzun dielektrik sabitleri aynı ise bu yöntemin aldığı şekil geliştirilmekte ve özfonksiyonların oluşturduğu ifadelerin sadece ΔS üzerinden yüzey integrallerinin ve dielektrik süreksizlikleri boyunca eğrisel integrallerin yer aldığı basitleştirilmiş transmisyon hattı denklemleri verilmektedir. Bu genel problemde elde edilen basitleştirme sayısal hesaplamaların etkinliğini önemli ölçüde arttırmaktadır. Bu yaklaşım literatürde mevcut olmayıp bu çalışmanın orijinal katkılarından birini oluşturmaktadır.

Bölüm 3.1'de ise dielektrik tabaka ile yüklenmiş metalik dikdörtgensel dalga kılavuzunda, eksenel olarak dielektrik tabakalar ile yüklenmiş dikdörtgensel dalga kılavuzunda ve eksenel olarak çıkıntılı dielektrik tabaka ile yüklenmiş dikdörtgensel dalga kılavuzunda Schelkunoff'un yaklaşımı ile bulunan transmisyon hattı denklemleri verilmektedir. Bu bölümde ayrıca her yapı için örneklere ilişkin sayısal sonuçlar da içermektedir. Bölüm 3.2'de ise çıkıntılı dielektrik tabakalı kapalı dalga kılavuzu için Bölüm 2.2'deki yöntem ile transmisyon hattı denklemleri bulunmakta ve sayısal sonuçlar verilmektedir.

2. ÜNİFORM DALGA KILAVUZLARINDA TRANSMİSYON HATTI DENKLEMLERİ

Bu bölümde kesiti homojen olmayan ve/veya anizotropik ortamlarla dolu, kapalı, üniform dalga kılavuzları için transmisyon hattı denklemlerini elde edilecektir.

Bu tip bazı dalga kılavuzları için transmisyon hattı eşdeğerlikleri ilk kez 1952 yılında Schelkunoff tarafından ortaya konulmuştur [36]. Schelkunoff homojen olmayan ve anizotropik ortamlarla yüklü, kapalı kılavuzlar için Maxwell denklemleri ve sınır koşullarını kullanarak, bu kılavuzlara ilişkin sınır değer problemlerinin sonsuz sayıda, transmisyon hattı denklemleri adı verilen adi diferansiyel denklemden oluşan bir sisteme dönüştürülebileceğini göstermiştir.

Bilindiği gibi, elektromagnetik dalga teorisinde bir metal dalga kılavuzu içinde dalga yayılımı problemi, Maxwell denklemlerinin dalga kılavuzu boyunca belirli sınır şartlarını ve dalga kılavuzunun uçlarında belirli uç koşullarını sağlayan çözümünü elde etmeye indirgenir. Eğer dalga kılavuzunun içindeki ortam homojen ve izotropik ise ve eğer kesit dikdörtgen, daire, elips vb. biçiminde uygun bir simetriye [1] sahipse aranan çözüm standart değişkenlere ayırma yöntemi ile analitik biçimde elde edilebilir. Bazı belirli başka enine kesit yapıları için de, örneğin kesit dikdörtgen ise ve ortam bir kesit doğrultusunda birbirine paralel homojen izotropik katmanlardan oluşuyor ise, bu yöntem geçerlidir. Fakat genel olarak eğer ortam homojen değilse ve/veya anizotropik ise problem artık değişkenlerine ayrılamaz ve çözümlerin analitik olarak belirlenmesi mümkün olmaz. Diğer taraftan, değişkenlerine ayırma yönteminin mümkün olduğu dalga kılavuzu yapılarında Maxwell denklemlerinin çözümü ile elde edilen özfonksiyonlar (modlar) bu dalga kılavuzu yapısı içindeki her alan dağılımının ifade edilebileceği tam ve ortogonal bir küme oluştururlar. Bu nedenle, dalga kılavuzlarının homojen olmayan veya izotropik olmayan ortamlar ile yüklenmesi ile tanımlanan problemlerde elde edilecek çözümler bu fonksiyonlardan

oluşan serilere açılabilir. Bu tür açılımlarda, modal alanları kullanmak sonuç serilerin yakınsama özellikleri açısından da avantajlar sağlar, çünkü bu fonksiyonlar dalga kılavuzunun homojen olmayan veya izotropik olmayan malzeme ile yüklendiği pertürbasyon bölgesi dışındaki sınır koşullarını otomatik olarak sağlarlar.

Transmisyon hattı eşdeğerlikleri, ayrıca, bazı kayıpsız dielektriklerle çeşitli biçimlerde yüklenmiş, bazı kapalı, üniform dalga kılavuzlarında kompleks propagasyon sabitlerinin ve geriye doğru dalga propagasyonunun ortaya çıkışının ve var oluş koşullarının incelenmesinde de kullanılmıştır [38].

Bu tezde, kayıpsız dielektriklerle yüklendiğinde analitik çözümleri belirlenemeyen, böyle bir yükleme (pertürbasyon) olmadığı takdirde ise, değişkenlere ayırma yöntemi yardımı ile çözümleri analitik olarak belirlenebilen üniform dalga kılavuzları ile tanımlanan problem grubu ele alınmıştır. Bu problemler tezde, sırasıyla, “incelenen problem” ve “referans problem” olarak adlandırılmaktadır.

Tezde referans problem olarak dikdörtgen kesitli, iletken cidarlı dalga kılavuzu geometrisinde iki hal incelenmiştir:

- (a) Kesitin kayıpsız bir dielektrikle tamamen dolu olması (homojen ortam) hali,
- (b) Kesitin kayıpsız dielektrik tabakalarla dolu olması (homojen olmayan ortam) hali.

Aşağıdaki alt bölümlerde bu iki hal için transmisyon hattı eşdeğerliklerinin kurulması ele alınacaktır.

2.1 REFERANS PROBLEMİN HOMOJEN ORTAMLI DALGA KILAVUZU OLARAK ALINMASI DURUMUNDA ÜNİFORM DALGA KILAVUZLARI İÇİN TRANSMİSYON HATTI DENKLEMLERİ

Bu alt bölümde homojen olmayan ve anizotropik ortamlarla dolu kapalı, üniform dalga kılavuzları için referans problem olarak homojen ortamlı dalga kılavuzunu alarak yani homojen ortamlı dalga kılavuzunun özfonksiyonlarını kullanarak transmisyon hattı denklemlerinin ne şekilde elde edileceği gösterilecektir.

İlk adım referans alınan dalga kılavuzunun bu özfonksiyonlarının bulunmasıdır. Bunun için homojen ve izotropik ortamla yüklü, iletken duvarlarla kapalı üniform bir dalga kılavuzunda TM modları

$$\nabla_t^2 E_z = -\chi_t^2 E_z \text{ ve C sınırı üzerinde } \vec{E}_t \times \vec{u}_n = 0 \quad (2.1a)$$

($\vec{u}_n$: C'ye dik ve kesit içinde bulunan birim vektör)

sınır değer problemi olarak belirlenir. Bu denklemde, C dalga kılavuzu kesitini kapatan iletken sınır eğrisi, E_z elektrik alanı vektörünün z ile gösterilecek olan eksen doğrultusu üzerindeki bileşenidir. ∇_t 'deki t alt indisi ∇ operatörünün kesit içi bileşenlere ilişkin bölümünü, $\vec{E}_t$ 'deki t alt indisi ise $\vec{E}$ 'nin kesit içi bileşenlerini göstermektedir. t, z değişimi $\exp[j(\omega t - \beta z)]$ olarak alınmış ve $\chi^2 = k^2 - \beta^2$ olarak tanımlanmıştır. TM modlarına ait diğer alan bileşenleri E_z yardımı ile belirlenebilir. Bu denkleme ilişkin. i. özfonksiyon $E_n = T_t$ ile gösterilecektir. Bu özfonksiyona karşı düşen özdeğer χ^2 dir. Aynı yapıda TE modlarına ait sınır değer problemi şu şekilde ifade edilebilir:

$$\nabla_t^2 H_z = -\chi_t^2 H_z \text{ ve C sınırı üzerinde } \frac{\partial H_z}{\partial n} = 0 \quad (2.1b)$$

Bu denklemde H_z magnetik alan vektörünün z bileşenidir. TE modlarına i. özfonksiyon $H_n = T_t$ ve buna karşı düşen özdeğer χ_t^2 ile gösterilecektir.

$T'_i(C)=0$ $T''_i(C)=0$ koşulu ile $[T'_i]$ ve $\frac{\partial T''_i}{\partial n}(C)=0$ koşulu ile $[T''_i]$ tam ve ortogonal kümelerdir. Bu kümelerin aşağıdaki şekilde normalize edilmesi kolaylık sağlayacaktır.

$$\chi'_i \chi'_j \iint_S T'_i T'_j dS = \chi''_i \chi''_j \iint_S T''_i T''_j dS = \delta_{ij} \text{ ve } \iint_S T'_i T'_j dS = 0 \quad (2.2)$$

Burada integral dalga kılavuzunun S kesit yüzeyi üzerindedir ve δ_{ij} Kronecker deltasını göstermektedir.

$$\delta_{ij} = \begin{cases} 1 & i = j \\ 0 & i \neq j \end{cases}$$

Kesit içi konum vektörü $\vec{\rho}$ ile gösterilecek TM ve TE modlarına ait enine alan bileşenleri için sırasıyla ' ve '' üst indisleri kullanılacaktır. Bu bileşenler eksenel alan bileşenleri $E'_{zi} = T'_i$ ve $H''_{zi} = T''_i$ yardımıyla,

$$\vec{e}'_i = \nabla T'_i(\vec{\rho}) \quad (2.3a)$$

$$\vec{h}'_i = \vec{u}_z \times \nabla T'_i(\vec{\rho}) \quad (2.3b)$$

$$\vec{e}''_i = \nabla T''_i(\vec{\rho}) \times \vec{u}_z \quad (2.3c)$$

$$\vec{h}''_i = \nabla T''_i(\vec{\rho}) \quad (2.3d)$$

şeklinde elde edilir. Bu dalga kılavuzu içindeki herhangi bir alan dağılımı bu şekilde yazılan $\vec{e}$ ve $\vec{h}$ 'lar cinsinden bir açılımla ifade edilebilir. $[\vec{e}']$ irrotasyonel, $[\vec{e}'']$ kümesi ise solenoidal alanlar için tam birer öz vektör kümesi oluştururlar. Diğer taraftan herhangi bir enine vektör alan biri solenoidal diğeri irrotasyonel iki bölüme ayrıştırılabilir.

Buradan anlaşılacağı gibi oluşturulacak $\left[\vec{e}_i'(\vec{\rho})\right] \cup \left[\vec{e}_i''(\vec{\rho})\right]$ ve $\left[\vec{h}_i'(\vec{\rho})\right] \cup \left[\vec{h}_i''(\vec{\rho})\right]$ bileşim kümeleri genel enine vektör alanların ifadesinde kullanılabilecek tam ve ortonormal kümelerdir. Dolayısıyla aşağıdaki bağıntıların sağlandığı gösterilebilir.

$$\iint_S \vec{e}_i' \cdot \vec{e}_j' dS = \iint_S \vec{e}_i'' \cdot \vec{e}_j'' dS = \iint_S \vec{h}_i' \cdot \vec{h}_j' dS = \iint_S \vec{h}_i'' \cdot \vec{h}_j'' dS = \delta_{ij} \quad (2.4)$$

$$\iint_S \vec{e}_i' \cdot \vec{e}_j'' dS = \iint_S \vec{h}_i' \cdot \vec{h}_j'' dS = \int \vec{e}_i' \cdot \vec{h}_j' = 0 \quad (2.5)$$

C içinde tanımlı herhangi bir problem için kesit içi alan bileşenleri aşağıdaki gibi yazılabilir:

$$\vec{E}_t(\vec{\rho}, z) = \sum_n V_n(z) \vec{e}_n'(\vec{\rho}) + \sum_n V_n''(z) \vec{e}_n''(\vec{\rho}) \quad (2.6a)$$

$$H_t(\vec{\rho}, z) = \sum_n I_n(z) \vec{h}_n'(\vec{\rho}) + \sum_n I_n''(z) \vec{h}_n''(\vec{\rho}) \quad (2.6b)$$

Burada t alt indisi kesit içi bileşenleri göstermektedir. Benzer şekilde boyuna bileşenler şöyle yazılabilir:

$$E_z = \sum_n V_{z,n}(z) T_n'(\vec{\rho}) \chi_n' \quad (2.7a)$$

$$H_z = \sum_n I_{z,n}(z) T_n''(\vec{\rho}) \chi_n'' \quad (2.7b)$$

Şu anda $(\vec{E}_t, E_z)$ ve $(\vec{H}_t, H_z)$ alanları ile temsil edilen problemin niteliği hakkında herhangi bir sınırlama getirilmemiştir. (2.6) ve (2.7) genel olarak geçerlidir ve göz önüne alınacak özel problemler açılım katsayılarının farklı seçimleri ile tanımlanacaktır. $\vec{e}', \vec{e}'', \vec{h}', \vec{h}''$ (çözümü bilinen) bir “referans” probleme karşı düştüğü $\vec{E}_t, E_z, \vec{H}_t, H_z$ nin ise çözümü bilinmeyen “incelenen” probleme karşı düştüğü akılda tutulmalıdır.

Akım ve gerilim boyutundaki I ve V açılım katsayıları modal transmisyon hatlarındaki akım ve gerilimler olarak adlandırılacaktır. Aşağıda verilecek olan analizin amacı bu akım ve gerilimler arasındaki transmisyon hattı bağıntılarının elde edilmesidir. Bu biçimdeki ifadeler $\vec{E}$ ve $\vec{H}$ için kapalı dalga kılavuzunun mükemmel iletken duvarı üzerindeki sınır koşullarını otomatik olarak sağlayacaklardır. Şimdi boyuna koordinat eksenini olan z eksenine ve buna dik, metrik çarpanları e_1, e_2 olan u ve v eksenlerinin belirlediği uvz dik koordinat sisteminde Maxwell denklemlerini kesit içi ve boyuna bileşenlere ayrılmış hali ile yazalım. Önce;

$$\nabla \times \vec{H} = j\omega\epsilon\vec{E} \quad (2.8a)$$

denklemini ele alalım. Bu bağıntı,

$$\left(\nabla_t + \frac{\partial}{\partial z} \vec{u}_z \right) \times (\vec{H}_t + \vec{u}_z H_z) = j\omega\epsilon\vec{E} \quad (2.8b)$$

veya

$$\nabla_t \times \vec{H}_t + \nabla_t \times \vec{u}_z H_z + \vec{u}_z \times \frac{\partial \vec{H}_t}{\partial z} = j\omega\vec{D} \quad (2.8c)$$

şeklinde ifade edilebilir. Bu son denklem alanların hem kesit içi hem boyuna bileşenlerini içermektedir. Bu nedenle bu denklemi aşağıdaki iki denklem gibi yazabiliriz:

$$\nabla_t \times \vec{H}_t = j\omega\vec{D}_t \quad (2.9a)$$

$$\nabla_t \times \vec{u}_z H_z + \vec{u}_z \times \frac{\partial \vec{H}_t}{\partial z} = j\omega\vec{D}_t \quad (2.9b)$$

Benzer şekilde diğer bir Maxwell denklemi olan $\nabla \times \vec{E} = -j\omega\vec{B}$ den şunlar bulunabilir:

$$\nabla_t \times \vec{E}_t = -j\omega B_z \vec{u}_z \quad (2.10a)$$

$$\nabla_t \times \vec{u}_z E_z + \vec{u}_z \times \frac{\partial}{\partial z} \vec{E}_t = -j\omega \vec{B}_t \quad (2.10b)$$

Transmisyon hattı denklemleri (2.9) ve (2.10) bağıntılarında (2.6) ve (2.7) açılımlarının kullanılması ile elde edilebilir. Bir örnek olarak (2.10b) denklemini ele alınsın. Bu denklemin sağ tarafı (2.6b) açılım denklemlerine göre $\{\vec{h}_n'(\vec{\rho})\} \cup \{\vec{h}_n''(\vec{\rho})\}$ tam ve ortonormal kümesi elemanları cinsinden, sol tarafı ise (2.6a) ve (2.7a) bağıntılarının yardımıyla ifade edilebilir. (2.10b) yi $\vec{h}_m'$ ve $\vec{h}_m''$ ile ayrı ayrı skaler çarpıp kesit üzerinde integre ederek iki transmisyon hattı denklemini elde edilir. Benzer işlemler diğer denklemlerde de yapılmak sureti ile aşağıda verilen dört adet transmisyon hattı denklemini elde edilir:

$$\frac{d\vec{V}'}{dz} = -\bar{Z}^{(1)}(\vec{I}') - \bar{Z}^{(2)}(\vec{I}') - {}^v\bar{T}^{(1)}(\vec{V}') - {}^v\bar{T}^{(2)}(\vec{V}') \quad (2.11a)$$

$$\frac{d\vec{I}'}{dz} = -\bar{Y}^{(1)}(\vec{V}') - \bar{Y}^{(2)}(\vec{V}') - {}^i\bar{T}^{(1)}(\vec{I}') - {}^i\bar{T}^{(2)}(\vec{I}') \quad (2.11b)$$

$$\frac{d\vec{V}'}{dz} = -\bar{Z}^{(3)}(\vec{I}') - \bar{Z}^{(4)}(\vec{I}') - {}^v\bar{T}^{(3)}(\vec{V}') - {}^v\bar{T}^{(4)}(\vec{V}') \quad (2.11c)$$

$$\frac{d\vec{I}'}{dz} = -\bar{Y}^{(3)}(\vec{V}') - \bar{Y}^{(4)}(\vec{V}') - {}^i\bar{T}^{(3)}(\vec{I}') - {}^i\bar{T}^{(4)}(\vec{I}') \quad (2.11d)$$

Çeşitli modlar arasındaki $\bar{Z}$ transfer empedansları, $\bar{Y}$ transfer admitansları, ${}^v\bar{T}$ gerilim ve ${}^i\bar{T}$ akım transfer katsayıları üniform dalga kılavuzlarında sabite indirgenirler; bu takdirde transmisyon hattı denklemlerinin çözülmesi problemi bir lineer cebrik denklem sistemini ve karşı düşen karakteristik denklemi çözmeye indirgenir.

Ek A'da (2.11) denklemlerinin elde edilişı adım adım verilmektedir. Ayrıca Ek A'da (2.11) deki katsayı matrisleri için izotropik halde elde edilecek açık ifadeler de verilmektedir.

2.2 REFERANS PROBLEMİN HOMOJEN OLMAYAN DALGA KILAVUZU OLARAK ALINMASI DURUMUNDA ÜNİFORM DALGA KILAVUZLARI İÇİN TRANSMİSYON HATTI DENKLEMLERİ

Bu alt bölümde “incelenen problem” ait alan bileşenlerinin seri açılımlarında kullanılacak özfonksiyonların belirlendiği “referans problemin”, homojen olmayan ortamla dolu dalga kılavuzu olarak alınması durumuna ilişkin transmisyon hattı eşdeğerlikleri elde edilecektir.

Kesit ortamı homojen olmayan, yani ε dielektrik sabiti ve μ magnetik geçirgenliği kesit değişkeni $\vec{\rho}$ nun fonksiyonu olan, bir dalga kılavuzunun özfonksiyonları bulunmaya çalışılsın. Kesit içi ve eksenel bileşenler için Maxwell denklemleri şu şekilde ifade edilebilir [2]:

$$-\frac{\partial \vec{E}_t}{\partial z} = j\omega \left(\mu \vec{I} + \frac{1}{\omega^2} \nabla_t \frac{1}{\varepsilon} \nabla_t \right) \cdot \vec{H}_t \times \vec{u}_z \quad (2.12a)$$

$$-\frac{\partial \vec{H}_t}{\partial z} = j\omega \left(\varepsilon \vec{I} + \frac{1}{\omega^2} \nabla_t \frac{1}{\mu} \nabla_t \right) \cdot \vec{u}_z \times \vec{E}_t \quad (2.12b)$$

$$H_z = \frac{1}{j\omega\mu} \nabla_t \cdot (\vec{u}_z \times \vec{E}_t) \quad (2.12c)$$

$$E_z = \frac{1}{j\omega\varepsilon} \nabla_t \cdot (\vec{H}_t \times \vec{u}_z) \quad (2.12d)$$

Burada t alt indisi kesit içi koordinatlara ilişkin bileşenleri ve işlemleri, $\vec{I}$ ise birim diyadiği göstermektedir.

Bu denklemler ile tanımlanan enine elektromagnetik alanlar “incelenen” probleme karşı gelmektedir. Bu alanlar incelenen probleme benzer bir “referans” problemin $\vec{e}_i, \vec{h}_i$ öz çözümleri yardımıyla ifade edilirse,

$$\vec{E}_i(\vec{r}) = \sum_i V_i(z) \vec{e}_i(\vec{\rho}) \quad (2.13a)$$

$$\vec{H}_i(\vec{r}) = \sum_i I_i(z) \vec{h}_i(\vec{\rho}) \quad (2.13b)$$

yazılabilir. Kesiti homojen olmayan dielektrik bir ortamla dolu dalga kılavuzlarındaki öz çözümler genelde z 'ye göre TE ($E_z \equiv 0$) ve TM ($H_z \equiv 0$) modlarını çözüm kabul etmezler. Bu tezde ele alınacak durumlarda öz çözümler hem E_z ve hem de H_z bileşenlerinin mevcut olduğu hibrit (karma) modlar şeklindedir. Bu nedenle (2.13) bağıntılarında z 'ye göre TE ve TM modlarına ayırışım kullanılmamıştır.

İletken C eğrisi ile kapanan homojen olmayan dielektrikli referans dalga kılavuzunun modal alanlarını, incelenen probleme ilişkin alan bileşenlerinden ayırt etmek için referans problemde $\vec{E}_i(\vec{r})$ ve $\vec{H}_i(\vec{r})$ notasyonu kullanılacaktır. Bu alanların z 'den bağımsız enine bölümlerini oluşturan $\vec{e}_i(\vec{\rho})$ ve $\vec{h}_i(\vec{\rho})$ vektör modlarını bulmak için $\vec{E}_i(\vec{r})$ ve $\vec{H}_i(\vec{r})$ nin sağladığı;

$$\nabla \times \vec{E}_i(\vec{r}) = -j\omega\mu\vec{H}_i(\vec{r}), \quad \nabla \times \vec{H}_i(\vec{r}) = j\omega\epsilon\vec{E}_i(\vec{r}) \quad (2.14)$$

Maxwell denklemlerinden hareket edilecektir. Öte yandan ϵ ve μ , z 'den bağımsız olduğundan $+z$ yönünde yayılan tipik bir mod alanı $\exp(-j\zeta_i z)$ gibi bir z bağımlılığına sahiptir.

$$\vec{E}_i(\vec{r}) = \vec{E}_i(\vec{\rho}) e^{-j\zeta_i z}; \quad \vec{H}_i(\vec{r}) = \vec{H}_i(\vec{\rho}) e^{-j\zeta_i z} \quad (2.15a)$$

Benzer şekilde enine bileşenler için;

$$\vec{\mathbf{E}}_i(\vec{\mathbf{r}}) = \vec{\mathbf{e}}_i(\vec{\rho})e^{-j\zeta_i z}; \quad \vec{\mathbf{H}}_i(\vec{\mathbf{r}}) = Y_i \vec{\mathbf{h}}_i(\vec{\rho})e^{-j\zeta_i z} \quad (2.15b)$$

yazılabilir. Buradaki $Y_i = \frac{1}{Z_i}$ karakteristik admitansı temsil eden bir normalizasyon parametresidir. Diğer taraftan (2.15) denklemlerini referans problemin öz modları için yazılan (2.12) şeklindeki bağıntıda yerine koyarak $\vec{\mathbf{e}}_i, \vec{\mathbf{h}}_i, \zeta_i$ arasındaki denklemler elde edilir.

$$Z_i \zeta_i \vec{\mathbf{e}}_i = \omega \left(\mu \vec{\mathbf{I}} + \frac{1}{\omega^2} \nabla_t \frac{1}{\varepsilon} \nabla_t \right) \vec{\mathbf{h}}_i \times \vec{\mathbf{u}}_z \quad (2.16a)$$

$$Y_i \zeta_i \vec{\mathbf{h}}_i = \omega \left(\varepsilon \vec{\mathbf{I}} + \frac{1}{\omega^2} \nabla_t \frac{1}{\mu} \nabla_t \right) \vec{\mathbf{u}}_z \times \vec{\mathbf{e}}_i \quad (2.16b)$$

Dalga kılavuzunun iletken C sınırı üzerinde $\vec{\mathbf{e}}_i$ ve $\vec{\mathbf{h}}_i$ şu sınır koşullarını sağlar:

$$\nu \times \vec{\mathbf{e}}_i = 0 = \nabla_t \cdot (\vec{\mathbf{h}}_i \times \vec{\mathbf{u}}_z) \quad (2.16c)$$

Burada ν , C eğrisine dik ve kesit içinde bulunan birim vektörü göstermektedir.

Genel halde $\vec{\mathbf{e}}_i$ ve $\vec{\mathbf{h}}_i$ arasındaki kuplaj nedeniyle (2.16) denklemlerini çözmek mümkün değildir. Ancak eğer enine kesit ayrılabilir koordinatlar ile ifade edilebiliyorsa ve ε ve μ nun değişimi yalnız bir enine koordinata bağlı ise (2.16) denklemlerini akuple hale getirmek bazen mümkün olabilir. Bu alt bölümde ele alınacak referans problemi oluşturan, enine koordinatlardan biri boyunca katmanlara sahip bir dielektrik içeren dikdörtgensel dalga kılavuzu için, öz çözümlerin nasıl elde edilebileceği aşağıda gösterilmektedir.

İlk olarak özdeğerlerin sağladığı diklik bağıntıları elde edilecektir. Bu amaçla $\vec{\mathbf{A}}_{i,j}(\vec{\rho})$ bir vektör alan olmak üzere aşağıdaki 2 boyutlu Green denkleminden hareket edeceğiz.

$$\begin{aligned} & \iint_S dS \left[\vec{A}_i \cdot \nabla_i \left(\frac{1}{\varepsilon} \nabla_i \cdot \vec{A}_j \right) - \vec{A}_j \cdot \nabla_j \left(\frac{1}{\varepsilon} \nabla_j \cdot \vec{A}_i \right) \right] \\ &= \oint_C d\ell \frac{1}{\varepsilon} \left[(\vec{A}_i \cdot \vec{v}) (\nabla_j \cdot \vec{A}_i) - (\vec{A}_j \cdot \vec{v}) (\nabla_i \cdot \vec{A}_j) \right] \end{aligned} \quad (2.17)$$

Burada C, S yüzeyini kapatan iletken konturu göstermektedir. Bu bağıntı $\vec{A}_{i,j} = \vec{h}_{i,j} \times \vec{u}_z$ alınarak (2.16a) denkleminde kullanılırsa, (2.16c) yardımıyla,

$$Z_j^* \zeta_j^* \iint_S (\vec{h}_i \times \vec{u}_z) \vec{e}_j^* dS = Z_i \zeta_i \iint_S \vec{h}_j^* (\vec{u}_z \times \vec{e}_i) dS \quad (2.18a)$$

eşitliği bulunur. (2.17) de ε yerine μ ve $\vec{h}_{i,j}$ yerine $-\vec{e}_{i,j}$ konulur, (2.16b) ve (2.16c) de kullanılırsa; (2.18a) nın duali olan,

$$Y_j^* \zeta_j^* \iint_S (\vec{u}_z \times \vec{e}_i) \vec{h}_j^* dS = Y_i \zeta_i \iint_S \vec{e}_j^* (\vec{h}_i \times \vec{u}_z) dS \quad (2.18b)$$

ifadesi elde edilir. Bu son iki denklemde $\iint_S (\vec{h}_i \times \vec{u}_z) \cdot \vec{e}_j^* dS$ terimi yalnız bırakılırsa şu eşitliğe ulaşılır:

$$\frac{Z_i \zeta_i}{Z_j^* \zeta_j^*} \iint_S \vec{h}_j^* (\vec{u}_z \times \vec{e}_i) dS = \frac{Y_j^* \zeta_j^*}{Y_i \zeta_i} \iint_S \vec{h}_j^* (\vec{u}_z \times \vec{e}_i) dS \quad (2.18c)$$

Buradan ise,

$$(\zeta_i^2 - \zeta_j^{*2}) \iint_S \vec{h}_j^* (\vec{u}_z \times \vec{e}_i) dS = 0 \quad (2.18d)$$

diklik bağıntısı elde edilir. Eğer (2.18d) denkleminde $i = j$ ise integral sıfırdan farklıdır ve tipik bir modun taşıdığı gücü temsil eder. Bu halde eşitliği sağlamak için $\zeta_j^2 = \zeta_j^{*2}$ olmalıdır ki bu da ζ_i nin reel olmasını gerektirir.

$i \neq j$ olduğunda $\zeta_i \neq \zeta_j$ olması durumunda (dejenere olmayan modlar için) uygun normalizasyonlar seçildiğinde $\vec{e}_i$ ve $\vec{h}_j$ arasındaki diklik ve normalizasyon bağıntısı olan,

$$\iint \vec{h}_j \times (\vec{u}_i \times \vec{e}_i) dS = \delta_{ij} \quad (2.19)$$

bulunur. Burada δ_{ij} Kronecker deltasını göstermektedir.

Özellikleri sadece kesit içi y koordinatı ile değişen bir ortam ile dolu dikdörtgensel dalga kılavuzu için z 'ye göre kesit içi özfonksiyonlar bulunmaya çalışılsın. Yukarıda belirtildiği gibi ortam homojen olmadığından z 'ye göre kesit içi özfonksiyonlar düşünüldüğünde z 'ye göre TE ve TM modları bulunmamaktadır. Ancak bu dalga kılavuzundaki çözümler y 'ye göre TE ve TM modlarına ayrıştırılabilirler [4, 5, 7].

Bu nedenle, sadece y koordinatına bağlı ortam ile dolu dalga kılavuzlarında z 'ye göre kesit içi alan y 'ye göre TE ve TM tipi öz vektörler yardımı ile ifade edilebilir. Bundan böyle y 'ye göre TE ve TM modları için, sırası ile, TE_y ve TM_y notasyonu kullanılacaktır.

Bu bölümün başında da belirtildiği gibi, eksen doğrultusunda transmisyon hattı eşdeğerliklerinin kurulması için TE_y , TM_y alan bileşenleri yardımıyla kesit içi öz vektörlerin belirlenmesi gereklidir. Bu amaçla, önce bu alan vektörlerinin x , z bileşenleri (kesitin özellikleri x ile değişmediğinden), probleme karşı düşen üniform dalga kılavuzunun alan çözümünün ayrı ayrı x , z bileşenlerini kullanarak bulunmaktadır. y bileşenleri için ise, y boyuna koordinat olarak kabul edilip bu durumdaki enine koordinatlar olan x ve z boyunca bulunan alanlardan hareket edilmektedir. Böylece z 'ye göre kesit içi öz vektörler bulunmaktadır.

Bu alt bölümde ele alınan referans problem, kesiti y doğrultusunda birbirinden farklı dielektrik katsayılarına sahip, farklı kalınlıklarda dielektrik tabakalarla doldurulmuş dikdörtgen kesitli, iletken cidarlı, üniform dalga kılavuzudur. Elde edilecek çözümlerin çok sayıda tabakanın bulunması durumlarına genelleştirmesini kolaylaştırma açısından (x, z) ve y doğrultularına ilişkin problemlerin ayrı ayrı incelenerek çözülmesi yarar sağlayacaktır.

Bu düşünce doğrultusunda, referans problemin aranan çözümleri, daha basit ve birbirinden bağımsız aşağıda tanımlı iki alt problemin çözümleri yardımıyla kurulabilir:

- (a) İlk aşamada, y değişimi hiç göz önüne alınmaksızın x, z düzleminde tanımlı, homojen dielektrikli bir paralel levhalı dalga kılavuzunun y 'ye göre TE ve TM tipi öz çözümleri belirlenir.
- (b) İkinci aşamada, yapının y doğrultusunda $\mp H/2$ 'de iletkenle kapatılmış olması ve düzlemler arasında farklı dielektrikli tabakalar bulunmasının dikte ettiği ilave sınır koşulları, y boyunca kurulacak transmisyon hattı eşdeğerlikleri yardımıyla göz önüne alınarak referans problemin TE_y, TM_y tipi modal çözümleri belirlenir.

Bu iki aşamayı izleyen üçüncü aşamada, referans problemin herhangi bir biçimde pertürbasyonu ile tanımlanan “incelenen” problemin çözümü referans problemdeki kesit içi (z 'ye dik düzlemdeki) alan bileşenlerini kullanarak formüle edilen z doğrultusundaki transmisyon hattı eşdeğerlikleri yardımıyla belirlenir.

Tezde yukarıda özetlenen yaklaşım izlenecektir. Benzer yaklaşım literatürde de [2] mevcuttur. Bu alt bölümde, sözü edilen aşamalardan genel nitelikte olan birinci ve üçüncüsüne ilişkin ayrıntılar yer almaktadır. y doğrultusundaki transmisyon hattı çözümlerinin belirlenmesi aşamasına ilişkin ayrıntılar, y doğrultusunda tanımlanacak özel probleme bağlı olduğundan, bu alt bölümde verilmemiş, çıkıntılı optik dalga kılavuzunun incelenmesi için kullanılan üç tabakalı referans problemin ele alındığı 3.2 alt bölümünde ele alınmıştır.

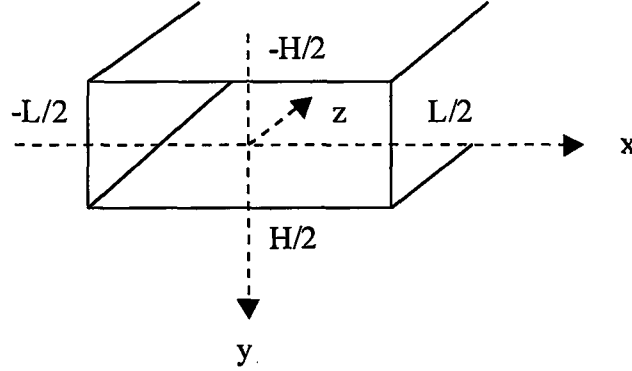
2.2.1 Paralel Levhalı Dalga Kılavuzunda TE_y, TM_y Tipi Çözümler

Şekil 2.1'de $y = \mp H/2$ düzlemlerinde iletken yüzeylerle kapatılmış olarak gösterilen, (x, z) düzleminde tanımlı paralel levhalı bir dalga kılavuzunda y 'ye göre enine öz vektörler (y 'ye göre TM ve TE modları) aşağıdaki gibi ifade edilebilir:

$$\vec{e}_T(x, z) = \vec{e}_T(x) e^{-j\zeta z} = [\vec{u}_x \vec{e}_x(x) + \vec{u}_z \vec{e}_z(x)] e^{-j\zeta z} \quad (2.20a)$$

$$\vec{h}_T(x, z) = \vec{h}_T(x) e^{-j\zeta z} = [\vec{u}_x \vec{h}_x(x) + \vec{u}_z \vec{h}_z(x)] e^{-j\zeta z} \quad (2.20b)$$

$$\vec{h}_T = \vec{u}_y \times \vec{e}_T \quad (2.20c)$$



Şekil 2.1

Paralel levhalı dalga kılavuzundan elde edilen dikdörtgen dalga kılavuzu

Olası bir notasyon karışıklığını engellemek için burada y'ye göre enine (y'ye dik) vektörler için T alt indisi kullanılmış ve bu alanların x, z doğrultusundaki bileşenleri üzerlerine bir çizgi konularak belirtilmiştir. (2.20) bağıntılarında i mod indisi kullanılmamıştır ve $\vec{u}_x, \vec{u}_y$ ve $\vec{u}_z$ x, y ve z yönlerindeki birim vektörleri göstermektedir. (2.20c) denklemi, $\vec{h}_T$ ve $\vec{e}_T$ 'nin y'ye göre TM ve TE modları özfonksiyonları olmasından dolayı kolayca bulunabilir. TM modları için;

$$\Phi_m(x, z) = A'_m \sin\left(\frac{2m\pi x}{L}\right) e^{-j\zeta'_m z} \quad m = 1, 2, 3, \dots \quad (2.21a)$$

y doğrultusu göz önüne alındığında, enine k'_{Tm} , propagasyon sabiti niteliğindeki

$$k'^2_{Tm} = \left(\frac{2m\pi}{L}\right)^2 + \zeta'^2_m \quad (2.21b)$$

şeklinde tanımlanabilir. Benzer şekilde TE modları için;

$$\Psi_m(x, z) = A_m'' \cos\left(\frac{2m\pi x}{L}\right) e^{-j\zeta_m'' z} \quad m = 1, 2, 3, \dots \quad (2.22a)$$

$$k_{Tm}''^2 = \left(\frac{2m\pi}{L}\right)^2 + \zeta_m''^2 \quad (2.22b)$$

olmak ve mod indisi i ile belirtilmek üzere $\tilde{e}_r(x, z)$,

$$\tilde{e}_{T_i}'(x, z) = -\frac{\nabla_T \Phi_i(x, z)}{k_{\eta_i}'} \quad (2.23a)$$

$$\tilde{e}_{\eta_i}'(x, z) = -\frac{\nabla_T \Psi_i(x, z)}{k_{\eta_i}'} \times \vec{u}_y \quad (2.23b)$$

ifadeleri ile ve dolayısıyla $\tilde{h}_r(x, z)$,

$$\tilde{h}_{T_i}'(x, z) = -\vec{u}_y \times \frac{\nabla_T \Phi_i(x, z)}{k_{\eta_i}'} \quad (2.24a)$$

$$\tilde{h}_{\eta_i}'(x, z) = -\frac{\nabla_T \Psi_i(x, z)}{k_{\eta_i}'} \quad (2.24b)$$

ifadeleri ile bulunabilir.

Yukarıda (2.21a) ve (2.22a) ile verilen çözümler

$$\Phi = 0 \quad x = \mp \frac{L}{2} \text{ de; ve } \frac{d\Psi}{dx} = 0 \quad x = \mp \frac{L}{2} \text{ de} \quad (2.25)$$

sınır koşullarına karşı düşmektedir.

$$\frac{d\Phi}{dx} = 0 \quad x = \mp \frac{L}{2} \text{ de,} \quad \Psi = 0 \quad x = \mp \frac{L}{2} \text{ de} \quad (2.26)$$

ile verilen dual sınır koşulları için elde edilecek çözümler,

$$\Phi_m(x, z) = A'_m \cos \left[(2m+1) \frac{\pi x}{L} \right] e^{-j\zeta'_m z} \quad (2.27)$$

$$\Psi_m(x, z) = A''_m \sin \left[(2m+1) \frac{\pi x}{L} \right] e^{-j\zeta''_m z} \quad (2.28)$$

olup ilgilenilen çözümün y eksenine göre çift simetrik veya tek simetrik olması durumuna göre (2.21) ve (2.22) veya (2.27) ve (2.28) takımları seçilmelidir.

2.2.2 y Doğrultusundaki Sınır Değer Problemi

Referans problem ile paralel levhalı dalga kılavuzu arasındaki farklılıkları tanımlayan y doğrultusundaki özdeğer problemi transmisyon hattı kavramları ile kolayca formüle edilebilir. Bu yaklaşımda (y'ye göre) enine elektrik ve magnetik mod alanları şöyle yazılabilir:

$$\vec{E}_T(x, y, z) = \tilde{V}(y) \vec{e}_T(x) e^{-j\zeta z} \quad (2.29a)$$

$$\vec{H}_T(x, y, z) = \tilde{I}(y) \vec{h}_T(x) e^{-j\zeta z} \quad (2.29b)$$

Basitlik sağlamak için (2.29) bağıntılarında mod indisi belirtilmemiş ve $\tilde{V}, \tilde{I}$ ile gösterilen y yönündeki modal transmisyon hattı gerilim ve akımlarında ortamı (farklı tabakaları) tanımlayan bir indis kullanılmamıştır. Daha önce de değinildiği gibi y doğrultusundaki transmisyon hattı probleminin çözümü, ileride 3.2 alt bölümünde, özel bir örnek yardımıyla ayrıntılı olarak açıklanacaktır.

Öte yandan, elektrik alanının boyuna (y) bileşeni, (x, z) bileşenleri cinsinden şöyle ifade edilebilir:

$$E_y(x, y, z) = \frac{1}{j\omega\epsilon} \nabla_T \cdot (\vec{H}_T \times \vec{u}_y) = \frac{\tilde{I}(y)}{j\omega\epsilon} e^{-j\zeta z} \nabla_T \cdot \vec{e}_T(x) \quad (2.29c)$$

Burada $\nabla_T = \vec{u}_x \frac{\partial}{\partial x} + \vec{u}_z \frac{\partial}{\partial z}$ ve $\nabla_T = \vec{u}_x \frac{\partial}{\partial x} - j\zeta \vec{u}_z$ olup,

$$\vec{h}_T \times \vec{u}_y = \vec{e}_T \quad (2.29d)$$

eşitliğinden yararlanılmıştır. Yukarıdaki bağıntılarda T indisinin y'ye göre enine koordinatları temsil ettiği hatırla tutulmalıdır. Benzer şekilde,

$$H_y(x, y, z) = \frac{1}{j\omega\mu} \nabla_T \cdot (\vec{u}_y \times \vec{E}_T) = \frac{\tilde{V}(y)}{j\omega\mu} e^{-j\zeta z} \nabla_T \cdot \vec{h}_T(x) \quad (2.29e)$$

bulunur. Daha önce belirtildiği gibi, incelenen problem için (z yönünde) transmisyon hattı eşdeğerlikleri kurabilmek için, önce referans problemin alan çözümlerinin z'ye dik düzlemde yani z'ye göre enine bileşenleri belirlenmelidir. t indisi z'ye göre enine koordinatları temsil etmek üzere referans probleme ilişkin bu bileşenler $\vec{E}_t$ ve $\vec{H}_t$ ile gösterilecektir.

$$\vec{E}_t = V(z) \vec{e}(x, y) = \frac{1}{N} e^{-j\zeta z} \vec{e}(x, y) \quad (2.30a)$$

$$\vec{H}_t = I(z) \vec{h}(x, y) = \frac{1}{NZ_0} e^{-j\zeta z} \vec{h}(x, y) \quad (2.30b)$$

Pozitif z yönünde bir yürüyen dalga çözümü arandığı için V ve I aşağıdaki gibi ifade edilecektir:

$$V(z) = Z_0 I(z) = \frac{1}{N} e^{-j\zeta z} \quad (2.30c)$$

$$I(z) = \frac{1}{NZ_0} e^{-j\zeta z} \quad (2.30d)$$

Burada modal transmisyon hattı empedansına karşı düşen Z_0 keyfi bir değer olup $Z_0 = 1$ normalizasyonu kullanılacaktır. Bilindiği gibi transmisyon hattı analizinde bir hat için geçerli dalga denklemi tek bir yönde yürüyen dalga çözümünü veriyor ise $V(z) = Z_0 I(z)$ yazmak mümkündür. (2.30c) de de bu yapılmaktadır. İfadelerde gözüken N ise normalizasyon sabiti olup ayrıca saptanmalıdır.

(2.29) ve (2.30) denklemleri karşılaştırıldığında (2.30) dan doğrudan şunlar yazılabilir:

$$\vec{e}(x, y) = N \vec{E}_t e^{j\zeta z} \quad (2.31a)$$

$$\vec{h}(x, y) = N Z_0 \vec{H}_t e^{j\zeta z} \quad (2.31b)$$

$\vec{E}_t$ nin x bileşeni $\vec{E}_r$ nin x bileşeninden yazılabilir. Zira $\vec{E}_t$, x ve y bileşenlerine sahip, $\vec{E}_r$, x ve z bileşenlerine sahip olup x bileşenleri ortaktır. $\vec{e}(x, y)$ nin x bileşeni (2.31a) yardımıyla böylelikle bulunmuş olacaktır. $\vec{e}(x, y)$ nin y bileşeni ise $\vec{E}_t$ nin y bileşenini alarak yine (2.31a) yardımıyla bulunur. O halde, referans probleme ilişkin kesit içi alan bileşenleri,

$$\vec{e}(x, y) = N \left[\vec{u}_x \tilde{V}(y) \vec{e}_x(x) + \vec{u}_y \frac{\tilde{I}(y)}{j\omega\epsilon} \nabla_r \cdot \vec{e}_r(x) \right] \quad (2.32a)$$

$$\vec{h}(x, y) = Z_0 N \left[\vec{u}_x \tilde{I}(y) \vec{h}_x(x) + \vec{u}_y \frac{\tilde{V}(y)}{j\omega\mu} \nabla_r \cdot \vec{h}_r(x) \right] \quad (2.32b)$$

şeklinde ifade edilebilir. y boyunca TE modları için,

$$\nabla_r \cdot \vec{e}_r(x) = 0$$

ve y boyunca TM modları için;

$$\nabla_t \cdot \vec{h}_t(x) = 0$$

olmaktadır. Ayrıca (2.20) ve (2.29) dan hareketle,

$$E_z(x, y, z) = \tilde{V}(y) \bar{e}_z(x) e^{-j\zeta z} \quad (2.33a)$$

$$H_z(x, y, z) = \tilde{I}(y) \bar{h}_z(x) e^{-j\zeta z} \quad (2.33b)$$

olduğu kolayca gösterilebilir.

2.2.3 İncelenen Problem İçin Transmisyon Hattı Eşdeğerlikleri

Tabakalı yapıdaki dielektrik malzeme ile doldurulmuş homojen olmayan kılavuzun özfonksiyonları böylelikle bulunduktan sonra, şimdi de referans problemin genel bir pertürbasyonu ile tanımlanan bir problem (incelenen problem) için bu özfonksiyonlara dayalı transmisyon hattı eşdeğerlikleri elde edilmeye çalışılacaktır. Bunun için yukarıda TE_y ve TM_y ayırımı yapılmaksızın elde edilen özfonksiyonlar tek (') üslü olarak gösterilen TM_y modları ve çift (") üslü olarak gösterilen TE_y modları olarak iki gruba ayrılacaktır. Buna göre (2.13) şöyle yazılabilir:

$$\vec{E}_t(\vec{r}) = \sum_i V_i'(z) \vec{e}_i'(\vec{\rho}) + \sum_i V_i''(z) \vec{e}_i''(\vec{\rho}) \quad (2.34a)$$

$$\vec{H}_t(\vec{r}) = \sum_i I_i(z) \vec{h}_i'(\vec{\rho}) + \sum_i I_i''(z) \vec{h}_i''(\vec{\rho}) \quad (2.34b)$$

Bu açılımları (2.12a) ve (2.12b) de yerine koyalım.

$$\begin{aligned} & - \sum_i \frac{dV_i'(z)}{dz} \vec{e}_i'(\vec{\rho}) - \sum_i \frac{dV_i''(z)}{dz} \vec{e}_i''(\vec{\rho}) \\ & = j\omega \left(\mu \vec{I} + \frac{1}{\omega^2} \nabla_t \cdot \frac{1}{\epsilon} \nabla_t \right) \cdot \left[\left(\sum_i I_i(z) \vec{h}_i'(\vec{\rho}) + \sum_i I_i''(z) \vec{h}_i''(\vec{\rho}) \right) \times \vec{u}_z \right] \end{aligned} \quad (2.35a)$$

$$\begin{aligned}
& -\sum_i \frac{dI_i'(z)}{dz} \vec{h}_i'(\vec{\rho}) - \sum_i \frac{dI_i''(z)}{dz} \vec{h}_i''(\vec{\rho}) \\
& = j\omega \left(\epsilon \vec{I} + \frac{1}{\omega^2} \nabla_t \frac{1}{\mu} \nabla_t \right) \left[\vec{u}_z \times \left(\sum_i V_i'(z) \vec{e}_i'(\vec{\rho}) + \sum_i V_i''(z) \vec{e}_i''(\vec{\rho}) \right) \right]
\end{aligned} \tag{2.35b}$$

(2.35a) denklemi $\vec{h}_m^* \times \vec{u}_z$ ile skaler çarpılıp belli bir z uzaklığı için dalga kılavuzu içindeki bir V hacmi üzerinde integre edilsin. Bu durumda şu sonuç elde edilir:

$$\int -\frac{dV_m'}{dz} dz = \iiint_V j\omega \left(\mu \vec{I} + \frac{1}{\omega^2} \nabla_t \frac{1}{\epsilon} \nabla_t \right) \left[\left(\sum_i I_i' \vec{h}_i' + \sum_i I_i'' \vec{h}_i'' \right) \times \vec{u}_z \right] (\vec{h}_m^* \times \vec{u}_z) dV \tag{2.36}$$

Öte yandan,

$$\begin{aligned}
\nabla_t \left(\frac{1}{\epsilon} \left[\nabla_t \cdot \left\{ \left(\sum_i I_i' \vec{h}_i' + \sum_i I_i'' \vec{h}_i'' \right) \times \vec{u}_z \right\} \right] \right) &= \nabla_t \left(\frac{1}{\epsilon} \left[\nabla_t \cdot \left\{ \left(\sum_i I_i' \vec{h}_i' + \sum_i I_i'' \vec{h}_i'' \right) \times \vec{u}_z \right\} \right] \right) \\
&+ \frac{1}{\epsilon} \nabla_t \left\{ \left[\nabla_t \cdot \left\{ \left(\sum_i I_i' \vec{h}_i' + \sum_i I_i'' \vec{h}_i'' \right) \times \vec{u}_z \right\} \right] \right\}
\end{aligned} \tag{2.37}$$

eşitliğinden dolayı,

$$\begin{aligned}
\int -\frac{dV_m'}{dz} dz &= \iiint_V j\omega \mu \left[\left(\sum_i I_i' \vec{h}_i' + \sum_i I_i'' \vec{h}_i'' \right) \times \vec{u}_z \right] (\vec{h}_m^* \times \vec{u}_z) dV \\
&+ \frac{j}{\omega} \left(\iiint_V \left\{ \nabla_t \cdot \left[\left(\sum_i I_i' \vec{h}_i' + \sum_i I_i'' \vec{h}_i'' \right) \times \vec{u}_z \right] \right\} \left(\nabla_t \frac{1}{\epsilon} \right) (\vec{h}_m^* \times \vec{u}_z) dV \right. \\
&\left. + \iiint_V \frac{1}{\epsilon} \nabla_t \cdot \left\{ \nabla_t \cdot \left[\left(\sum_i I_i' \vec{h}_i' + \sum_i I_i'' \vec{h}_i'' \right) \times \vec{u}_z \right] \right\} (\vec{h}_m^* \times \vec{u}_z) dV \right)
\end{aligned} \tag{2.38}$$

yazılabilir. Burada $\frac{1}{\epsilon}$ fonksiyonu parça parça sabit bir fonksiyon olup sağ taraftaki integrallerden birincisi ve üçüncüsünün bulunmasında bir zorluk yoktur. Halbuki ikinci integralde ise integralin çekirdeğinde süreksiz $\frac{1}{\epsilon}$ fonksiyonunun türevleri

vardır. Bu türevler distribüsyon anlamında mevcuttur [40]. Bu ikinci hacim integrali bir yüzey integraline dönüştürülebilir. Daha sonra (2.38) denkleminin her iki tarafından z 'ye göre integral elimine edilirse sağ taraftaki ikinci integral bir yüzey integralinden çizgisel integrale, diğer iki integral ise hacim integralinden yüzey integraline dönüşür.

$$\nabla_i \left(\frac{1}{\varepsilon} \right) \cdot (h_m^* \times \vec{u}_z) = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{\varepsilon} \right) h_{my}^* - \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{\varepsilon} \right) h_{mx}^*$$

olduğundan (2.38) in sağ tarafındaki ikinci integral aşağıdaki gibi yazılabilir:

$$\begin{aligned} I = & \iiint_V \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{\varepsilon} \right) h_{my}^* \nabla_i \cdot \left[\left(\sum_i I_i' \vec{h}_i' + \sum_i I_i'' \vec{h}_i'' \right) \times \vec{u}_z \right] dV \\ & - \iiint_V \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{\varepsilon} \right) h_{mx}^* \nabla_i \cdot \left[\left(\sum_i I_i' \vec{h}_i' + \sum_i I_i'' \vec{h}_i'' \right) \times \vec{u}_z \right] dV \end{aligned} \quad (2.39)$$

Buradaki $\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{\varepsilon} \right)$, $\frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{\varepsilon} \right)$ distribüsyon anlamında türevler olup j süreksizlik yüzeyi indisi, σ_{ik} k . süreksizlik yüzeyinde artan x_i yönünde fonksiyonun sıçramasını, δ_{ij} j . süreksizlik yüzeyinde,

$$\iiint_V \delta_{ik} \cdot f(x_1, x_2, \dots) dV = \iint_{S_k} f(x_1, x_2, \dots) dS_k \quad (2.40)$$

şeklinde tanımlanmış olan birim yüzey distribüsyonu, $\vec{u}_x$ ve $\vec{u}_y$, x ve y yönünde birim vektörler ve $\vec{n}_k$ de k . süreksizlik yüzeyine ait bu yüzeyden dışarıya doğru yönlendirilmiş birim normal vektörü gösterirse (2.39) şöyle de yazılabilir (S: süreksizlik yüzeyi) [40]:

$$\begin{aligned} I = & \sum_k \iint_S \sigma_{1k} \left\{ h_{my}^* \nabla_i \cdot \left[\left(\sum_i I_i' \vec{h}_i' + \sum_i I_i'' \vec{h}_i'' \right) \times \vec{u}_z \right] \vec{n}_k \cdot \vec{u}_x \right\} dS_j \\ & - \sum_k \iint_S \sigma_{2k} \left\{ h_{mx}^* \nabla_i \cdot \left[\left(\sum_i I_i' \vec{h}_i' + \sum_i I_i'' \vec{h}_i'' \right) \times \vec{u}_z \right] \vec{n}_k \cdot \vec{u}_y \right\} dS_j \end{aligned} \quad (2.41)$$

Burada σ_{1k} , k. süreksizlik yüzeyinde bölgenin içinden dışına doğru gidildiğinde x yönünde $\frac{1}{\varepsilon}$ fonksiyonunun sıçrama miktarını, σ_{2k} k. süreksizlik yüzeyinde $\frac{1}{\varepsilon}$ fonksiyonunun aynı şekilde tanımlı olan y yönündeki sıçrama miktarını verir.

z'ye göre integral de elimine edildikten sonra (2.41) yardımıyla (2.38) şöyle de yazılabilir:

$$\begin{aligned}
-\frac{dV'_m}{dz} &= \iint_S j \sum_i Z'_i \zeta'_i I'_i \vec{e}_i' (\vec{h}_m^* \times \vec{u}_z) dS + \iint_S j \sum_i Z''_i \zeta''_i I''_i \vec{e}_i'' (\vec{h}_m^* \times \vec{u}_z) dS \\
&+ \int_{\Delta S} j \frac{1}{\omega} \left(\frac{1}{\bar{\varepsilon}} - \frac{1}{\varepsilon} \right) \left\{ \nabla_t \cdot \nabla_t \left[\left(\sum_i I'_i \vec{h}_i' + \sum_i I''_i \vec{h}_i'' \right) \times \vec{u}_z \right] \right\} (\vec{h}_m^* \times \vec{u}_z) dS \\
&+ \frac{j}{\omega} \sum_k \int_{R_k} \sigma_{1k} h_{my}^* \left\{ \nabla_t \cdot \left[\left(\sum_i I'_i \vec{h}_i' + \sum_i I''_i \vec{h}_i'' \right) \times \vec{u}_z \right] \vec{n}_k \cdot \vec{u}_x \right\} d\ell \\
&- \frac{j}{\omega} \sum_k \int_{R_k} \sigma_{2k} h_{mx}^* \left\{ \nabla_t \cdot \left[\left(\sum_i I'_i \vec{h}_i' + \sum_i I''_i \vec{h}_i'' \right) \times \vec{u}_z \right] \vec{n}_k \cdot \vec{u}_y \right\} d\ell
\end{aligned} \tag{2.42}$$

Buradaki R eğrisi z'ye göre enine kesit içinde, dielektrik geçirgenlik ε için süreksizliğin bulunduğu eğridir. $d\ell$ ise bu eğri boyunca uzunluk elemanıdır. (2.42) yazılırken (2.16a) da dikkate alınmıştır. Yine burada ε referans problemin ΔS kesiti üzerindeki dielektrik sabiti fonksiyonu ve $\bar{\varepsilon}$ incelenen problemin S'nin kesitinin her yerinde referans probleminki ile çakışan fakat ΔS kesit parçası üzerinde (bkz. Şekil 3.13) ayrılık gösteren dielektrik sabiti fonksiyonudur.

Ortonormallik özelliklerini kullanarak ve TM_y modları için $h_{my} = 0$ olduğu göz önüne alınarak,

$$\begin{aligned}
-\frac{dV'_m}{dz} &= j Z'_m \zeta'_m I'_m + \iint_{\Delta S} j \frac{1}{\omega} \left(\frac{1}{\bar{\varepsilon}} - \frac{1}{\varepsilon} \right) \left\{ \nabla_t \cdot \nabla_t \left[\left(\sum_i I'_i \vec{h}_i' + \sum_i I''_i \vec{h}_i'' \right) \times \vec{u}_z \right] \right\} (\vec{h}_m^* \times \vec{u}_z) dS \\
&- \frac{j}{\omega} \sum_k \int_{R_k} \sigma_{2k} h_{mx}^* \left\{ \nabla_t \cdot \left[\left(\sum_i I'_i \vec{h}_i' + \sum_i I''_i \vec{h}_i'' \right) \times \vec{u}_z \right] \vec{n}_k \cdot \vec{u}_y \right\} d\ell
\end{aligned} \tag{2.43}$$

elde edilir. Buradan,

$$\begin{aligned}
\frac{dV'_m}{dz} = & \frac{1}{j} Z'_m \zeta'_m I'_m + \iint_{\Delta S} \frac{1}{j\omega} \left(\frac{1}{\bar{\varepsilon}} - \frac{1}{\varepsilon} \right) \left\{ \nabla_t \nabla_t \cdot \left[\left(\sum_i I'_i \vec{h}_i + \sum_i I''_i \vec{h}_i \right) \times \vec{u}_z \right] \right\} (\vec{h}_m^* \times \vec{u}_z) dS \\
& + \frac{j}{\omega} \sum_k \int_{R_k} \sigma_{2k} h_{mx}^* \left\{ \nabla_t \cdot \left[\left(\sum_i I'_i \vec{h}_i + \sum_i I''_i \vec{h}_i \right) \times \vec{u}_z \right] \right\} \vec{n}_k \cdot \vec{u}_y d\ell
\end{aligned} \tag{2.44}$$

bulunur.

Yine (2.35a) denklemi $(\vec{h}_m^* \times \vec{u}_z)$ ile skaler çarpılıp kesit üzerinde integre edilirse ve sağ taraf için (2.16a) hatırlanırsa,

$$\begin{aligned}
\frac{dV''_m}{dz} = & \frac{1}{j} Z''_m \zeta''_m I''_m + \iint_{\Delta S} \frac{1}{j\omega} \left(\frac{1}{\bar{\varepsilon}} - \frac{1}{\varepsilon} \right) \left\{ \nabla_t \nabla_t \cdot \left[\left(\sum_i I'_i \vec{h}_i + \sum_i I''_i \vec{h}_i \right) \times \vec{u}_z \right] \right\} (\vec{h}_m^* \times \vec{u}_z) dS \\
& - \frac{j}{\omega} \sum_k \int_{R_k} \sigma_{1k} h_{my}^* \left\{ \nabla_t \cdot \left[\left(\sum_i I'_i \vec{h}_i + \sum_i I''_i \vec{h}_i \right) \times \vec{u}_z \right] \right\} \vec{n}_k \cdot \vec{u}_x d\ell \\
& + \frac{j}{\omega} \sum_k \int_{R_k} \sigma_{2k} h_{mx}^* \left\{ \nabla_t \cdot \left[\left(\sum_i I'_i \vec{h}_i + \sum_i I''_i \vec{h}_i \right) \times \vec{u}_z \right] \right\} \vec{n}_k \cdot \vec{u}_y d\ell
\end{aligned} \tag{2.45}$$

bulunur. R_k eğri parçaları üzerinde alınan integraller $R = R_1 \cup R_2 \cup \dots R_k \dots$ olan bir R eğrisi üzerinde hesaplanırsa (2.44) ve (2.45) şöyle de yazılabilir:

$$\begin{aligned}
\frac{dV'_m}{dz} = & \frac{1}{j} Z'_m \zeta'_m I'_m + \iint_{\Delta S} \frac{1}{j\omega} \left(\frac{1}{\bar{\varepsilon}} - \frac{1}{\varepsilon} \right) \left\{ \nabla_t \nabla_t \cdot \left[\left(\sum_i I'_i \vec{h}_i + \sum_i I''_i \vec{h}_i \right) \times \vec{u}_z \right] \right\} (\vec{h}_m^* \times \vec{u}_z) dS \\
& + \frac{j}{\omega} \int_R \sigma_{2k} h_{mx}^* \left\{ \nabla_t \cdot \left[\left(\sum_i I'_i \vec{h}_i + \sum_i I''_i \vec{h}_i \right) \times \vec{u}_z \right] \right\} \vec{n} \cdot \vec{u}_y d\ell
\end{aligned} \tag{2.46}$$

$$\begin{aligned}
\frac{dV_m''}{dz} = & \frac{1}{j} Z_m'' \zeta_m'' I_m'' + \iint_{\Delta S} \frac{1}{j\omega} \left(\frac{1}{\bar{\epsilon}} - \frac{1}{\epsilon} \right) \left\{ \nabla_t \nabla_t \cdot \left[\left(\sum_i I_i' \vec{h}_i' + \sum_i I_i'' \vec{h}_i'' \right) \times \vec{u}_z \right] \right\} \cdot (\vec{h}_m'' \times \vec{u}_z) dS \\
& - \frac{j}{\omega} \int_R \sigma_1 h_{my}'' \left\{ \nabla_t \cdot \left[\left(\sum_i I_i' \vec{h}_i' + \sum_i I_i'' \vec{h}_i'' \right) \times \vec{u}_z \right] \right\} \vec{n} \cdot \vec{u}_x d\ell \\
& + \frac{j}{\omega} \int_R \sigma_2 h_{mx}'' \left\{ \nabla_t \cdot \left[\left(\sum_i I_i' \vec{h}_i' + \sum_i I_i'' \vec{h}_i'' \right) \times \vec{u}_z \right] \right\} \vec{n} \cdot \vec{u}_y d\ell
\end{aligned} \tag{2.47}$$

Yukarıda σ_1, σ_2 ve $\vec{n}$ nin her R_k için farklı ifadelerle sahip olduğu unutulmamalıdır.

μ geçirgenliğinin kesit içinde sabit olduğu varsayılır ise (2.35b) denklemi $\vec{u}_z \times \vec{e}_i'$ ile ve $\vec{u}_z \times \vec{e}_i''$ ile çarpılıp kesit üzerinde integre edilirse şu iki denklem bulunmuş olur:

$$\frac{dI_m'}{dz} = \frac{1}{j} \zeta_m' Y_m' V_m' \tag{2.48}$$

$$\frac{dI_m''}{dz} = \frac{1}{j} \zeta_m'' Y_m'' V_m'' \tag{2.49}$$

Yukarıda bulunmuş olan (2.46), (2.47), (2.48) ve (2.49) denklemleri homojen olmayan kesite sahip referans probleminden sadece ΔS gibi bir kesit içi bölgede ayrılan incelenen problem için transmisyon hattı denklemlerini oluşturmaktadır.

ϵ ve $\bar{\epsilon}$, ΔS üzerinde ayrı ayrı sabit değerlerden oluştuğu için (2.46) ve (2.47) denklemlerinde daha da basitleştirmeye gidilebilir. Bu amaçla (2.16a) denklemine bakılırsa,

$$\frac{1}{\omega} \nabla_t \cdot \frac{1}{\epsilon} \nabla_t \cdot [\vec{h}_i' \times \vec{u}_z] = Z_i' \zeta_i' \vec{e}_i' - \omega \mu \vec{h}_i' \times \vec{u}_z \tag{2.50a}$$

$$\frac{1}{\omega} \nabla_t \cdot \frac{1}{\bar{\epsilon}} \nabla_t \cdot [\vec{h}_i'' \times \vec{u}_z] = Z_i'' \zeta_i'' \vec{e}_i'' - \omega \mu \vec{h}_i'' \times \vec{u}_z \tag{2.50b}$$

yazılabilir. (2.46) ve (2.50) şu sonucu verir:

$$\begin{aligned}
\frac{dV'_m}{dz} = & \frac{1}{j} Z'_m \zeta'_m I'_m + \frac{1}{j} \left(\frac{\varepsilon}{\bar{\varepsilon}} - 1 \right) \iint_{\Delta S} \sum_i I'_i \left[Z'_i \kappa'_i \bar{e}'_i - \omega \mu \tilde{h}'_i \times \bar{u}_z \right] \left(\tilde{h}_m^{**} \times \bar{u}_z \right) dS \\
& + \frac{1}{j} \left(\frac{\varepsilon}{\bar{\varepsilon}} - 1 \right) \iint_{\Delta S} \sum_i I''_i \left[Z''_i \zeta''_i \bar{e}''_i - \omega \mu \tilde{h}''_i \times \bar{u}_z \right] \left(\tilde{h}_m^{**} \times \bar{u}_z \right) dS \\
& + \frac{j}{\omega} \int_R \sigma_2 h_{mx}^{**} \left\{ \nabla_{t'} \cdot \left[\left(\sum_i I'_i \tilde{h}'_i + I''_i \tilde{h}''_i \right) \times \bar{u}_z \right] \right\} \bar{n} \cdot \bar{u}_y d\ell
\end{aligned} \tag{2.51}$$

Öte yandan (2.12d) denklemi dolayısı ile ve (2.33a) yı kullanarak ve N'yi de (2.30) daki gibi tanımlarsak,

$$\nabla_{t'} \cdot (\tilde{h}'_i \times \bar{u}_z) = j \omega \varepsilon \tilde{V}'_i(y) \bar{e}'_{zi}(x) N'_i \tag{2.52a}$$

ve

$$\nabla_{t'} \cdot (\tilde{h}''_i \times \bar{u}_z) = j \omega \varepsilon \tilde{V}''_i(y) \bar{e}''_{zi}(x) N''_i \tag{2.52b}$$

geçerlidir. Burada V'_i ve V''_i (2.32) de ve $\bar{e}'_{zi}$ ve $\bar{e}''_{zi}$ (2.23) de verilmektedir. Bu büyüklükler de (2.51) de yerine konursa şu bulunur:

$$\begin{aligned}
\frac{dV'_m}{dz} = & \frac{1}{j} Z'_m \zeta'_m I'_m + \frac{1}{j} \left(\frac{\varepsilon}{\bar{\varepsilon}} - 1 \right) \iint_{\Delta S} \sum_i I'_i \left[Z'_i \zeta'_i \bar{e}'_i - \omega \mu \tilde{h}'_i \times \bar{u}_z \right] \left(\tilde{h}_m^{**} \times \bar{u}_z \right) dS \\
& + \frac{1}{j} \left(\frac{\varepsilon}{\bar{\varepsilon}} - 1 \right) \iint_{\Delta S} \sum_i I''_i \left[Z''_i \zeta''_i \bar{e}''_i - \omega \mu \tilde{h}''_i \times \bar{u}_z \right] \left(\tilde{h}_m^{**} \times \bar{u}_z \right) dS \\
& + \frac{j}{\omega} \int_R \sigma_2 h_{mx}^{**} \left\{ \sum_i I'_i N'_i j \omega \varepsilon \tilde{V}'_i(y) \bar{e}'_{zi}(x) + \sum_i I''_i N''_i j \omega \varepsilon \tilde{V}''_i(y) \bar{e}''_{zi}(x) \right\} \bar{n} \cdot \bar{u}_y d\ell
\end{aligned} \tag{2.53}$$

Benzer işlemleri (2.47) denkleminde uygularsak,

$$\begin{aligned}
\frac{dV_m''}{dz} = & \frac{1}{j} Z_m'' \zeta_m'' I_m'' + \frac{1}{j} \left(\frac{\varepsilon}{\bar{\varepsilon}} - 1 \right) \iint_{\Delta S} \sum_i I_i' \left[Z_i' \zeta_i' \bar{e}_i' - \omega \mu \tilde{h}_i' \times \bar{u}_z \right] (\tilde{h}_m'' \times \bar{u}_z) dS \\
& + \frac{1}{j} \left(\frac{\varepsilon}{\bar{\varepsilon}} - 1 \right) \iint_{\Delta S} \sum_i I_i'' \left[Z_i'' \zeta_i'' \bar{e}_i'' - \omega \mu \tilde{h}_i'' \times \bar{u}_z \right] (\tilde{h}_m'' \times \bar{u}_z) dS \\
& - \frac{j}{\omega} \int_R \sigma_1 h_{my}'' \left\{ \sum_i I_i' N_i' j \omega \varepsilon \tilde{V}_i'(y) \bar{e}_{zi}'(x) + \sum_i I_i'' N_i'' j \omega \varepsilon \tilde{V}_i''(y) \bar{e}_{zi}''(x) \right\} \bar{n} \cdot \bar{u}_x d\ell \\
& + \frac{j}{\omega} \int_R \sigma_2 h_{mx}'' \left\{ \sum_i I_i' N_i' j \omega \varepsilon \tilde{V}_i'(y) \bar{e}_{zi}'(x) + \sum_i I_i'' N_i'' j \omega \varepsilon \tilde{V}_i''(y) \bar{e}_{zi}''(x) \right\} \bar{n} \cdot \bar{u}_y d\ell
\end{aligned} \tag{2.54}$$

Yukarıda bulunmuş olan (2.48), (2.49), (2.53) ve (2.54) denklemleri homojen olmayan kesite sahip referans probleminden sadece ΔS gibi bir kesit içi bölgede ayrılan incelenen problem için transmisyon hattı denklemlerini oluşturmaktadır.

Görüldüğü gibi referans problem olarak alınan homojen olmayan dalga kılavuzunun vektör mod fonksiyonlarını kullanarak elde edilen transmisyon hattı denklemlerine varmak için referans problemin özfonksiyonları bulunmakta ve bu fonksiyonlardan oluşan ifadeler sadece incelenen problem ve referans problem ε değerlerinin çakışmadığı ΔS pertürbasyon bölgesinde integre edilmekte ve ε lardaki süreksizliklerin mevcut olduğu eğri boyunca bir çizgisel integral alınmaktadır. Yani referans problemin ortonormal özfonksiyonları bulunursa ΔS üzerinde hesaplanan iki yüzey integrali ve dielektrik sabitinin süreksiz olduğu eğri boyunca hesaplanan bir çizgisel integral ile dört transmisyon hattı denkleminin iki adedinin her biri bulunmaktadır. (2.48) ve (2.49) ile verilen transmisyon hattı denklemleri için ek bir hesaplama gerek yoktur. Böylece referans problem olarak, dielektrik sabiti incelenen problemin dielektrik sabitinden ΔS gibi bir kesit parçası üzerinde ayrılık gösteren yapı seçildiğinde ΔS üzerinde, ve dielektrikle dolu ortamın süreksizlik eğrisi boyunca alınan integrallerle transmisyon hattı denklemleri bulunabilmektedir. Aslında göstermek mümkündür ki yukarıda belirtilen ve dielektrik süreksizlik yüzeyi boyunca hesaplanması gerektiği söylenen integral, seçilen referans problem yapısının süreksizlik yüzeyleri üzerinde (dalga kılavuzunun bir kenarına paralel katmanların çakıştığı yüzeyler boyunca) hesaplandığında bir katkıya yol açamayacak ancak pertürbasyon bölgesinin referans problemin süreksizlik yüzeylerinden ayrılan süreksizlik sınır yüzeyleri üzerinde hesaplandığında katkı yapacaktır. Diğer bir deyişle seçilen bu referans problemle sadece pertürbasyon bölgesinin üzerinde ve

sınırlarında alınan integrallerle transmisyon hattı denklemleri elde edilebilmektedir. Zira süreksizlik yüzeylerinin referans problemle ortak olanları süreksizlik türevlerine katkı yapmamakta ve ortak olmayanlar ise pertürbasyon bölgesinin (ΔS nin) sınırlarını oluşturmaktadır.

(2.53) ve (2.54) ifadelerinde iki türlü integrasyon işlemi yapılmaktadır. Bunlardan birincisi ΔS pertürbasyon bölgesi üzerinde hesaplanan bir yüzey integralidir. İkincisi ise yukarıda açıklandığı gibi ΔS pertürbasyon bölgesinin sınırları üzerinde hesaplanan bir çizgisel integraldir.

Gerekli tüm integrasyon işlemlerinin sadece çıkıntıyı tanımlayan ΔS pertürbasyon bölgesinde alınan integrallere indirgenmesi bu tezde geliştirilen kesiti homojen olmayan referans probleme dayalı yaklaşımın avantajlı yönlerinden birisidir. Hesaplamalar için yazılan bilgisayar programlarının Ek E’de verilen akış şemalarında da belirtildiği gibi referans problem olarak homojen kesitli dalga kılavuzu kullanıldığı durumda ise integrallerin tüm dalga kılavuzu kesiti üzerinde alınması gereklidir. İki farklı referans problem kullanılarak yapılan bilgisayar hesaplamalarına ait programların çalışma sürelerinin 4. Bölümde verilen kıyaslamasından da görüleceği gibi (bkz. Tablo 4.1) referans problemin homojen olmayan kesitli dalga kılavuzu olması durumunda pertürbasyon bölgesinin küçülmesi benzer doğruluklar elde edilmesi için gerekli hesaplama süresinin çok daha kısa olması sonucunu getirmektedir.

Bulunan denklemleri matrisel şekilde yazalım. V', V'', I', I'' m. satırında sırası ile V'_m, V''_m, I'_m ve I''_m değerine sahip vektörler olsun. Aşağıdaki ek tanımlar yapılsın:

$$A_{mn} = \left(1 - \frac{\varepsilon}{\varepsilon'}\right) \iint_{\Delta S} [Z'_n \zeta'_n \vec{e}_n - \omega \mu \vec{h}'_n \times \vec{u}_z] (\vec{h}_m^* \times \vec{u}_z) dS \quad (2.55)$$

$$B_{mn} = \left(1 - \frac{\varepsilon}{\varepsilon''}\right) \iint_{\Delta S} [Z''_n \zeta''_n \vec{e}_n - \omega \mu \vec{h}''_n \times \vec{u}_z] (\vec{h}_m^* \times \vec{u}_z) dS \quad (2.56)$$

$$C_{mn} = \left(1 - \frac{\varepsilon}{\varepsilon}\right) \iint_{\Delta S} [Z'_n \zeta'_n e'_n - \omega \mu \tilde{h}'_n \times \tilde{u}_z] (\tilde{h}''^*_{m'} \times \tilde{u}_z) dS \quad (2.57)$$

$$D_{mn} = \left(1 - \frac{\varepsilon}{\varepsilon}\right) \iint_{\Delta S} [Z''_n \zeta''_n \tilde{e}''_n - \omega \mu \tilde{h}''_n \times \tilde{u}_z] (\tilde{h}''^*_{m'} \times \tilde{u}_z) dS \quad (2.58)$$

$$E_{mn} = + \int_R \left\{ \frac{1}{\omega} \sigma_2 h''^*_{mx} Z'_n j \omega \varepsilon \tilde{V}'_n(y) \bar{e}_{zi}(x) \right\} \tilde{n} \cdot \tilde{u}_y d\ell \quad (2.59)$$

$$F_{mn} = + \int_R \left\{ \frac{1}{\omega} \sigma_2 h''^*_{mx} Z''_n j \omega \varepsilon \tilde{V}''_n(y) \bar{e}_{zi}(x) \right\} \tilde{n} \cdot \tilde{u}_y d\ell \quad (2.60)$$

$$G_{mn} = + \int_R \left\{ \frac{1}{\omega} (\sigma_1 h''^*_{my} \tilde{n} \cdot \tilde{u}_x - \sigma_2 h''^*_{mx} \tilde{n} \cdot \tilde{u}_y) N'_i j \omega \varepsilon \tilde{V}'_n(y) \bar{e}_{zi}(x) \right\} d\ell \quad (2.61)$$

$$H_{mn} = + \int_R \left\{ \frac{1}{\omega} (\sigma_1 h''^*_{my} \tilde{n} \cdot \tilde{u}_x - \sigma_2 h''^*_{mx} \tilde{n} \cdot \tilde{u}_y) N''_i j \omega \varepsilon \tilde{V}''_n(y) \bar{e}_{zi}(x) \right\} d\ell \quad (2.62)$$

Aşağıda A, B, C, D, E, F, G, H matrisleri m. satır ve n. sütununda sırasıyla $A_{mn}, B_{mn}, C_{mn}, D_{mn}, E_{mn}, F_{mn}, G_{mn}$ ve H_{mn} değerlerine sahiptir. Ayrıca,

$$K' = \begin{bmatrix} \zeta'_1 & 0 & 0 & \dots & 0 & \dots & 0 \\ 0 & \zeta'_2 & 0 & \dots & 0 & \dots & 0 \\ 0 & 0 & \zeta'_3 & \dots & 0 & \dots & 0 \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ 0 & 0 & 0 & \dots & \zeta'_n & \dots & 0 \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \end{bmatrix} \quad (2.63)$$

$$K'' = \begin{bmatrix} \zeta_1'' & 0 & 0 & \dots & 0 & \dots & 0 \\ 0 & \zeta_2'' & 0 & \dots & 0 & \dots & 0 \\ 0 & 0 & \zeta_3'' & \dots & 0 & \dots & 0 \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ 0 & 0 & 0 & \dots & \zeta_n'' & \dots & 0 \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \end{bmatrix} \quad (2.64)$$

Bu takdirde (2.48), (2.49), (2.53) ve (2.54) ifadeleri Z_i ve Y_i yi tüm i için 1 alarak şöyle de yazılabilir:

$$j \frac{dV'}{dz} = -(A - K' - jE)I' - (B - jF)I' \quad (2.65)$$

$$j \frac{dV''}{dz} = -(C - jG)I' - (D - K'' - jH)I' \quad (2.66)$$

$$j \frac{dI'}{dz} = K'V' \quad (2.67)$$

$$j \frac{dI''}{dz} = K''V'' \quad (2.68)$$

Burada,

$$V' = \bar{V}' e^{-j\beta z} \quad V'' = \bar{V}'' e^{-j\beta z} \quad I' = \bar{I}' e^{-j\beta z} \quad I'' = \bar{I}'' e^{-j\beta z}$$

eşitlikleri göz önüne alınırsa,

$$\beta \begin{bmatrix} \bar{V}' \\ \bar{V}'' \end{bmatrix} = - \begin{bmatrix} A - K' - jE & B - jF \\ C - jG & D - K'' - jH' \end{bmatrix} \begin{bmatrix} K' \bar{V}' / \beta \\ K'' \bar{V}'' / \beta \end{bmatrix} \quad (2.69)$$

$$\beta^2 \begin{bmatrix} \bar{V}' \\ \bar{V}'' \end{bmatrix} = - \begin{bmatrix} -(A - K' - jE)K' & -(B - jF)K'' \\ -(C - jG)K' & -(D - K'' - jH')K'' \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \bar{V}' \\ \bar{V}'' \end{bmatrix} \quad (2.70)$$

bulunur. Burada görüldüğü gibi β değerleri, yani aradığımız propagasyon sabiti bir matrisin özdeğerlerinin kare köküne eşittir. Bu matrisin elemanları ise (2.55) – (2.63) ifadeleri ve (2.69) denklemi ile tanımlanmaktadır.

3. İNTEGRE OPTİK DALGA KILAVUZLARINA AİT ÇÖZÜMLER

Bu bölümde çeşitli optik dalga kılavuzlarının çözümlerine transmisyon hattı eşdeğerlikleri yardımı ile bu kılavuzlara karşı düşen kapalı dalga kılavuzlarının özdeğerleri ile yaklaşıklık yapılabileceğini sayısal örneklerle göstermek amaçlanmaktadır.

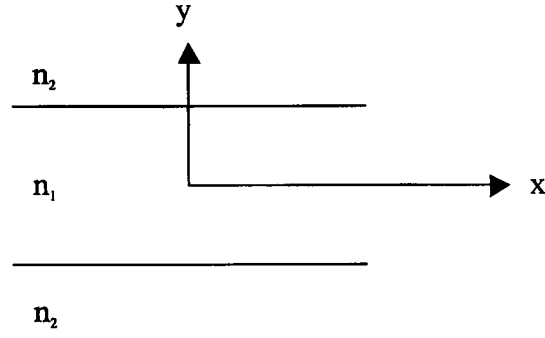
Ele alınan örnekler yukarıdaki bölümlerde bahsedilen homojen veya homojen olmayan kılavuzların özfonksiyonlarının açılımlarda kullanılmasına bağlı olarak iki grupta toplanmaktadır. Birinci grup örnekler Bölüm 3.1’de homojen kılavuzun özfonksiyonlarının alan açılımlarında kullanıldığı yöntem ile çözülmektedir. Ele alınan yapılar optik film, dikdörtgen kesitli gömülü kılavuz ve çıkıntılı kılavuzdur. İkinci grup ise tek örnekten oluşmaktadır ve bu örnek çıkıntılı dalga kılavuzudur. Bu grupta (Bölüm 3.2) homojen olmayan kılavuzun özfonksiyonları alan açılımlarında kullanılmaktadır.

Bölüm 3.1.1’de ele alınan optik filme ait özdeğer denklemlerinin konvansiyonel yöntemle çıkarılması Ek B’de yer almaktadır.

3.1 HOMOJEN KILAVUZUN ÖZFONKSİYONLARINI KULLANARAK ÇEŞİTLİ YAPILARA SAHİP İNTEGRE OPTİK DALGA KILAVUZLARI İÇİN YAKLAŞIK ÇÖZÜMLER

3.1.1 Optik Film

Bu alt bölümdeki amaç konvansiyonel yöntemle optik filmin (Şekil 3.1) TM modları için bulunan özdeğer denkleminin köklerine Şekil 3.2’de kesiti verilmiş kapalı dalga kılavuzunun transmisyon hattı denklemlerinden elde edilen propagasyon sabitleri ile yaklaşıklık yapılabileceğini göstermektir.

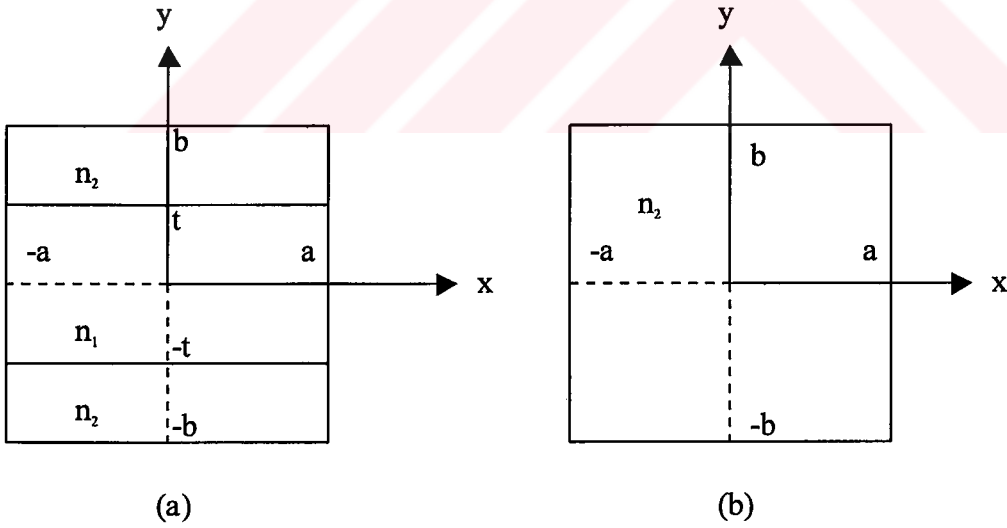


Şekil 3.1

Gerçek problem: Simetrik film, n_1 : i. katmanın kırılma indisi

İncelenen problem için ortamın tanım bağıntısı şöyle verilmektedir (Bakınız Şekil 3.2):

$$\epsilon = \begin{cases} \epsilon_1 & |y| \leq t \\ \epsilon_2 & t \leq |y| \leq b \end{cases}$$



Şekil 3.2

Optik film hesaplamaları için iki geometri

(a) İncelenen problem: Mükemmel iletken ile çevrelenmiş, dielektrik tabaka ile yüklü dikdörtgensel kılavuz, (b) Referans problem: Homojen dielektrikli dikdörtgensel dalga kılavuzu

Amacı gerçekleştirmek için Şekil 3.2'deki dielektrik tabaka ile yüklü kapalı dalga kılavuzu için Schelkunoff'un yöntemi ile transmisyon hattı denklemleri elde edilecektir. Bu yapının propagasyon sabitleri ile Şekil 3.1'deki asıl yapının propagasyon sabitleri kıyaslanacaktır. Gerçek problemin TE ve TM modlarına ait propagasyon sabitlerinin bilinen çözümleri Ek B'de özetlenmektedir. Hedef Şekil 3.1'deki asıl yapının TM modları için yaklaşıklık yapmaktır. TE modları için analiz verilmeyecektir. Ancak yöntem, aşağıda TM modları için verilene benzerdir.

Bu alt bölümde incelenen probleme ilişkin transmisyon hattı bağıntılarını elde etmek için (2.12) denklemlerinden hareket edilecektir. $\vec{E}_t, \vec{H}_t, E_z, H_z$ incelenen probleme ait alan bileşenleri olmak üzere kesit içi alan bileşenleri referans problemin TM tip özvektörleri cinsinden,

$$\vec{E}_t = \sum_n V_n \vec{e}_n = \sum_n V_n \nabla_t T_n \quad (3.1a)$$

$$\vec{H}_t = \sum_n I_n \vec{h}_n = \sum_n I_n \vec{u}_z \times \nabla_t T_n \quad (3.1b)$$

şeklinde ifade edilsin.

TM modları ile ilgilenildiğinden $H_z \equiv 0 \Rightarrow \nabla_t (\vec{u}_z \times \vec{E}_t) \equiv 0$ nedeniyle bu durumda (2.12a) ve (2.12b) aşağıdaki şekle indirgenir:

$$-\frac{\partial E_t}{\partial z} = j\omega\mu\vec{H}_t \times \vec{u}_z + \frac{j}{\omega} \nabla_t \cdot \frac{1}{\epsilon} \nabla_t \vec{H}_t \times \vec{u}_z \quad (3.2)$$

$$-\frac{\partial H_t}{\partial z} = j\omega\epsilon\vec{u}_z \times \vec{E}_t \quad (3.3)$$

İlk olarak (3.3) ele alınsın. Bu denklemde (3.1) bağıntıları kullanılırsa,

$$-\vec{u}_z \times \sum_n \frac{dI_n}{dz} \nabla_t T_n = j\omega\epsilon\vec{u}_z \times \sum_n V_n \nabla_t T_n$$

yazılabilir. Bu denklem $\vec{u}_z$ nin eliminasyonu ile aşağıdaki şekle indirgenir:

$$\sum_n \frac{dI'_n}{dz} \nabla'_i T'_n = -j\omega\epsilon \sum_n V'_n \nabla'_i T'_n \quad (3.4a)$$

(3.4a) nın her iki tarafı $\nabla'_i T'_m$ ile çarpılıp S üzerinden integre edilirse (2.4) bağıntıları yardımıyla şu bulunur:

$$-\frac{dI'_m}{dz} = j\omega \sum_n V'_n \iint_S \epsilon \nabla'_i T'_n \cdot \nabla'_i T'_m dS \quad (3.4b)$$

Diğer taraftan incelenen probleme ilişkin ϵ

$$\epsilon = \begin{cases} \epsilon_1 & |y| \leq t \\ \epsilon_2 & t \leq |y| \leq b \end{cases} = \begin{cases} \epsilon_1 - \epsilon_2 + \epsilon_2 & |y| \leq t \\ \epsilon_2 & t \leq |y| \leq b \end{cases}$$

veya

$$\epsilon = \epsilon_2 + \Delta\epsilon, \quad \Delta\epsilon = \begin{cases} \epsilon_1 - \epsilon_2 & |y| \leq t \\ 0 & t \leq |y| \leq b \end{cases} \quad (3.5)$$

şeklinde yazılırsa, (2.4) bağıntıları yardımıyla,

$$-\frac{dI'_m}{dz} = j\beta'_m Y'_m V'_m + j\omega \sum_n V'_n \iint_S \Delta\epsilon \nabla'_i T'_n \cdot \nabla'_i T'_m dS \quad (3.6a)$$

$$-\frac{dI'_m}{dz} = j\beta'_m Y'_m V'_m + j\omega(\epsilon_1 - \epsilon_2) \sum_n V'_n \int_{\Delta S} \nabla'_i T'_n \cdot \nabla'_i T'_m dS \quad (3.6b)$$

elde edilir. Burada ΔS , $\Delta\epsilon \neq 0$ koşulu ile,

$$\Delta S = \begin{cases} |y| \leq t \\ |x| \leq a \end{cases} \quad (3.6c)$$

olarak tanımlı olan film bölgesi kesitini göstermektedir. β'_m ve $Y'_m = \frac{1}{Z'_m}$ (3.13b), (3.13c) bağıntıları ile tanımlanmıştır.

$$\int_{\Delta S} \nabla'_i T'_n \cdot \nabla'_i T'_m dS = \int_{-t}^t \int_{-a}^a \nabla'_i T'_n \cdot \nabla'_i T'_m dy dx = A_{mn} \quad (3.7)$$

tanımı ile (3.3) e karşı düşen transmisyon hattı bağıntısı,

$$-\frac{dI'_m}{dz} = j\beta'_m Y'_m V'_m + j\omega(\epsilon_1 - \epsilon_2) \sum_n V'_n A_{mn} \quad (3.8)$$

olarak elde edilir. Bu ikinci bölümde belirtilen (2.11b) denkleminde denktir. Ayrıca Ek B'nin sonunda verilen $\bar{Y}^{(1)}$ matrisi de (3.8) denklemindeki katsayılar matrisi ile aynıdır.

İkinci olarak (3.2) denklemi ele alınsın. Bu denklemde (3.1) bağıntıları kullanılarak,

$$-\sum_n \frac{dV'_n}{dz} \nabla'_i T'_n = -j\omega\mu \sum_n I'_n \vec{u}_z \times (\vec{u}_z \times \nabla'_i T'_n) - \frac{j}{\omega} \sum_n I'_n \nabla'_i \frac{1}{\epsilon} \nabla'_i \vec{u}_z \times (\vec{u}_z \times \nabla'_i T'_n)$$

yazılabilir. Üçlü vektör çarpımlar sadeleştirilir $[\vec{u}_z \times (\vec{u}_z \times \nabla'_i T'_n) = -\nabla'_i T'_n]$ (Bkz. Ek D) ve sağ taraftaki son terimde (2.1a) bağıntısı kullanılırsa $[\nabla'_i \cdot \nabla'_i T'_n = \nabla'^2 T'_n = -\chi_n'^2 T'_n]$ bu denklem,

$$-\sum_n \frac{dV'_n}{dz} \nabla'_i T'_n = j\omega\mu \sum_n I'_n \nabla'_i T'_n - \frac{j}{\omega} \sum_n \chi_n'^2 I'_n \nabla'_i \frac{1}{\epsilon} T'_n \quad (3.9)$$

şekline indirgenir. (3.9) un her iki tarafı $\nabla'_i T'_m$ ile skaler çarpılıp S üzerinde integre edilerek (2.4) yardımıyla,

$$-\frac{dV'_m}{dz} = j\omega\mu'_m - \frac{j}{\omega} \sum_n \chi_n'^2 I_n' \int_S \nabla_t \cdot \frac{1}{\varepsilon} T_n' \cdot \nabla_t T_m' dS \quad (3.10)$$

elde edilir. Bu denklemde $\frac{1}{\varepsilon}$ terimi

$$\frac{1}{\varepsilon} = \frac{1}{\varepsilon_2} + \delta\varepsilon \quad \delta\varepsilon = \begin{cases} \frac{1}{\varepsilon_1} - \frac{1}{\varepsilon_2} & 0 \leq |y| \leq t \\ 0 & t < |y| \leq b \end{cases} \quad (3.11)$$

olarak ifade edilsin. (3.11) tanım bağıntısı (3.10) da yerine konulursa (2.4) yardımıyla,

$$\begin{aligned} -\frac{dV'_m}{dz} &= j\omega\mu'_m - \frac{j}{\omega\varepsilon_2} \chi_m'^2 I_m' - \frac{j}{\omega} \sum_n \chi_n'^2 I_n' \iint_{\Delta S} \delta\varepsilon \nabla_t T_n' \cdot \nabla_t T_m' dS \\ &\quad - \frac{j}{\omega} \sum_n \chi_n'^2 I_n' \iint_{\Delta S} T_n' \nabla_t (\delta\varepsilon) \cdot \nabla_t T_m' dS \end{aligned} \quad (3.12)$$

elde edilir. (3.7) yardımıyla bu denklem aşağıdaki şekilde ifade edilebilir:

$$\begin{aligned} -\frac{dV'_m}{dz} &= j\beta'_m Z'_m I_m' + \frac{j}{\omega\varepsilon_2} \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_2}{\varepsilon_1} \sum_n \chi_n'^2 I_n' A_{mn} \\ &\quad - \frac{j}{\omega} \sum_n \chi_n'^2 I_n' \int_S T_n' \nabla_t (\delta\varepsilon) \cdot \nabla_t T_m' dS \end{aligned} \quad (3.13a)$$

Burada,

$$\beta'_m = [(\omega^2 \varepsilon_2 \mu - \chi_m'^2)]^{1/2} \quad (3.13b)$$

$$Z'_m = \beta'_m / (\omega\varepsilon_2) \quad (3.13c)$$

olarak tanımlıdır. Yukarıdaki bağıntının elde edilişinde $\delta\varepsilon$ fonksiyonunun kısmi türevleri serbestçe kullanıldı. (3.11) bağıntısından görüleceği gibi, $\delta\varepsilon$ gerçekte parça parça sürekli bir fonksiyon olduğundan, bu türevler süreksizlik noktalarında birer

distribüsyon anlamında mevcut olacaklardır. Transmisyon hattı denklemlerinin çıkarılışını tamamlamak üzere bu türevlerin hesaplanması gerekir.

Bilindiği gibi, sonlu sayıdaki $S_1, S_2, \dots$ yüzeyleri dışında, bütün tanım uzayında sürekli ve bu yüzeylerde de sonlu genlikli sıçramalar gösteren bir $f(x_1, x_2, \dots)$ fonksiyonunun kısmi türevleri,

$$\frac{\partial f}{\partial x_i} = \left(\frac{\partial f}{\partial x_i} \right) + \sigma_{i1} \delta_{s1} \vec{u}_{s1} \cdot \vec{n}_1 + \sigma_{i2} \delta_{s2} \vec{u}_{s2} \cdot \vec{n}_2 + \dots \quad (3.14)$$

şeklinde elde edilebilir [40]. Burada $\left(\frac{\partial f}{\partial x_i} \right)$ süreksizlik yüzeyleri dışında her yerde tanımlı ve ele alınan problemde özdeş olarak sıfıra eşit olan adi anlamda kısmi türevi; σ_{ij} , j. süreksizlik yüzeyinde artan x_i yönünde fonksiyonun sıçramasını; δ_{sj} , j. süreksizlik yüzeyinde,

$$\iiint_V \delta_{sj} \cdot f(x_1, x_2, \dots) dv = \iint_{S_j} f(x_1, x_2, \dots) dS_j \quad (3.15)$$

şeklinde tanımlanmış olan birim yüzey distribüsyonunu, $\vec{u}_{xi}$ birim koordinat ve $\vec{n}_j$ de j. süreksizlik yüzeyine ait, bu yüzeyden dışarıya doğru yönlendirilmiş birim normal vektörünü göstermektedir.

$\delta\epsilon$ nun Şekil 3.3'deki gibi tanımlandığı hatırlanırsa, (3.14) ve (3.15) bağıntılarının (3.13) de kullanılmasıyla aranan transmisyon hattı bağıntısı şu şekilde elde edilir:

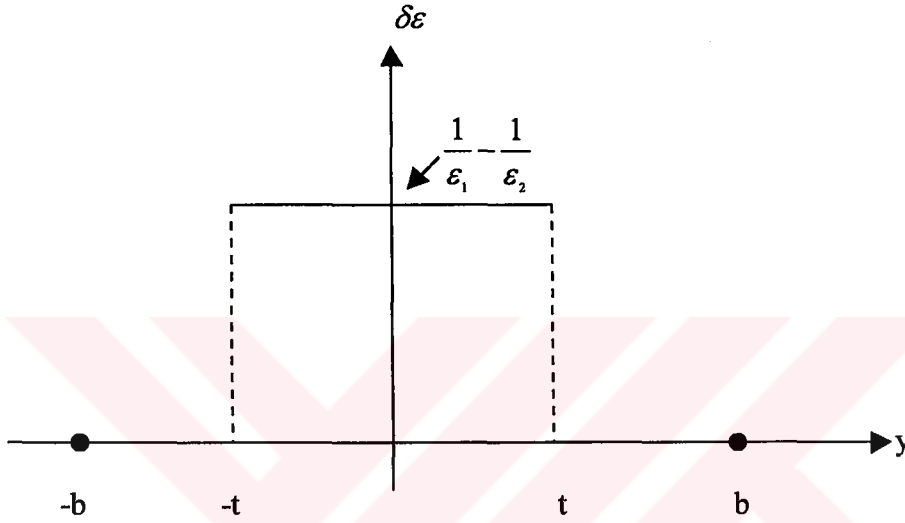
$$-\frac{dV'_m}{dz} = j\beta'_m Z'_m I'_m + \frac{j}{\omega\epsilon_2} \frac{\epsilon_1 - \epsilon_2}{\epsilon_1} \sum_n \chi_n'^2 I_n' [A_{mn} + B_{mn}] \quad (3.16)$$

Bu, ikinci bölümde belirtilen (2.11a) denkleminde denktir. Ayrıca Ek B'nin sonunda verilen $\bar{Z}^{(0)}$ matrisi de (3.16) denklemindeki katsayılar matrisi ile aynıdır. Burada A_{mn} (3.7) ile verilmiştir ve B_{mn} aşağıdaki gibi tanımlıdır:

$$B_{mn} = \int_{x=-a}^a \left[T_n' \frac{\partial T_m'}{\partial y} \Big|_{y=-t} - T_n' \frac{\partial T_m'}{\partial y} \Big|_{y=t} \right] dx \quad (3.17)$$

(3.7) denklemi ile tanımlanan A_{mn} büyüklüğü cinsinden (3.6a) yeniden yazılsın:

$$-\frac{dI_m'}{dz} = j\beta_m' Y_m' V_m' + j\omega(\epsilon_1 - \epsilon_2) \sum V_n' A_{mn} \quad (3.18)$$



Şekil 3.3
 $\delta\epsilon$ nun değişimi

(3.16) ve (3.18) denklemleri dielektrik tabaka ile yüklenmiş dikdörtgensel dalga kılavuzunda akım gerilim bağıntılarını, diğer bir deyişle transmisyon hattı denklemlerini verir. Bu bağıntılarda χ_m' , kesim frekansı m. sırada olan boş dalga kılavuzu modunun kesim sabitidir. Daha önce kullanılan T_m' ise boş dalga kılavuzunun χ_m' ayırma sabitine karşı düşen özfonksiyonudur. Sadece dikdörtgensel kesitli dalga kılavuzları ile ilgilendiğimiz için ve bu halde modların çift indisli notasyonu standartlaştırılmış olduğundan bu noktadan itibaren χ_m' ve T_m' gibi tek indisli notasyonu bırakıp çift indisli notasyona geçeceğiz. Buna göre;

$$\chi_{mn}'^2 = \left(\frac{m\pi}{2a} \right)^2 + \left(\frac{n\pi}{2b} \right)^2 \quad m, n = 1, 2, \dots \quad (3.19)$$

ve T'_m yerine T'_{mn} diye adlandıracağımız özfonksiyon

$$T'_{mn} = A'_{mn} \sin\left[\frac{m\pi}{2a}(x-a)\right] \sin\left[\frac{n\pi}{2b}(y-b)\right]$$

ile verilecektir. A'_{mn} normalizasyon katsayısı olup $\int \chi'^2 T'_{mn} T'_{mn} dS = 1$ bağıntısından aşağıdaki gibi bulunur:

$$A'_{mn} = \sqrt{\frac{4ab}{(m\pi b)^2 + (n\pi a)^2}} \quad (3.20)$$

Kesit içi koordinatlara bağlı normalize alan bileşenleri (2.3) yardımıyla elde edilir:

$$e_z = T', \quad h_z = 0, \quad \vec{e}_t = \nabla_t T'(\vec{\rho}), \quad \vec{h}_t = \vec{u}_z \times \nabla_t T'(\vec{\rho})$$

Benzer şekilde (3.1) deki V'_m ve I'_m büyüklüklerini m ve n 'yi (3.19) daki değerler olarak alarak V'_{mn} ve I'_{mn} diye isimlendireceğiz. Yöntemin uygulanışına açıklık getirmek amacıyla simetrik optik filmin TM tipi tek simetrik dominant modunun belirlenmesine ilişkin adımlar aşağıda ayrıntılı olarak verilecektir. Bu modda T' , y 'nin bir çift fonksiyonudur. Bu nedenle n indisinin $n = 2S + 1$; $S = 0, 1, 2, \dots$ şeklinde tek değerlerini göz önüne almak yeterlidir. Bir ilk yaklaşıklığın elde edilmesine ilişkin adımları açıklamak için $m = 1$ ve $n = 1, 3$ değerlerini alacak, yani referans dalga kılavuzunun yalnızca iki modunu, (1,1) ve (1,3) modlarını kullanan bir açılımdan hareket edeceğiz. Bu durumda B_{mn} (3.17) den hesaplanacak ve T' ve A' lar için

$$T'_{1n} = A'_{1n} \sin\left[\frac{\pi}{2a}(x-a)\right] \sin\left[\frac{n\pi}{2b}(y-b)\right] \quad (3.21)$$

$$A'_{1n} = \sqrt{\frac{4ab}{(\pi b)^2 + (n\pi a)^2}} \quad (3.22)$$

geçerli olacaktır. Bu takdirde (3.7) ile verilen A_{mn} büyüklüğünün (3.21) deki notasyon ile T'_{1p} ve T'_{1q} modları için şöyle yazabiliriz:

$$A_{pq} = \int_{-a}^a \int_{-a}^a (\nabla_{1p} T') (\nabla_{1q} T') dS \quad (3.23)$$

$p = q$ için

$$A_{pq} = \frac{1}{4} (A'_{1q})^2 (2a) \left\{ \left[\left(\frac{\pi}{2a} \right)^2 + \left(\frac{p\pi}{2b} \right)^2 \right] (2t) + \left[\left(\frac{p\pi}{2b} \right)^2 - \left(\frac{\pi}{2a} \right)^2 \right] \left(\frac{b}{p\pi} \right) 2 \sin \left(\frac{p\pi t}{b} \right) \cos(p\pi) \right\} \quad (3.24a)$$

$p \neq q$ için,

$$A_{pq} = \frac{1}{4} A'_{1p} A'_{1q} (2a) \left\{ \frac{4b}{\pi(p-q)} \left[\left(\frac{\pi}{2a} \right)^2 + pq \left(\frac{\pi}{2b} \right)^2 \right] \sin \left[(p-q) \frac{\pi t}{2b} \right] \cos \left[(p-q) \frac{\pi}{2} \right] + \frac{4b}{\pi(p+q)} \left[pq \left(\frac{\pi}{2b} \right)^2 - \left(\frac{\pi}{2a} \right)^2 \right] \sin \left[(p+q) \frac{\pi t}{2b} \right] \cos \left[(p+q) \frac{\pi}{2} \right] \right\} \quad (3.24b)$$

Yalnızca (1,1) ve (1,3) modları kullanıldığında (3.16) denklemi şu denklem takımını verir:

$$-\begin{bmatrix} \frac{dV'_{11}}{dz} \\ \frac{dV'_{13}}{dz} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} j\beta_1 Z'_{11} + \frac{j}{\omega} \left(\frac{1}{\epsilon_2} - \frac{1}{\epsilon_1} \right) A_{11} \chi_{11}^2 & \frac{j}{\omega} \left(\frac{1}{\epsilon_2} - \frac{1}{\epsilon_1} \right) A_{13} \chi_{13}^2 \\ \frac{j}{\omega} \left(\frac{1}{\epsilon_2} - \frac{1}{\epsilon_1} \right) A_{13} \chi_{13}^2 & j\beta_{33} Z'_{33} + \frac{j}{\omega} \left(\frac{1}{\epsilon_2} - \frac{1}{\epsilon_1} \right) A_{33} \chi_{33}^2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I'_{11} \\ I'_{13} \end{bmatrix} \quad (3.25)$$

(3.18) ise şu hali alır:

$$-\begin{bmatrix} \frac{dI'_{11}}{dz} \\ \frac{dI'_{13}}{dz} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} j\omega\epsilon_2 + j\omega(\epsilon_1 - \epsilon_2)A_{11} & j\omega(\epsilon_1 - \epsilon_2)A_{13} \\ j\omega(\epsilon_1 - \epsilon_2)A_{13} & j\omega\epsilon_2 + j\omega(\epsilon_1 - \epsilon_2)A_{33} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V'_{11} \\ V'_{13} \end{bmatrix} \quad (3.26)$$

İncelenen (ekranlanmış optik film) problemde modal akım ve gerilimlerin z bağılılığı $e^{-\gamma z}$ şeklinde ifade edilebileceğinden (3.25) ve (3.26) dan V veya I 'ların elimine edilmesiyle modal propagasyon sabiti γ için özdeğer denklemi bulunabilir. Bu amaçla (3.25) in katsayılar matrisine Q , (3.26) daki katsayılar matrisine de R dersek;

$$\gamma^2 \begin{bmatrix} \bar{V}_1 \\ \bar{V}_3 \end{bmatrix} = QR \begin{bmatrix} \bar{V}_1 \\ \bar{V}_3 \end{bmatrix}$$

bulunur. Burada $V_i = \bar{V}_i e^{-\gamma z}$ vb. notasyonu kullanılmıştır ve γ^2 , 2×2 bir diyagonal matrisi göstermektedir.

Ekranlanmış optik filmin aranan propagasyon sabitleri QR matrisinin özdeğerleri olarak elde edilecek ve özvektörler bu matrisin V özfonksiyonlarını (3.1) açılımında kullanarak bulunacaktır.

Sayısal sonuçlara bir örnek olarak $t = 5\lambda$, $n = 1.5$, $n_2 = 1.0$, $a = 50\lambda$, $b = 40\lambda$ şeklinde seçilen parametreler için dominant TM modu propagasyon sabiti $\beta = \text{Im}[\gamma]$ Tablo 3.1a'da verilmiştir. Bu tablonun elde edilmesinde $m = 1$ alınmış ve n 'ye 1, 3, 5,... gibi çeşitli değerler verilmiştir. Tabloda belirtilen sayıdaki mod kullanılarak özdeğerler elde edilmiştir. Tabloda ayrıca asıl incelenmek istenen ekranlanmamış simetrik optik filmin dominant moduna ilişkin özdeğeri de verilmiştir. Tabloda $\beta_{\text{gerçek}}$ olarak gösterilen bu değer Ek B'de özetlenen biçimde kolayca elde edilebilir.

Bu ilk uygulama örneğinde ele alınan basit problemde elde edilen sonuçlardan da görüleceği gibi açılımda çok fazla sayıda terim gerekmez. Hesaplanan β değerleri hızla belirli bir değere yakınsamaktadır. Dikkat edilmesi gereken nokta, ekran boyutlarının yeterince büyük seçilmiş olması halinde iyi kılavuzlanmış modlar için hesaplanan bu değerlerin açık optik dalga kılavuzuna ilişkin ($\beta_{gerçek}$) değerine çok iyi bir yaklaşıklıkla uymasındır. Buradan bu çalışmada geliştirilen yöntemde kullanılan ekranlamanın açık optik dalga kılavuzlarının iyi kılavuzlanmış modlarının büyük bir doğrulukla belirlenmesinde kullanılabileceği anlaşılmaktadır. Diğer taraftan, Tablo 3.1b'den görüleceği gibi daha üst mertebeden, yani daha gevşek kılavuzlanan modlarda bu yolla hesaplanan değerler ile optik filmin (tek simetrik) modlarına ilişkin özdeğerler arasındaki fark hızla artmaktadır. Bu noktada önemli bir hususa işaret edilmelidir. Özdeğer denkleminin mertebesi açılımda kullanılan mod sayısı ile ilişkili olarak artacağından özdeğer denkleminin sayısal çözümü ile çok sayıda propagasyon sabiti değeri elde edilecektir.

Tablo 3.1a
Ekranlı optik filmde dominant TM modu propagasyon sabiti
(parametreler için metne bakınız)

Açılımda kullanılan mod sayısı	Hesaplanan β
2	1.073772
4	1.135627
8	1.392111
16	1.495820
32	1.496686
39	1.496745
Optik filmde dominant TM modu propagasyon sabiti $\beta_{gerçek}$	1.496746

Tablo 3.1b
Üst mertebeden tek simetrik TM modları için 39 mod kullanılarak
elde edilen değer ve optik filmin özdeğerleri

Mod No	Bu Yöntemle Hesaplanan	Optik Film İçin Gerçek Değer	Fark
1	1.496745	1.496746	1.10^{-6}
2	1.486863	1.486945	8.10^{-5}
3	1.469987	1.470478	5.10^{-4}
4	1.444371	1.459683	15.10^{-3}

Bunların bir bölümü açık optik dalga kılavuzunun genellikle çok küçük sayıda olan iletilen modlarına ilişkin propagasyon sabitlerinin yaklaşık değerleridir. Geriye kalan bölümün ise gerçek açık dalga kılavuzu problemiyle ilişkisi yoktur. Ekranlama ve kullanılan serinin belli değerde kesilmiş olması nedenleriyle ortaya çıkan bu sahte (spurious) çözümlerin ayıklanması gerekir. Yukarıda incelenen basit örnekte hesaplama sonucu elde edilen özdeğerleri büyüklük sırasına dizmek ve dominant mod ile ilgilenildiği için her defasında bunlardan en büyüğünü almak yeterli olmuştur. Kaldı ki incelenen gerçek problem olan optik film için analitik sonuçlar esasen bilindiğinden burada sahte çözümlerin ayıklanmasında fazla güçlük söz konusu değildir. Ancak, yöntemin genel uygulanabilirliğini sağlamak açısından açık optik dalga kılavuzlarına ilişkin çözümleri sahte çözümlerden ayırt edebilmeyi sağlayan sistematik bir yaklaşımın ortaya konulması gereği açıktır. Bilindiği gibi Şekil 3.1 ile yapısı belirlenen optik film için x doğrultusunda değişim yoktur. Şekil 3.4'de ise vardır. Çünkü x'de bir tek mod alınmıştır ve değişimi bu belirler.

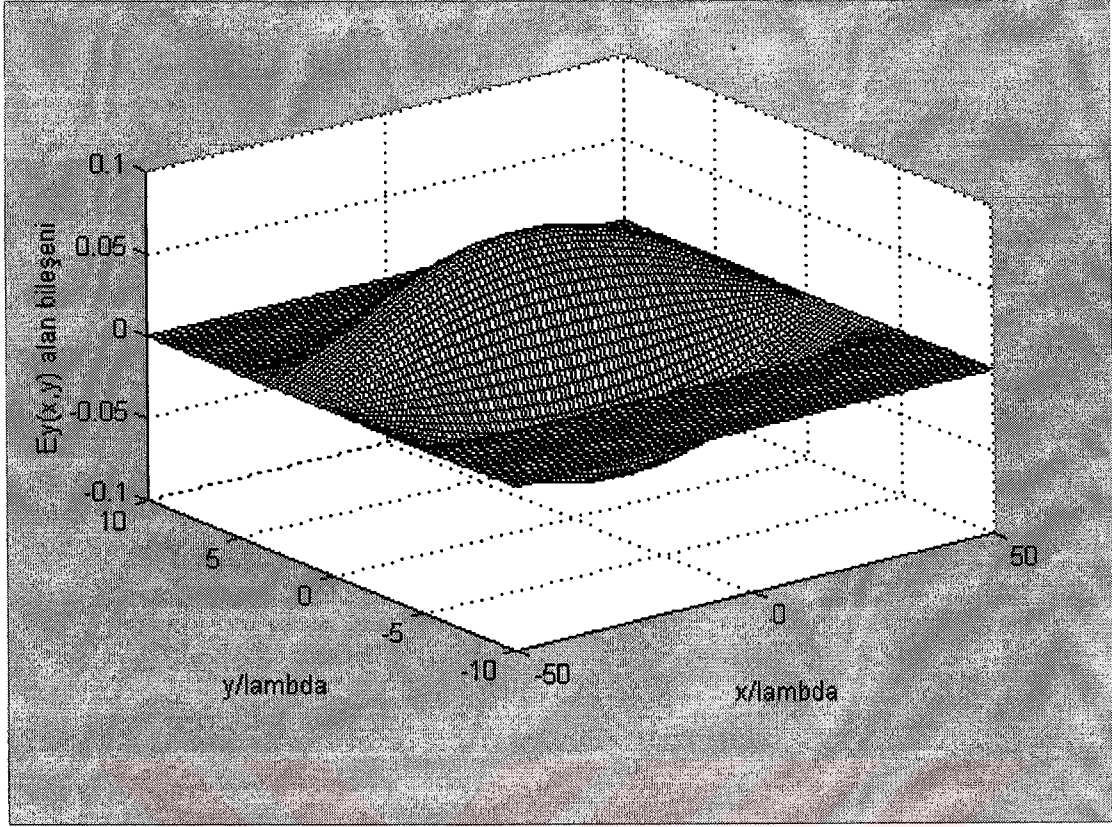
Bu örnekte incelenen problem aslında optik film değil dielektrik tabaka ile yüklü bir dikdörtgensel kesitli metalik dalga kılavuzudur. Bölüm 3.2'de referans problem olarak ayrıca göz önüne alınacak olan bu dalga kılavuzunda z'ye göre TE ve TM modları aslında mevcut olamaz. Dolayısıyla burada verilen inceleme optik filmdeki çözümler göz önüne alındığında x doğrultusundaki değişimin $m = 1$ ile belirttiğimiz tek bir modla modellenmiş olmasından kaynaklanan bir yaklaşıklık içermektedir.

Ancak elde edilmiş olan özdeğerler ve modal alan bileşenlerinin y 'ye göre değişimini veren şekillerden (Şekil 3.4) görüleceği gibi yapılmış olan bu yaklaşıklığa rağmen elde edilen sonuçlar optik filmin iyi kılavuzlanmış modlarına çok iyi bir yaklaşıklık oluşturmaktadır.

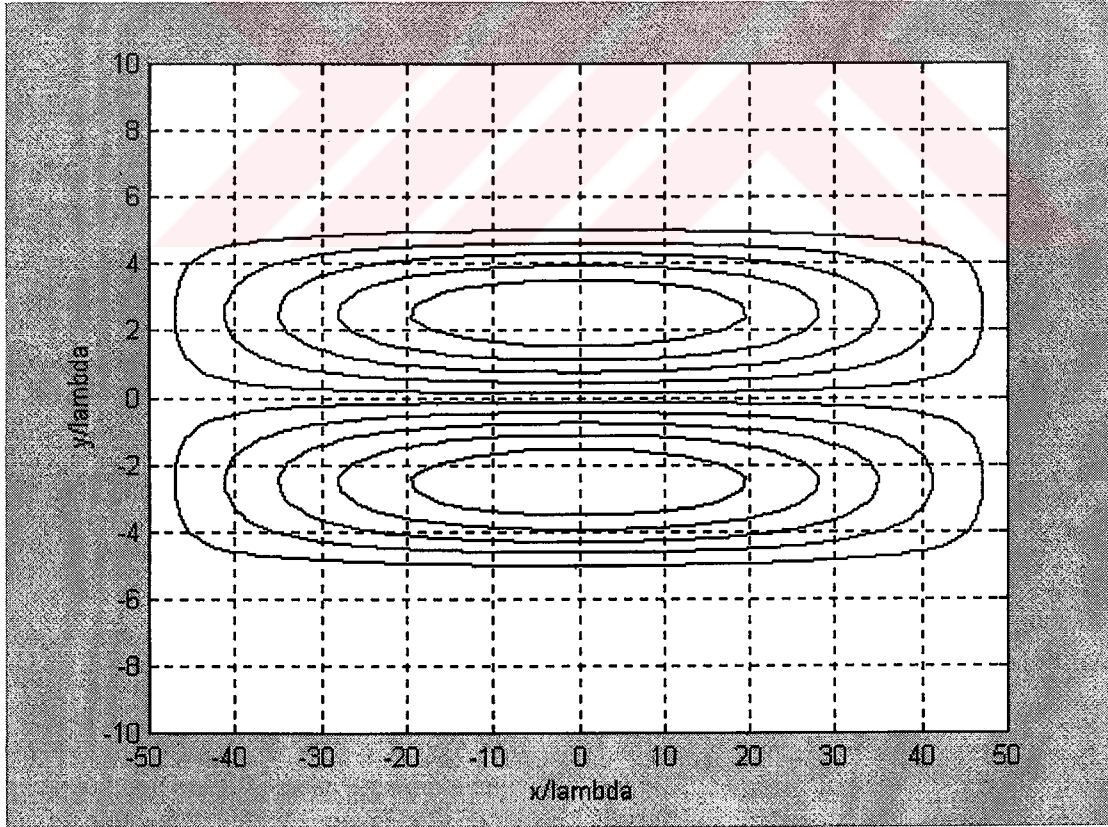
Diğer taraftan incelenen problem dielektrik tabaka yüklü bir dikdörtgensel dalga kılavuzu olarak göz önüne alındığında bu örnekte izlenen yol yalnızca TM modlarının alınması ve ayrıca $m = 1$ seçilmiş olması dolayısıyla bu kılavuz içindeki TM modları için ancak bir yaklaşık çözüm oluşturabilir. Gerçekten bu kılavuz için (B.10) ile verilmiş olan özdeğer denkleminde birinci tek simetrik TM modu için 1.496746 bulunurken Tablo 3.1a'da 39 mod kullanılarak yapılan hesaplamalarda buna karşı düşen değer 1.496745 olmakta, yani kolayca 10^{-7} mertebesinde bir doğruluk elde edilmektedir.

Bu noktada homojen dalga kılavuzunu referans problem olarak alan ve transmisyon hattı eşdeğerliğine benzer bir yaklaşımla açık dalga kılavuzlarının özdeğerlerinin bulunması problemini inceleyen literatürdeki [39] bir çalışma ile bu tezde elde edilen sonuçlar arasındaki farklara değinilecektir. Söz konusu çalışmadaki (9) ve (10) bağıntılarının hatalı olması ve formülasyonda ortam parametrelerine ilişkin türevlerin distribüsyon anlamında genişletilmesine karşı düşen (3.17) tipi katkıların göz önüne alınmamış olması sonucu elde edilen alan değişimleri dielektrik-dielektrik sınır yüzeyindeki geçiş koşullarını sağlamamaktadır. Bu tezde elde edilen sonuçlar Şekil 3.5 ve Şekil 3.6'dan görüldüğü gibi söz konusu geçiş koşullarını sağlamaktadır.

Ancak, bu geçiş koşullarının doğru olarak elde edilebilmesi, yani özfonksiyonların hassas biçimde hesaplanabilmesi için özfonksiyon hesaplamalarında kullanılan mod sayısının özdeğer hesaplamalarına göre bir mertebe kadar arttırılması gereklidir. Giriş bölümünde de değinildiği gibi bu durum kullanılan formülasyonun özdeğerler açısından varyasyonel karakterde olduğu halde özfonksiyonlar açısından varyasyonel karakter taşımasının sonucudur.



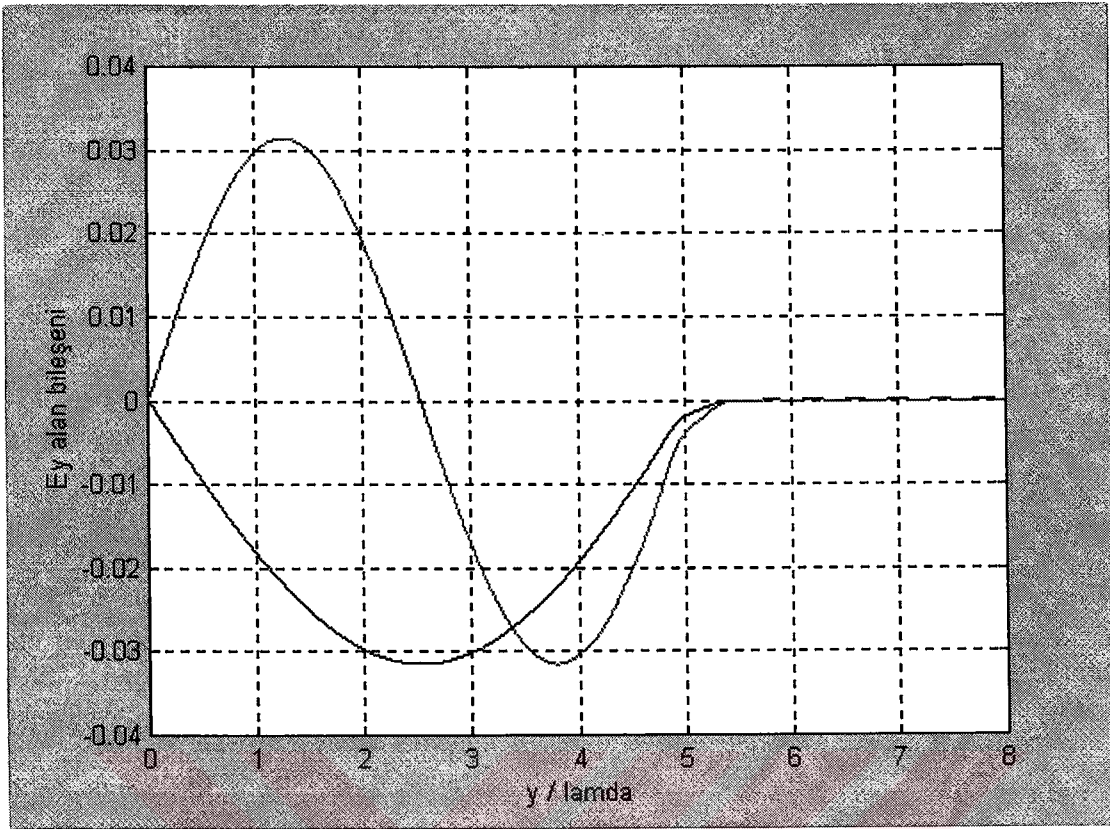
(a)



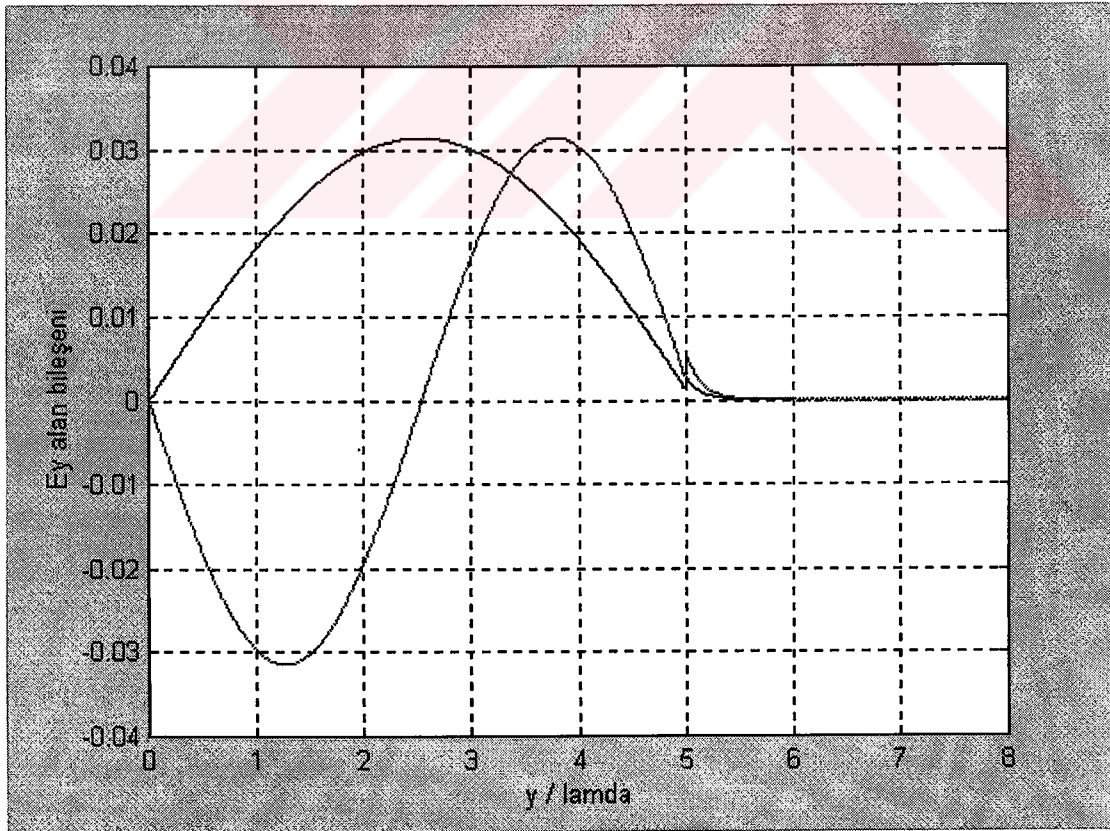
(b)

Şekil 3.4

Dielektrik tabaka ile yüklü kapalı dikdörtgensel kılavuzda E_y alan bileşenine ait
(a) üç boyutlu kesit içi alan dağılımı, (b) aynı büyüklük için eş genlik eğrileri



(a)



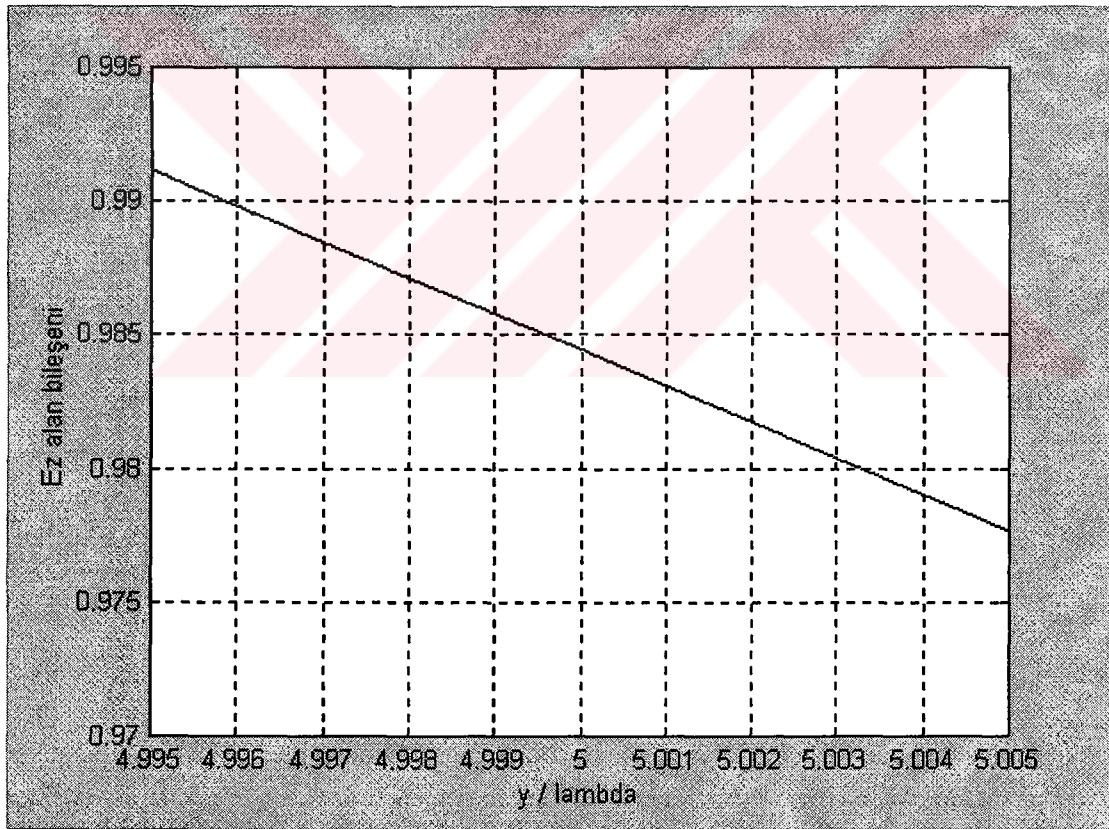
(b)

Şekil 3.5

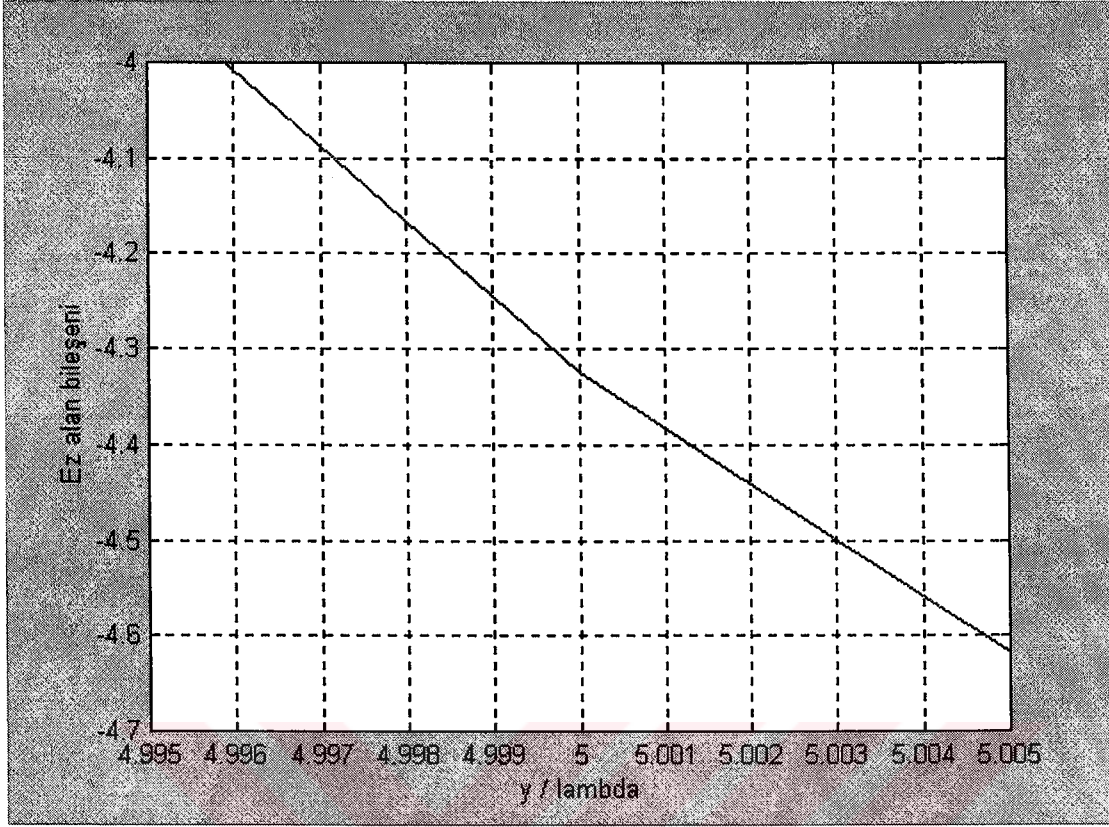
$x = 0$ 'da 1. ve 2. modlar için (a) 40 mod ile ($\beta_1=1.49674$, $\beta_2=1.48694$), (b) 400 mod ile ($\beta_1=1.49675$, $\beta_2=1.48695$) $E_y(y)$ değişimi

Şekil 3.5’de E_y alan bileşeninin ilk iki mod için enine kesit içinde $x=0$ düzlemi üzerindeki değişimleri çizdirilmiştir. $x=0$ düzleminde ilk mod için Şekil 3.6’daki çizimler E_z nin film-kılıf geçişi bölgesinde beklendiği gibi sürekli olduğunu göstermektedir. Açılımlar için Şekil 3.5a ve 3.6a’da 40 mod, Şekil 3.5b ve 3.6b’de 400 mod kullanılmıştır. Burada dikkat edilecek nokta nispeten az sayıda mod ile β nın belli bir doğrulukla elde edilebilmesidir. Ancak sınır koşulunun sağlanması için, açılımda kullanılan mod sayısının yaklaşık bir mertebe artırılması gerekir. Bu durum kullanılan formülasyonun özdeğerler için varyasyonel yapıda oluşunun bir sonucudur [39].

Şekil 3.4b ve bu tezde yer alan diğer eş genlik eğrisi çizimlerinde komşu olan iki eğri, kesit içi maksimum ve minimum arasındaki değer farkının % 10 una karşı düşen bir değer farkını temsil eder.



(a)
Şekil 3.6



(b)

Şekil 3.6

x=0 da (a) açılımda 40 mod kullanarak, (b) 400 mod kullanarak dominant mod için film-kılıf geçişi bölgesinde Ez bileşeni

3.1.2 Gömülü Tip Dalga Kılavuzu: Dikdörtgen Dielektrik Çubuk

Gömülü ekranlanmış dalga kılavuzunu bu tezde kullanılan transmisyon hattı eşdeğerlikleri yardımıyla incelemek için incelenen problemi, referans probleme ilişkin modal akım ve gerilimler cinsinden tanımlayan transmisyon hattı bağıntılarından hareket edilecektir.

Bu amaçla incelenen problemde kesit içi alan bileşenleri $\vec{E}_i$ ve $\vec{H}_i$ için yazılacak (2.12) bağıntılarında $\vec{E}_i$ ve $\vec{H}_i$ referans problemin kesit içi modal alanları yardımıyla,

$$\vec{E}_i(\vec{r}) = \sum_i V_i(z) \vec{e}_i(\vec{\rho}) + \sum_i V_i(z) \vec{e}_i(\vec{\rho}) \quad (3.27a)$$

$$\vec{H}_i(\vec{r}) = \sum_i I_i(z) \vec{h}_i(\vec{\rho}) + \sum_i I_i(z) \vec{h}_i(\vec{\rho}) \quad (3.27b)$$

şeklinde bir açılımla ifade edilecektir. Burada (') TM ve (") TE modlarına ilişkin büyüklükleri göstermektedir. (3.27), (2.12a) ve (2.12b) de yerine konulursa referans problemde $\vec{e}_i', \vec{e}_i'', \vec{h}_i'$ ve $\vec{h}_i''$ modal alanlarının sağladığı (2.3) bağıntıları yardımıyla,

$$-\sum_i \frac{dV_i'}{dz} \vec{e}_i' - \sum_i \frac{dV_i''}{dz} \vec{e}_i'' = j\omega\mu \left[\sum_i I_i' \vec{e}_i' + \sum_i I_i'' \vec{e}_i'' \right] + \frac{j}{\omega} \nabla_t \cdot \frac{1}{\varepsilon} \nabla_t \cdot \left[\sum_i I_i' \vec{e}_i' \right] \quad (3.28)$$

$$-\sum_i \frac{dI_i'}{dz} \vec{h}_i' - \sum_i \frac{dI_i''}{dz} \vec{h}_i'' = j\omega\mu \left[\sum_i V_i' \vec{h}_i' + \sum_i V_i'' \vec{h}_i'' \right] + \frac{j}{\omega} \nabla_t \cdot \nabla_t \cdot \left[\sum_i V_i' \vec{h}_i' \right] \quad (3.29)$$

bağıntıları elde edilir. Burada TE ve TM modları lerinin sağladığı $\nabla_t \cdot \vec{e}_i' = \nabla_t \cdot \vec{h}_i' = 0$ özdeşlikleri kullanılmıştır.

Referans problem ile incelenen probleme ilişkin farklılıkları ortaya koymak üzere aşağıdaki tanımlar yapılsın:

$$\varepsilon(\vec{\rho}) = \varepsilon_2 + \Delta\varepsilon(\vec{\rho}) \quad (3.30a)$$

$$\Delta\varepsilon(\vec{\rho}) = \begin{cases} \varepsilon_1 - \varepsilon_2 & \vec{\rho} \in \Delta S \\ 0 & \text{diğer yerlerde} \end{cases} \quad (3.30b)$$

$$\frac{1}{\varepsilon(\vec{\rho})} = \frac{1}{\varepsilon_2} + \delta\varepsilon \quad (3.31a)$$

$$\delta\varepsilon = \begin{cases} \frac{1}{\varepsilon_2} - \frac{1}{\varepsilon_1} & \vec{\rho} \in \Delta S \\ 0 & \text{diğer yerlerde} \end{cases} \quad (3.31b)$$

Burada ΔS pertürbasyon bölgesini belirleyen kesit yüzeyini göstermektedir. Tanımı tamamlamak için ΔS açık bir yüzey olarak belirlenecek yani ΔS yi kapatan ΔC eğrisi üzerindeki noktalar ΔS ye dahil edilmeyecektir. Buna göre bu alt bölümde ele alınan problemde,

$$\Delta S = |x| \left\langle \frac{a}{2} \right\rangle |y| \left\langle \frac{b}{2} \right\rangle \quad (3.32)$$

olmaktadır (Bkz. Şekil 3.7).

(3.28) denklemi sırasıyla $\vec{e}_m'$ ve $\vec{e}_m''$; (3.29) denklemi de $\vec{h}_m'$ ve $\vec{h}_m''$ ile skaler çarpılır ve incelenen (ve referans) problemi belirleyen S kesiti üzerinden integre edilirse, (2.2), (2.3), (2.4), (2.5), (3.30) ve (3.31) yardımıyla aşağıdaki transmisyon hattı bağıntıları elde edilir:

$$-\frac{dV_m'}{dz} = j\beta_m' Z_m' I_m' - j \sum_i A_{mi}' I_i' \quad (3.33a)$$

$$-\frac{dV_m''}{dz} = j\beta_m'' Z_m'' I_m'' - j \sum_i A_{mi}'' I_i'' \quad (3.33b)$$

$$-\frac{dI_m'}{dz} = j\beta_m' Y_m' V_m' + j \sum_i B_{mi}' V_i' + j \sum_i C_{mi}' V_i' \quad (3.33c)$$

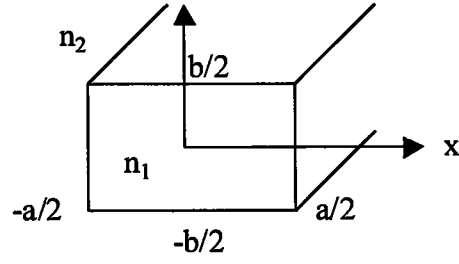
$$-\frac{dI_m''}{dz} = j\beta_m'' Y_m'' V_m'' + j \sum_i B_{mi}'' V_i'' + j \sum_i C_{mi}'' V_i'' \quad (3.33d)$$

Burada referans problemde (eksen boyunca) modal propagasyon sabiti TM ve TE modlarında,

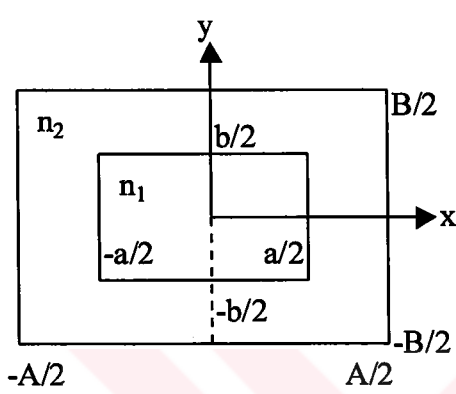
$$\beta_m' = \sqrt{\omega^2 \epsilon_2 \mu - \chi_m'^2} \quad (3.34a)$$

$$\beta_m'' = \sqrt{\omega^2 \epsilon \mu - \chi_m''^2} \quad (3.34b)$$

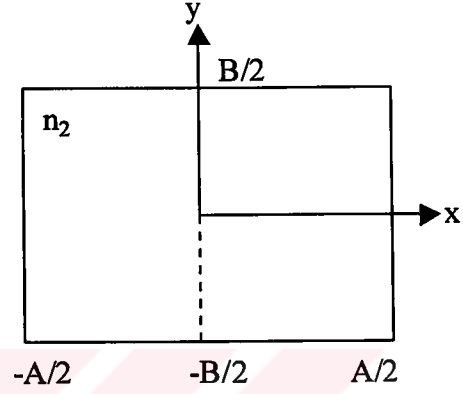
olarak verilmiş ve modal empedans ve admitanslar,



(a) Gerçek Problem



(b) İncelenen Problem



(c) Referans Problem

Şekil 3.7

Gömülü kılavuz için gerçek problem ve hesaplamalar için iki geometri (a) Gerçek problem, (b) İncelenen problem: Ekranlanmış gömülü optik dalga kılavuzu, (c) Referans problem: (b) nin ekranı ile aynı kesite sahip boş dalga kılavuzu

$$Z'_m = \frac{\beta'_m}{\omega \epsilon_2} \quad (3.35a)$$

$$Y'_m = \frac{1}{Z'_m} \quad (3.35b)$$

$$Z^*_m = \frac{\omega \mu}{\beta^*_m} \quad (3.35c)$$

$$Y^*_m = \frac{1}{Z^*_m} \quad (3.35d)$$

şeklinde tanımlanmıştır.

Referans problemle incelenen problem arasındaki farklar, bu tezde önerilen yöntemde, referans problemin modları arasında hesaplanacak kuplaj terimlerine karşı gelmektedir. Kolayca gösterilebileceği gibi, bu alt bölümde ele alınan problemde söz konusu kuplaj terimleri aşağıdaki gibi hesaplanabilir:

$$A'_{mi} = \frac{\chi_i^2}{\omega} \int_{\Delta S} \nabla(T'_i \delta \varepsilon) \cdot \nabla T'_m dS \quad (3.36a)$$

$$A'_{mi} = \frac{\chi_i^2}{\omega} \iint_{\Delta S} \nabla(T'_i \delta \varepsilon) \cdot (\nabla T'_m \times \vec{u}_z) dS \quad (3.36b)$$

$$B'_{mi} = \omega \Delta \varepsilon \iint_{\Delta S} \nabla T'_i \cdot \nabla T'_m dS \quad (3.36c)$$

$$B'_{mi} = \omega \Delta \varepsilon \iint_{\Delta S} \nabla T'_i \cdot \nabla T'_m dS \quad (3.36d)$$

Ayrıca $\nabla \cdot (T'_i \vec{u}_z \times \nabla T'_m) = \nabla T'_i \cdot (\vec{u}_z \times \nabla T'_m) + T'_i \nabla \cdot (\vec{u}_z \times \nabla T'_m)$ özdeşliğini kullanarak,

$$C'_{mi} = \omega \Delta \varepsilon \iint_{\Delta S} \nabla T'_i \cdot (\vec{u}_z \times \nabla T'_m) dS = \omega \Delta \varepsilon \int_{\Delta C} T'_i (\vec{u}_z \times \nabla T'_m) \cdot d\vec{v} \quad (3.36e)$$

$$C'_{mi} = \omega \Delta \varepsilon \iint_{\Delta S} (\vec{u}_z \times \nabla T'_i) \cdot (\nabla T'_m) dS = \omega \Delta \varepsilon \int_{\Delta C} T'_m (\vec{u}_z \times \nabla T'_i) \cdot d\vec{v} \quad (3.36f)$$

bulunur. Bu ifadeler elde edilirken (2.1), (2.2), (2.3), (2.4), (2.5) bağıntıları kullanılmıştır. (3.33) denklemlerinden propagasyon sabitini bulmak için, denklemlerde gözüken akım ve gerilim büyüklüklerinin z 'ye bağlı değişiminin $e^{-j\beta z}$ şeklinde olduğu düşünülür. Sonra akım veya gerilim vektörlerinden biri diğeri cinsinden bu denklemlerin ikisini kullanarak ifade edilir. Bu durumda özdeğeri β^2 olan bir lineer denklem sistemi elde edilir.

Bu sistemin özdeğerleri bulunmuş ve Şekil 3.7b'nin metalik cidarları sonsuza atılmış hali olan Şekil 3.7a'daki gömülü şeridin özdeğerleri ile karşılaştırma yapılmıştır. Bunun için bu alt bölümde kullanılan büyüklüklerin bazıları aşağıda verilmiştir.

Referans problem olarak boş dikdörtgensel kesitli dalga kılavuzu kullanılmaktadır ve bu kılavuzun modları için çift indisli notasyon standartlaştırılmıştır. Bu nedenle bahsedilen büyüklükler çift indisli notasyonda verilmektedir.

$$\chi_{pq}'^2 = \left(\frac{p\pi}{A} \right)^2 + \left(\frac{q\pi}{B} \right)^2$$

$$T_{pq}' = A_{pq}' \sin \left[\frac{p\pi}{A} \left(x - \frac{A}{2} \right) \right] \sin \left[\frac{q\pi}{B} \left(y - \frac{B}{2} \right) \right]$$

$$A_{pq}' = \sqrt{\frac{4AB}{(p\pi B)^2 + (q\pi A)^2}}$$

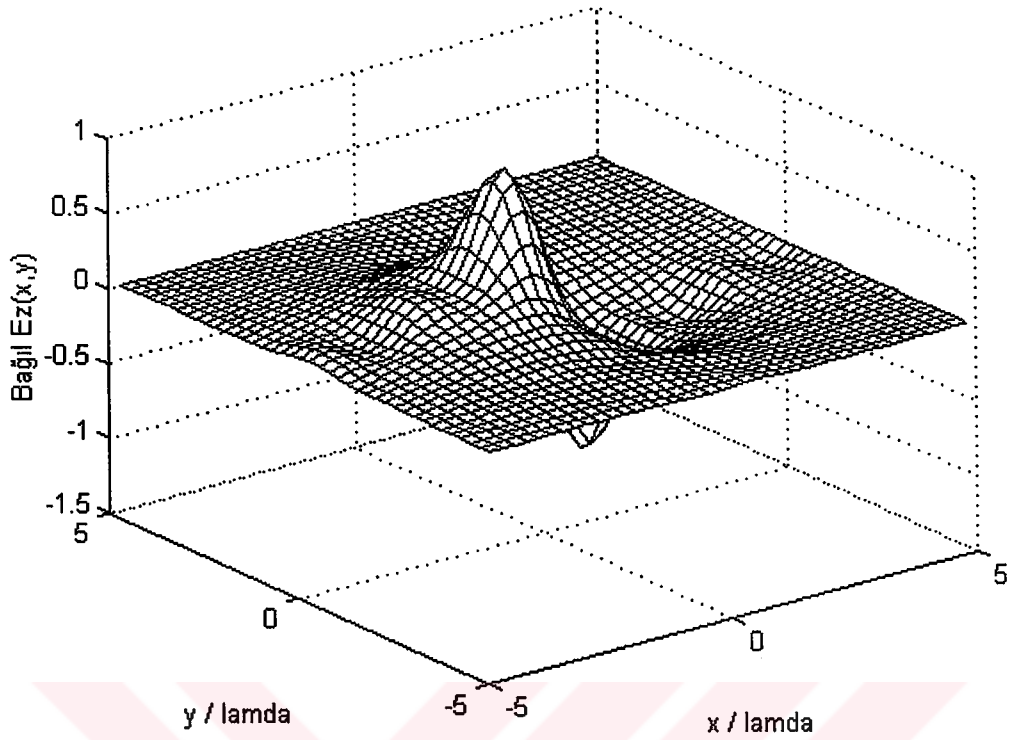
Goell'den alınan [20] gömülü şeride ilişkin propagasyon sabitleri verisinin dielektrik çubukla yüklü kapalı dalga kılavuzundan oluşan incelenen problemin propagasyon sabitleri verisi ile kıyaslanması için $A = B = 2\lambda$, $a = b = \lambda$, $n_1 = 1.5$, $n_2 = 1.0$ alınmıştır. Sonuçlar Tablo 3.2'de verilmektedir.

Görüldüğü gibi mod sayısı arttıkça hata azalmaktadır. Ayrıca alan değişimleri de otomatik olarak elde edilmektedir. Birinci moda ait E_z alan bileşeninin modülünün bağıl değerinin kesit içi değişimi Şekil 3.8'de verilmiştir. Görüldüğü gibi E_z alan bileşeni dielektrik-dielektrik geçişindeki süreklilik koşullarını sağlamaktadır. Tablo 3.2'de verilenlerden farklı olarak bu yapı için diğer şekillerde $A = B = 2$ değil de $A = B = 10$ alınmıştır. Böylece alan çözümleri tek bir modu içerir hale getirilmiştir. Aksi halde ($A = B = 2$ halinde) genlik eğrileri birden çok modu içerir. Fakat bu seçim ise propagasyon sabitinde daha büyük bir hataya yol açmıştır; bu durumda $\beta/k_0 = 1.288098$ bulunmuştur. Şekil 3.9'da ise iki ayrı modun eş genlik eğrileri verilmiştir.

Tablo 3.2
Goell'den alınan veri ve transmisyon hattı eşdeğerlikleri ile bulunan sonuçların
kıyaslanması

Goell	12	11	10	9	8	7	6	5	4	N*
1.382286	1.382326	1.382208	1.382191	1.38269	1.38266	1.38188	1.381358	1.382380	1.381327	β_1
1.382286	1.382326	1.382266	1.382191	1.38268	1.38266	1.381472	1.381358	1.382380	1.381327	β_2
1.22475	1.22828	1.228259	1.228183	1.228587	1.226354	1.225907	1.224065	1.223869	1.201099	β_3
1.202181	1.207161	1.206962	1.206796	1.207486	1.206173	1.20473	1.205032	1.202357	1.178369	β_4
1.195228	1.20031	1.200201	1.202273	1.202124	1.201732	1.201097	1.20109	1.201815	1.169357	β_5
1.161895	1.17204	1.171952	1.174204	1.174191	1.173313	1.17275	1.17668	1.17399	1.142058	β_6
1.018870	1.030257	1.03032	1.03180	1.032005	1.103078	1.030533	1.032909	1.02345	1.119496	β_7
1.018870	1.030257	1.03030	1.03180	1.032029	1.03078	1.030637	1032909	1.02346	1.009529	β_8

N*: Açılımda kullanılan mod sayısı $N^2 \times TE + N^2 \times TM$ dir.

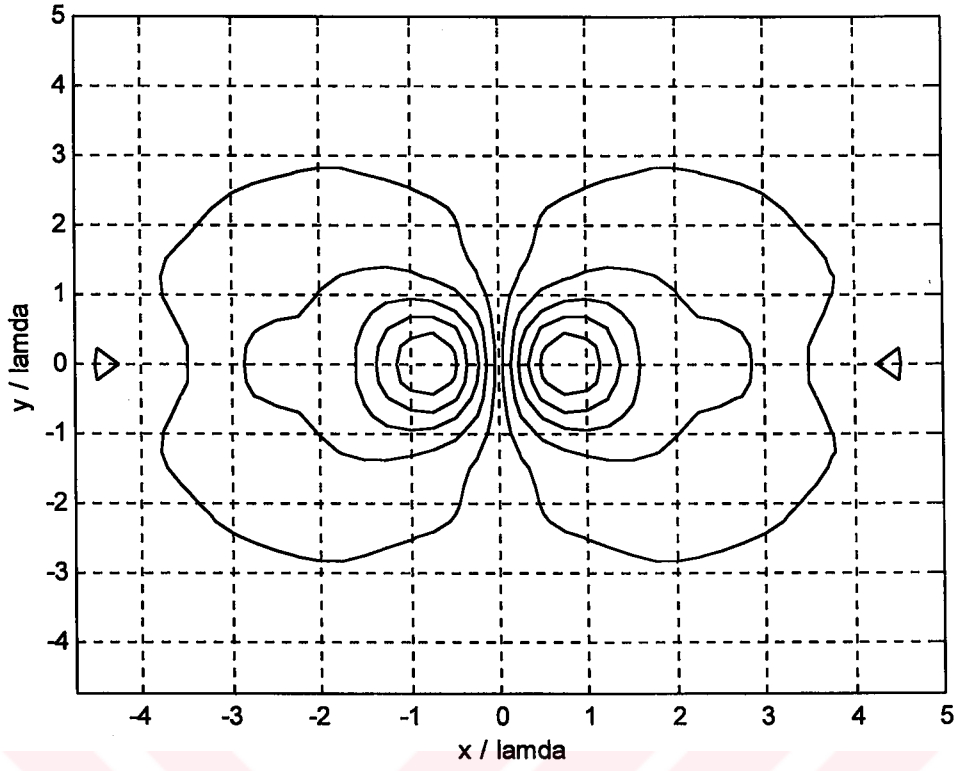


Şekil 3.8

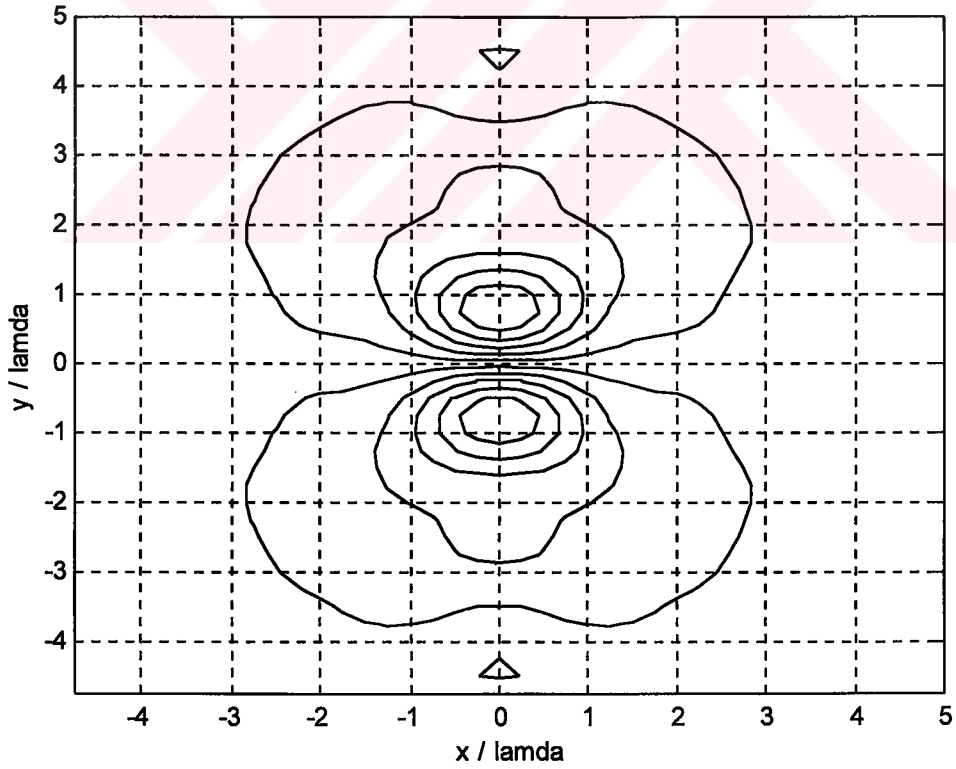
Gömülü kılavuz için dominant moda ait üç boyutlu kesit içi E_z değişimi

Şekillerden alanların değişiminin kesit içi simetrik yapısının da doğru olarak elde edilmiş olduğuna dikkat edilmelidir. Ayrıca Şekil 3.8’de görüldüğü gibi alan eğrisi kesit içinde lokalize olma özelliğine sahiptir.

Bu yöntemle gömülü dalga kılavuzunu tanımlayan parametrelerin herhangi bir biçimde değiştirilmesi halinde de özdeğerlerin kolayca belirlenebilmesi önemli bir avantajdır. Dolayısı ile yöntem örneğin gömülü dalga kılavuzunun dispersiyon karakteristiklerinin elde edilmesinde kullanılabilir. Yalnızca bir boyutun değiştirilmesi ile propagasyon sabitinin ne şekilde değiştiği Şekil 3.10’da verilmiştir. Diğer taraftan önerilen yöntem dikdörtgen kesitli dielektrikle yüklenmiş dikdörtgen dalga kılavuzunda kompleks ve geriye doğru dalgaların oluşum koşullarının belirlenmesinde de kullanılabilir [38].



(a)

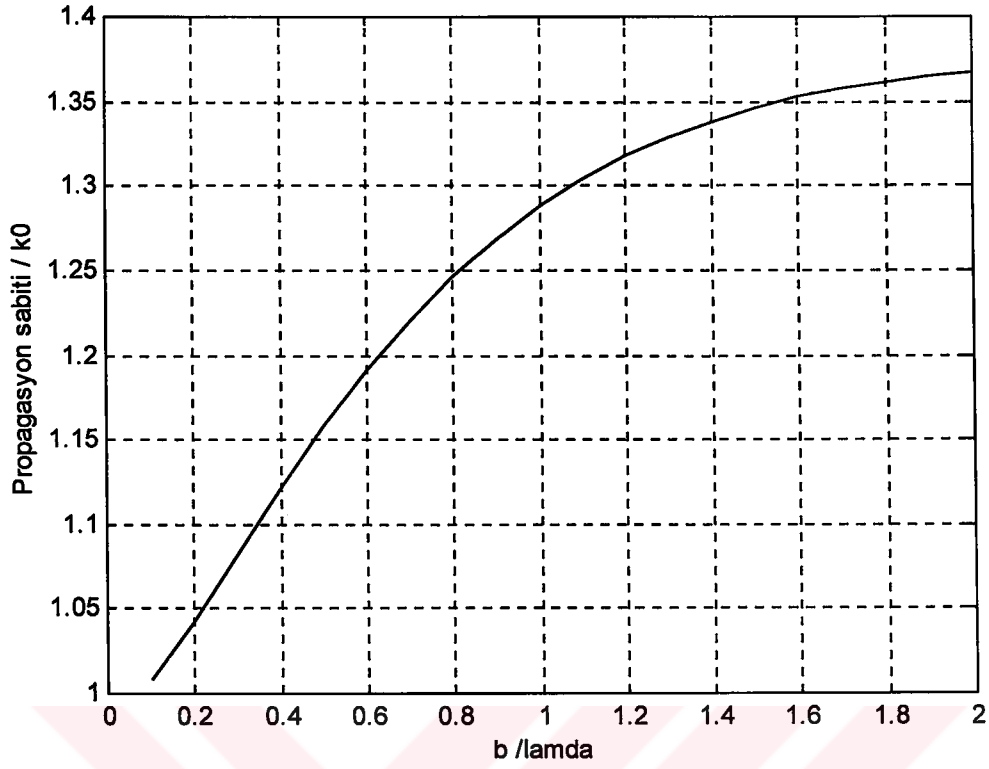


(b)

Şekil 3.9

Gömülü kılavuz için eş genlik eğrileri

(a) Dominant ve (b) bir sonraki moda ait eş genlik eğrileri



Şekil 3.10
Gömülü kılavuz için düşey çubuk genişliğini değiştirerek elde edilen propagasyon sabiti değerleri (hesap dominant moda ilişkin olup tüm diğer parametreler sabit tutulmuştur)

3.1.3 Çıkıntılı Dalga Kılavuzu

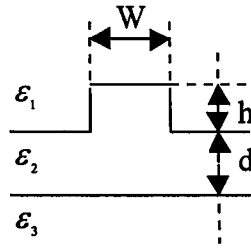
Bu alt bölümdeki amaç mevcut yöntemleri (sonlu farklar, yarı vektörel sonlu farklar, değiştirilmiş ağırlıklandırılmış indeks yöntemlerini [21]) kullanarak çıkıntılı dalga kılavuzu (Şekil 3.11a) için hesaplanan propagasyon sabiti değerlerine Şekil 3.11b’de kesiti verilmiş kapalı dalga kılavuzunu incelenen problem olarak almakla bulunan propagasyon sabitleri ile yaklaşıklık yapılabileceğini göstermektedir.

Bölüm 3.1.1’de optik film için verilenlere benzeyen adımlarla Şekil 3.5b’deki yapı için aşağıdaki transmisyon hattı denklemleri bulunabilir:

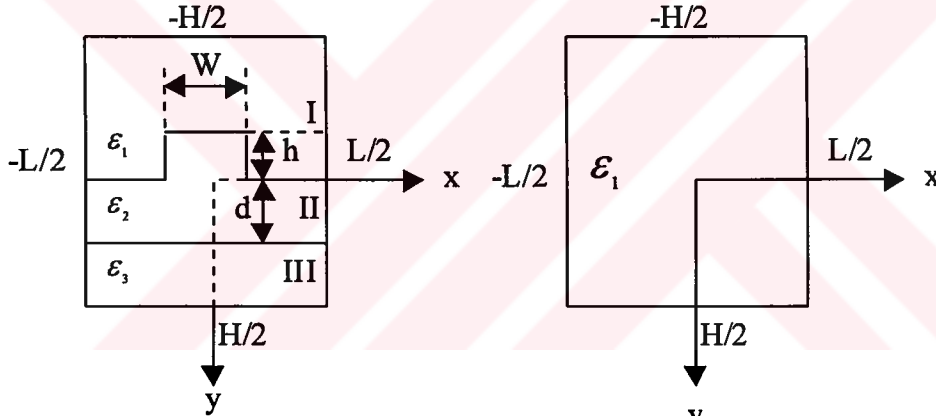
$$\frac{dV_m}{dz} = -j\omega\mu I_m - \frac{1}{j\omega} \left\{ \dim 1 [\epsilon_1 \dim z + (\epsilon_2 - \epsilon_1)^* Y_2 \dim i l + (\epsilon_2 - \epsilon_1)^* Y_3 \dim zi]^{-1} \right\}_m \bar{I} \quad (3.37a)$$

$$\frac{dV_m'}{dz} = -j\omega\mu I_m' \quad (3.37b)$$

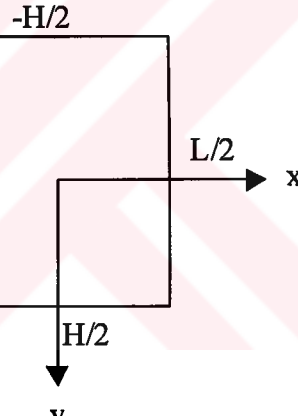
$$\begin{aligned} \frac{dI_m'}{dz} = -j\omega \left\{ \varepsilon_1 V_m' + (\varepsilon_2 - \varepsilon_1) \sum_n A_{mn}' V_n' - (\varepsilon_2 - \varepsilon_1) \sum_n B_{mn}' V_n'' \right. \\ \left. + (\varepsilon_3 - \varepsilon_1) \sum_n A_{mn}' V_n' - (\varepsilon_3 - \varepsilon_1) \sum_n B_{mn}' V_n'' \right\} \end{aligned} \quad (3.37c)$$



(a)



(b)



(c)

Şekil - 3.11

Çıkıntılı dalga kılavuzu için gerçek problem ve hesaplamalar için iki geometri (a) Gerçek problem, (b) İncelenen problem: Mükemmel iletkenle çevrelenmiş çıkıntılı dalga kılavuzu, (c) Referans problem: Homojen dielektrikli dikdörtgensel dalga kılavuzu

$$\begin{aligned} \frac{dI_m''}{dz} = -\frac{1}{j\omega\mu} \chi_m'' V_m'' + j\omega \left\{ -\varepsilon_1 V_m'' + (\varepsilon_2 - \varepsilon_1) \sum_n C_{mn}' V_n' - (\varepsilon_2 - \varepsilon_1) \sum_n D_{mn}' V_n'' \right. \\ \left. + (\varepsilon_3 - \varepsilon_1) \sum_n C_{mn}' V_n' - (\varepsilon_3 - \varepsilon_1) \sum_n D_{mn}' V_n'' \right\} \end{aligned} \quad (3.37d)$$

$\{ \}_{mn}$ sembolü parantez içindeki matrisin m. satır ve n. sütunundaki elemanı temsil etmektedir. Diğer büyüklükler aşağıda verilmektedir:

$$\{^z Y_2\}_{mn} = \int_{S_{II}} T'_m T'_n dS \quad (3.38a)$$

$$\{^z Y_3\}_{mn} = \int_{S_{III}} T'_m T'_n dS \quad (3.38b)$$

$$A_{mn} = \iint_{S_{II}} (\nabla_i T'_n) (\nabla_i T'_m) dS \quad (3.39a)$$

$$A'_{mn} = \iint_{S_{III}} (\nabla_i T'_n) (\nabla_i T'_m) dS \quad (3.39b)$$

$$B_{mn} = \iint_{S_{II}} (\nabla_i T'_m) (\vec{u}_z \times \nabla_i T'_n) dS \quad (3.39c)$$

$$B'_{mn} = \iint_{S_{III}} (\nabla_i T'_m) (\vec{u}_z \times \nabla_i T'_n) dS \quad (3.39d)$$

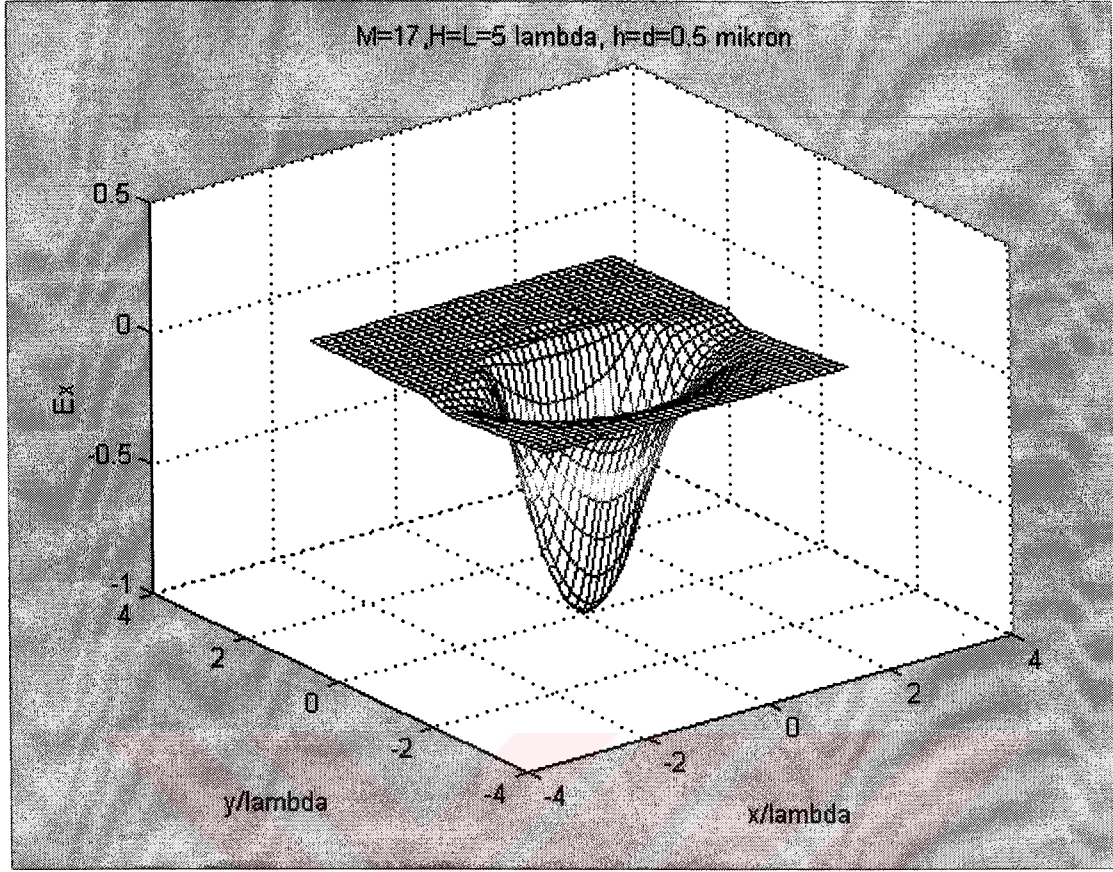
$$C_{mn} = \iint_{S_{II}} (\nabla_i T'_n) (\vec{u}_z \times \nabla_i T'_m) dS \quad (3.39e)$$

$$C'_{mn} = \iint_{S_{III}} (\nabla_i T'_n) (\vec{u}_z \times \nabla_i T'_m) dS \quad (3.39f)$$

$$D_{mn} = \int_{S_{II}} (\nabla_i T'_n) (\nabla_i T'_m) dS \quad (3.39g)$$

$$D'_{mn} = \int_{S_{III}} (\nabla_i T'_n) (\nabla_i T'_m) dS \quad (3.39h)$$

Burada $\dim 1$, Ek A'da tanımlandığı gibi ve $\dim i1 = (\dim 1)^{-1}$ dir. Dominant mod E_x alan bileşeninin bağlı değişimi Şekil 3.12'de ve hesaplanan propagasyon sabiti değerlerinin literatürde başka yöntemlerle elde edilen değerlerle kıyaslanması Tablo 3.3'de verilmektedir.



Şekil 3.12

Homojen kesitli referans problem ile çıkıntılı dalga kılavuzunda E_x bileşeni

Tablo 3.3a

Referans problem olarak boş transmisyon borusunun alınması halinde açılımda kullanılan mod sayısına bağlı olarak dominant mod propagasyon sabiti. Parametreler:

$A = B = 5\lambda$, $d = h = 0.4347826$, $\lambda = 1.15 \mu m$, $w = 2.6086957\lambda$, $n_1 = 1.0$, $n_2 = 3.44$, $n_3 = 3.4$

N^*	$\beta_{dominant}$
12	3.4114
13	3.4117
14	3.4120
15	3.4120
16	3.4122
17	3.4123
20	3.4126
25	3.4129
26	3.4129

* Açılımda kullanılan mod sayısı $N^2 \times TE + N^2 \times TM$ dir.

Tablo 3.3b
Farklı yöntemlerle Tablo 3.3a'daki parametreler için elde edilen dominant mod
propagasyon sabitleri [21]

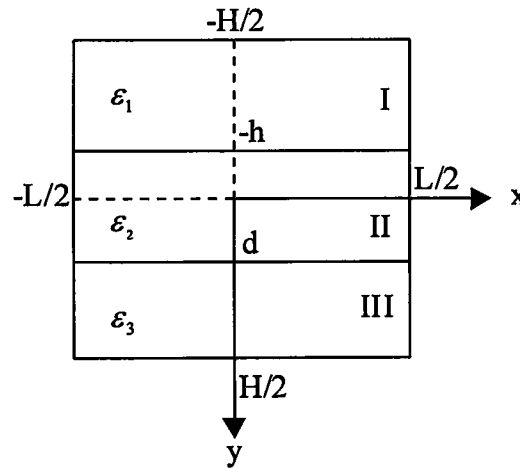
YVSF*	3.4131
SI**	3.4130
DAI***	3.4131

- * YVSF : Yarı-vektörel sonlu fark yöntemi
 ** SI : Spektral indeks yöntemi
 *** DAI : Değiştirilmiş ağırlıklandırılmış indeks yöntemi.

Tablo 3'ten anlaşılabileceği gibi transmisyon hattı eşdeğerlikleri ile bulunan sonuçların literatürde yer alan sonuçlar ile çok uyumlu olduğu söylenebilir.

3.2 REFERANS PROBLEM OLARAK HOMOJEN OLMAYAN KAPALI DALGA KILAVUZU ALINDIĞINDA ÇIKINTILI DALGA KILAVUZU İÇİN BULUNAN YAKLAŞIK ÇÖZÜMLER

Bu alt bölümdeki amaç, literatürde mevcut yöntemlerle çıkıntılı dalga kılavuzunun (Şekil 3.11a) propagasyon sabitleri için bulunan değerlere homojen olmayan (Şekil 3.13'deki) yapıyı referans problem olarak alarak transmisyon hattı eşdeğerlikleri yardımı ile bulunan propagasyon sabitleri değerleri ile yaklaşıklık yapılacağını göstermektedir.



Şekil 3.13
Çıkıntılı dalga kılavuzu için referans problemin kesiti

Şekil 3.11b’de kesiti verilen kılavuza ilişkin referans problem kesiti doğal olarak Şekil 3.13’deki gibi seçilmiştir. Çünkü bu referans problem kesiti Şekil 3.11b’deki incelenen problem kesitinden sadece w genişlikli ve h yükseklikli bir pertürbasyon dışında çakışmaktadır ve bu referans problem için tam çözüm bilinmektedir. Referans problemin incelenen probleme bu kadar yakın olması doğru sonuca yakınsamanın hızlı olması ümidini artırmaktadır.

Şimdi önce referans problemin (Şekil 3.13), (2.32) denklemleri ile verilen özfonksiyonları bulunmalıdır. Bunun için [2] numaralı kaynakta Felsen ve Marcuvitz’in verdiği analiz yöntemi kullanılacaktır. Analiz TM_y modları için verilecek ve duali olan TE_y modları için sadece sonuçlar yazılacaktır.

Φ fonksiyonunun (2.25) denkleminin çözümü olarak (2.21) deki gibi verildiği düşünölsün. Buna göre TM_y modları için (2.23a) ya ve (2.24a) ya göre şunlar elde edilebilir:

$$\vec{e}_T'(x, z) = -\frac{A_m'}{k_{zi}} \left\{ \frac{2m\pi}{L} \cos\left(\frac{2m\pi x}{L}\right) \vec{u}_x - j\kappa \sin\frac{2m\pi x}{L} \vec{u}_z \right\} e^{-j\kappa z} \quad (3.40a)$$

$$\vec{h}_T'(x, z) = -\frac{A_m'}{k_{zi}} \left\{ j\kappa \sin\frac{2m\pi x}{L} \vec{u}_x + \left(\frac{2m\pi}{L}\right) \cos\frac{2m\pi x}{L} \vec{u}_z \right\} e^{-j\kappa z} \quad (3.40b)$$

(2.29) denklemleri şöyle de yazılabilir:

$$E_T(x, y, z) = -\tilde{V}(y) \frac{A_m'}{k_{zi}} \left\{ \frac{2m\pi}{L} \cos\left(\frac{2m\pi x}{L}\right) \vec{u}_x - j\kappa \sin\frac{2m\pi x}{L} \vec{u}_z \right\} e^{-j\kappa z} \quad (3.41a)$$

$$H_T(x, z) = \tilde{I}(y) \frac{A_m'}{k_{zi}} \left\{ j\kappa \sin\frac{2m\pi x}{L} \vec{u}_x + \left(\frac{2m\pi}{L}\right) \cos\frac{2m\pi x}{L} \vec{u}_z \right\} e^{-j\kappa z} \quad (3.41b)$$

Öte yandan bağımlı olan boyuna bileşen, bağımsız olan kesit içi bileşenler cinsinden şöyle de yazılabilir:

$$E_y(x, y, z) = \frac{1}{j\omega\epsilon} \nabla_z (\vec{H}_r \times \vec{u}_y) = \frac{\tilde{I}(y)}{j\omega\epsilon} e^{-j\kappa z} \vec{\nabla}_r \cdot \vec{e}_r(x) \quad (2.29c)$$

veya

$$E_y(x, y, z) = \frac{\tilde{I}(y)}{j\omega\epsilon} A'_m k_{\mu} \sin \frac{2m\pi x}{L} e^{-j\kappa z} \quad (3.42a)$$

ve benzer şekilde şu bulunabilir:

$$H_y(x, y, z) = 0 \quad (3.42b)$$

(3.40) denklemlerinden

$$E_x = -\frac{\tilde{V}(y)}{k_{\mu}} A'_m \left(\frac{2m\pi x}{L} \right) \cos \frac{2m\pi x}{L} e^{-j\kappa z} \quad (3.43a)$$

$$H_x = -\frac{\tilde{I}(y)}{k_{\mu}} A'_m j\kappa \sin \frac{2m\pi x}{L} e^{-j\kappa z} \quad (3.43b)$$

O halde z'ye göre enine TM_y mod fonksiyonları şunlardır (Bkz. (2.32) denklemleri):

$$e'_i(x, y) = N'_{mn} A'_m \left\{ -\frac{\tilde{V}'_n(y)}{k_{\mu}} \cdot \frac{2m\pi}{L} \cos \frac{2m\pi x}{L} \vec{u}_x + \frac{\tilde{I}_n(y)}{j\omega\epsilon} k_{\mu} \sin \frac{2m\pi x}{L} \vec{u}_y \right\} \quad (3.44a)$$

$$h'_i(x, y) = N'_{mn} A'_m \left\{ j \frac{\tilde{I}_n(y)}{k_{\mu}} \kappa \sin \frac{2m\pi x}{L} \vec{u}_x \right\} Z_{omn} \quad (3.44b)$$

Tabii ki $\tilde{I}(y)$, $\tilde{V}(y)$ ve $j\omega\epsilon$ fonksiyonları Şekil 3.13'de I, II, III olarak isimlendirilmiş bölgelerin her birinde ayrı ifadelerle sahiptir. Bunlardan $j\omega\epsilon$, ϵ nun kesit içindeki belirtilmiş değerleri ile verilecektir. Ancak $\tilde{V}_n(y)$ ve $\tilde{I}_n(y)$ ayrıca bulunmalıdır. Şimdi bu amaçlansın. Çünkü (2.40) mod fonksiyonları ifadelerinde bilinmeyen büyüklükler sadece $\tilde{V}_n(y)$, $\tilde{I}_n(y)$ ve κ dır (k_{μ} , κ 'nın ve m'nin fonksiyonudur).

TM_y modlarında H_z 'nin (2.23b) bağıntısı ile verildiğini görmüş idik. Dikkat edilirse burada H_z için değişkenlere ayırmanın gerçekleştirildiği görülebilir. H_z , Helmholtz denklemini sağladığından,

$$\nabla^2 H_z + n_i^2 k_0^2 H_z = 0 \quad (3.45)$$

bağıntısı doğrudur. (2.33b) yi kullanırsak şunu buluruz:

$$\frac{d^2 \tilde{I}_i'(y)}{dy^2} = -k_{yi}^2 \tilde{I}_i'(y) \quad (3.46a)$$

Burada,

$$k_{yi}^2 + k_x^2 + \kappa^2 = k_0^2 n_i^2 \quad (3.46b)$$

Yukarıda ise i katman indisi, k_x ve k_{yi} , x ve y yönündeki dalga sayıları, $k_0 = 2\pi/\lambda$ (λ : serbest uzayda dalga uzunluğu) ve $n_i = \sqrt{\epsilon_r}$ (ϵ_r : bağıl dielektrik sabiti) dir. Mevcut üç bölgede (3.46) nın çözümleri yazılsın:

$$\tilde{I}_1'(y) = I_1^{-'} e^{jk_1 y} + I_1^{+'} \bar{e}^{jk_1 y} \quad (3.47a)$$

$$\tilde{I}_2'(y) = I_2^{-'} e^{jk_2 y} + I_2^{+'} \bar{e}^{jk_2 y} \quad (3.47b)$$

$$\tilde{I}_3'(y) = I_3^{-'} e^{jk_3 y} + I_3^{+'} \bar{e}^{jk_3 y} \quad (3.47c)$$

Bu akımların sağlaması gereken sınır koşulları ve süreklilik koşulları incelensin. Bunun için H_x, H_y, H_z ve E_x, E_y, E_z ele alınmalıdır. (3.47) denklemlerinde mevcut altı adet I değişkenini belirlemek için altı adet sınır koşulu ve süreklilik koşulu bulunmalıdır. Buna göre;

1. H_x ve H_z , $y = -h, y = d$ de sürekli olmalıdır,
2. E_x , $y = \mp H/2$ de sıfır olmalıdır ve
3. E_x ve E_z , $y = -h$ ve $y = d$ de sürekli olmalıdır.

Şimdi önce (3.47) denklemlerinden $V_i = -\frac{1}{j\omega\epsilon_i} \frac{dI_i}{dy}$ özelliğini kullanarak aşağıdaki takım yazılsın:

$$\tilde{V}_1'(y) = -\frac{1}{j\omega\epsilon_1} (jk_1') \{ I_1^{-'} e^{jk_1'y} - I_1^{+'} e^{-jk_1'y} \} \quad (3.48a)$$

$$\tilde{V}_2'(y) = -\frac{1}{j\omega\epsilon_2} (jk_2') \{ I_2^{-'} e^{jk_2'y} - I_2^{+'} e^{-jk_2'y} \} \quad (3.48b)$$

$$\tilde{V}_3'(y) = -\frac{1}{j\omega\epsilon_3} (jk_3') \{ I_3^{-'} e^{jk_3'y} - I_3^{+'} e^{-jk_3'y} \} \quad (3.48c)$$

Artık yukarıda bahsedilen koşullar yazılabilir:

1. H_x ve H_z , $y = -h$ de sürekli olmalıdır koşulu (3.41b) ifadesinden hareketle şöyle yazılabilir:

$$\tilde{I}_1'(-h) = \tilde{I}_2'(-h) \quad (3.49a)$$

2. H_x ve H_z , $y = d$ de sürekli olmalıdır koşulu benzer şekilde şöyle yazılabilir:

$$\tilde{I}_2'(d) = \tilde{I}_3'(d) \quad (3.49b)$$

3. E_x , $y = -\frac{H}{2}$ de sıfır olmalıdır koşulu şuna denktir:

$$\tilde{V}_1'\left(-\frac{H}{2}\right) = 0 \quad (3.49c)$$

4. $E_x, y = \frac{H}{2}$ de sıfır olmalıdır koşulu şöyle yazılabilir:

$$\tilde{V}_3\left(\frac{H}{2}\right) = 0 \quad (3.49d)$$

5. E_x ve E_z , $y = -h$ de sürekli olmalıdır koşulu şu hali alır:

$$\begin{aligned} & -\frac{1}{j\omega\epsilon_1} \left\{ (jk'_1) \left[I_1^{-'} e^{-jk'_1 h} - I_1^{+'} e^{jk'_1 h} \right] \right\} \\ & = -\frac{1}{j\omega\epsilon_2} \left\{ (jk'_2) \left[I_2^{-'} e^{-jk'_2 h} - I_2^{+'} e^{jk'_2 h} \right] \right\} \end{aligned} \quad (3.49e)$$

6. E_x ve E_z , $y = d$ sürekli olmalıdır koşulu ise

$$\begin{aligned} & -\frac{1}{j\omega\epsilon_2} (jk'_2) \left\{ I_2^{-'} e^{-jk'_2 d} - I_2^{+'} e^{jk'_2 d} \right\} \\ & = -\frac{1}{j\omega\epsilon_3} (jk'_3) \left\{ I_3^{-'} e^{-jk'_3 d} - I_3^{+'} e^{jk'_3 d} \right\} \end{aligned} \quad (3.49f)$$

eşitliği şeklinde yazılabilir.

Bu altı denklem $I_1^{-'}, I_1^{+'}, I_2^{-'}, I_2^{+'}, I_3^{-'}, I_3^{+'}$ bilinmeyenleri için lineer cebrik ve homojen bir denklem sistemi oluşturur. Bu sistemin katsayılar matrisinin determinantı sıfır olmalıdır. Bu koşul TM_y modları için şu karakteristik denklemi (özdeğer denklemini) verir.

$$\begin{aligned} & \frac{k'_1}{\omega\epsilon_1} \sin \left[k'_1 \left(\frac{H}{2} - h \right) \right] \left\{ \frac{k'_1}{\omega\epsilon_2} \cos \left[k'_3 \left(d - \frac{H}{2} \right) \right] \cos [k'_2 (h + d)] \right. \\ & + \frac{k'_3}{\omega\epsilon_3} \sin \left[k'_3 \left(d - \frac{H}{2} \right) \right] \sin [k'_2 (d + h)] \left. \right\} \\ & + \frac{k'_2}{\omega\epsilon_2} \cos \left[k'_1 \left(\frac{H}{2} - h \right) \right] \left\{ \frac{k'_2}{\omega\epsilon_2} \cos \left[k'_3 \left(d - \frac{H}{2} \right) \right] \sin [k'_2 (h + d)] \right. \\ & - \frac{k'_3}{\omega\epsilon_3} \sin \left[k'_3 \left(d - \frac{H}{2} \right) \right] \cos [k'_2 (d + h)] \left. \right\} = 0 \end{aligned} \quad (3.50)$$

(3.49) denklemleri $\tilde{I}_1'(y), \tilde{I}_2'(y), \tilde{I}_3'(y)$ için çözülürse,

$$\tilde{I}_1'(y) = 2e^{jk_1 \frac{H}{2}} \cos \left[k_1' \left(y + \frac{H}{2} \right) \right] I_1^+ \quad (3.51a)$$

$$\begin{aligned} \tilde{I}_2'(y) = & -8e^{jk_1 \frac{H}{2}} \cos \left[k_1' \left(\frac{H}{2} - h \right) \right] \left\{ \cos[k_2'(d-y)] \frac{k_2'}{\omega \varepsilon_2} \cos \left[k_3' \left(d - \frac{H}{2} \right) \right] \right\} \\ & + \sin[k_2'(d-y)] \frac{k_3'}{\omega \varepsilon_3} \sin \left[k_3' \left(d - \frac{H}{2} \right) \right] \frac{I_1^+}{\Delta} \end{aligned} \quad (3.51b)$$

$$\tilde{I}_3'(y) = -\frac{8k_2'}{\omega \varepsilon_2} e^{jk_1 \frac{H}{2}} \cos \left[k_1' \left(\frac{H}{2} - h \right) \right] \cos \left[k_3' \left(y - \frac{H}{2} \right) \right] \frac{I_1^+}{\Delta} \quad (3.51c)$$

elde edilir. Bu ifadelerden ve $\tilde{V}_i' = -\frac{1}{j\omega \varepsilon_i} \frac{d\tilde{I}_i'}{dy}$ bağıntısından $\tilde{V}_i'(y)$ bulunabilir. Bu sonuçlarda Δ şöyle verilmektedir:

$$\begin{aligned} \Delta = & e^{jk_2 d} \frac{k_3'}{\omega \varepsilon_3} (2j) e^{jk_2 h} \sin \left[k_3' \left(d - \frac{H}{2} \right) \right] \\ & + e^{-jk_2 d} \left(-\frac{k_3'}{\omega \varepsilon_3} \right) (2j) e^{jk_2 h} \sin \left[k_3' \left(d - \frac{H}{2} \right) \right] \\ & - 2 \cos \left[k_3' \left(d - \frac{H}{2} \right) \right] \frac{k_2'}{\omega \varepsilon_2} 2 \cos[k_2'(h+d)] \end{aligned} \quad (3.52)$$

Bulunan bu $\tilde{I}'(y)$ ve $\tilde{V}'(y)$ büyüklükleri (3.44) denklemlerinde yerine konursa TM_y modları için mod fonksiyonları bulunmuş olur.

(3.45) denklemlerinden başlayıp devam eden işlemler TE_y modları için yapılırsa aşağıdaki sonuca erişilir. Önce E_z için Helmholtz denkleminde (2.33a) kullanılarak şu bulunur:

$$\frac{d^2 \tilde{V}_i'(y)}{dy^2} = -k_{y_i}^2 \tilde{V}_i'(y) \quad (3.53a)$$

Burada,

$$k_{y_i}^{*2} + k_x^{*2} + \kappa^{*2} = k_0^2 n_i^2 \quad (3.53b)$$

olup mevcut üç bölgede (3.53) ün çözümleri şöyle verilir:

$$\tilde{V}_1^*(y) = V_1^{-*} e^{jk_1^* y} + V_1^{+*} e^{-jk_1^* y} \quad (3.54a)$$

$$\tilde{V}_2^*(y) = V_2^{-*} e^{jk_2^* y} + V_2^{+*} e^{-jk_2^* y} \quad (3.54b)$$

$$\tilde{V}_3^*(y) = V_3^{-*} e^{jk_3^* y} + V_3^{+*} e^{-jk_3^* y} \quad (3.54c)$$

Sınır koşulları ve süreklilik koşulları uygulanınca önce,

$$\begin{aligned} & \sin \left[k_1^* \left(\frac{H}{2} - h \right) \right] k_2^* \left\{ -k_2^* \sin \left[k_3^* \left(d - \frac{H}{2} \right) \right] \sin [k_2^* (h + d)] \right. \\ & \left. - k_3^* \cos \left[k_3^* \left(d - \frac{H}{2} \right) \right] \cos [k_2^* (h + d)] \right\} \\ & + \cos \left[k_1^* \left(\frac{H}{2} - h \right) \right] k_1^* \left\{ k_2^* \sin \left[k_3^* \left(d - \frac{H}{2} \right) \right] \cos [k_2^* (h + d)] \right. \\ & \left. - k_3^* \cos \left[k_3^* \left(d - \frac{H}{2} \right) \right] \sin [k_2^* (h + d)] \right\} = 0 \end{aligned} \quad (3.55)$$

karakteristik denklemi ve ardından

$$\tilde{V}_1^*(y) = -2j e^{jk_1^* \frac{H}{2}} \sin \left[k_1^* \left(y + \frac{H}{2} \right) \right] V_1^{+*} \quad (3.56a)$$

$$\begin{aligned} \tilde{V}_2^*(y) = & 8k_1^* e^{jk_1^* \frac{H}{2}} (-j) \cos \left[k_1^* \left(\frac{H}{2} - h \right) \right] \left\{ \cos [k_2^* (y - d)] \sin \left[k_3^* \left(d - \frac{H}{2} \right) \right] k_2^* \right. \\ & \left. - \sin [k_2^* (d - y)] \cos \left[k_3^* \left(d - \frac{H}{2} \right) \right] k_3^* \right\} \frac{V_1^{+*}}{\Delta} \end{aligned} \quad (3.56b)$$

$$\tilde{V}_3^*(y) = 4k_1^*k_2^*e^{jk_1^*\frac{H}{2}} \cos\left[k_1^*\left(\frac{H}{2} - h\right)\right] \times \left\{(-2j)\sin\left[k_3^*\left(y - \frac{H}{2}\right)\right]\right\} \frac{V_1^*}{\Delta} \quad (3.56c)$$

bulunur. Bu sonuçlardaki Δ şöyle verilmektedir:

$$\Delta = 4k_2^*k_3^* \cos\left[k_3^*\left(d - \frac{H}{2}\right)\right] \cos[k_2^*(d + h)] + 4k_2^* \sin\left[k_3^*\left(d - \frac{H}{2}\right)\right] \sin[k_2^*(d + h)] \quad (3.57)$$

Bu ifadelerden ve $\tilde{I}_i^* = -\frac{1}{j\omega\mu} \frac{d\tilde{V}_i^*}{dy}$ bağıntısından $I_i^*(y)$ bulunabilir.

Bu $\tilde{I}^*(y)$ ve $\tilde{V}^*(y)$ büyüklükleri, (3.44) denklemlerinin benzerleri olan aşağıdaki (3.58) denklemlerinde yerine konursa TE_y mod fonksiyonları bulunmuş olur.

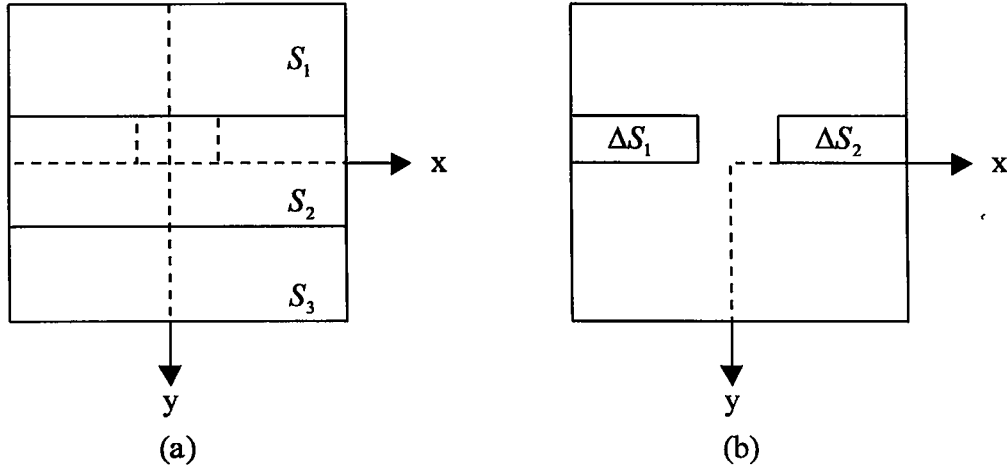
$$\tilde{e}_i^*(x, y) = N_{mn}^* A_{mn}^* \left\{ -\tilde{V}_n^*(y)(j\kappa) \cos\left(\frac{2m\pi x}{L}\right) \tilde{u}_x \right\} \quad (3.58a)$$

$$\begin{aligned} \tilde{h}_i^*(x, y) = N_{mn}^* A_{mn}^* Z_{0mn}^* & \left\{ \tilde{I}_n^*(y) \left(\frac{2m\pi}{L}\right) \sin\left(\frac{2m\pi x}{L}\right) \tilde{u}_x \right. \\ & \left. + k_y^* \frac{\tilde{V}_n^*(y)}{j\omega\mu} \cos\left(\frac{2m\pi x}{L}\right) \tilde{u}_y \right\} \end{aligned} \quad (3.58b)$$

Homojen Olmayan Kılavuza İlişkin Özfonksiyonları Kullanarak Çıkıntılı Dalga Kılavuzu İçin Transmisyon Hattı Denklemlerinin Bulunması

$\tilde{V}^*(y)$ ve $\tilde{I}^*(y)$ ler uygun olarak bulunup (3.44) ve (3.58) denklemlerinde yerine konarak elde edilen Şekil 3.13'de verilen referans probleme ait özfonksiyonları kullanarak Şekil 3.11b'deki incelenen probleme ait özdeğerler ve alan fonksiyonları (öz vektörler) bulunmaya çalışılsın.

Bu amaçla aşağıdaki iki şekle, Şekil 3.14a ve Şekil 3.14b'ye baş vurulacaktır.



Şekil 3.14

Çıkıntılı kılavuzda hesapta kullanılan geometri

- (a) Referans probleme ait yapı. S_1, S_2 ve S_3 bölgeleri tüm kesiti kapsarlar,
 (b) Referans probleme ait yapıdan Şekil 3.11b'ye geçmek için Şekil 3.14a'dan çıkarılması gereken bölgeler: $\Delta S_1, \Delta S_2$

Dikkat edilirse görülecektir ki Şekil 3.11b'deki yapı Şekil 3.14a'daki yapı ile Şekil 3.14b'de gösterilen ΔS_1 ve ΔS_2 bölgeleri dışında tamamen çakışmaktadır. O halde Bölüm 2.2'ye ve bu bölümün "Transmisyon Hattı Denklemleri" başlıklı alt bölümüne bakılırsa görülecektir ki bu alt bölümde sözü edilen ΔS bölgesi Şekil 3.14b'deki $\Delta S_1 + \Delta S_2$ bölgesine eşittir. Ayrıca (2.44) ve (2.45) denklemlerinde gözükten ε ve $\bar{\varepsilon}$ sırasıyla Şekil 3.11b'de belirtilen ε_2 ve ε_1 dielektrik sabitleridir. Bunların çıkıntılı dalga kılavuzu için birer sabit olduğu düşünülürse çıkıntılı dalga kılavuzu yapısı için şu transmisyon hattı denklemleri yazılabilir:

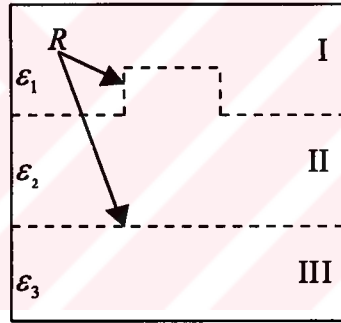
$$\begin{aligned}
 \frac{dV'_m}{dz} = & \frac{1}{j} \kappa'_m I'_m + \frac{1}{j} \left(\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} - 1 \right) \int_{\Delta S_1 + \Delta S_2} \sum_i I'_i \left[\kappa'_i \vec{e}_i' - \omega \mu \vec{h}_i' \times \vec{u}_z \right] \left(\vec{h}_m^* \times \vec{u}_z \right) dS \\
 & + \frac{1}{j} \left(\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} - 1 \right) \int_{\Delta S_1 + \Delta S_2} \sum_i I''_i \left[\kappa''_i \vec{e}_i'' - \omega \mu \vec{h}_i'' \times \vec{u}_z \right] \left(\vec{h}_m^* \times \vec{u}_z \right) dS \\
 & - \int_R \varepsilon \sigma_2 h_{mx}^* \left\{ \sum_i N'_i I'_i \tilde{V}_i'(y) \vec{e}_{zi}'(x) + \sum_i N''_i I''_i \tilde{V}_i'' \vec{e}_{zi}''(x) \right\} \vec{n} \cdot \vec{u}_y d\ell
 \end{aligned} \tag{3.59}$$

$$\begin{aligned}
\frac{dV_m^n}{dz} = & \frac{1}{j} \kappa_m^n I_m^n + \frac{1}{j} \left(\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} - 1 \right) \int_{\Delta S_1 + \Delta S_2} \sum_i I_i' [\kappa_i' \vec{e}_i' - \omega \mu \vec{h}_i' \times \vec{u}_z] (\vec{h}_m^{**} \times \vec{u}_z) dS \\
& + \frac{1}{j} \left(\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} - 1 \right) \int_{\Delta S_1 + \Delta S_2} \sum_i I_i'' [\kappa_i'' \vec{e}_i'' - \omega \mu \vec{h}_i'' \times \vec{u}_z] (\vec{h}_m^{**} \times \vec{u}_z) dS \\
& + \int_R (\sigma_1 h_{my}^{**} \vec{n} \cdot \vec{u}_x - \sigma_2 h_{mx}^{**} \vec{n} \cdot \vec{u}_y) \sum_i [N_i' I_i' \tilde{V}_i'(y) \vec{e}_{zi}'(x) + N_i'' I_i'' \tilde{V}_i'' \vec{e}_{zi}''(x)] d\ell
\end{aligned} \tag{3.60}$$

$$\frac{dI_m'}{dz} = \frac{1}{j} \kappa_m' Y_m' V_m' \tag{3.61}$$

$$\frac{dI_m''}{dz} = \frac{1}{j} \kappa_m'' Y_m'' V_m'' \tag{3.62}$$

Yukarıdaki ifadelerdeki R , Şekil 3.15’de gösterilmektedir.



Şekil - 3.15
Dielektrik süreksizlik eğrisi: Kesikli çizgi R eğrisini vermektedir

Sayısal Sonuçlar

Bu alt bölümde (3.59) – (3.62) denklemlerini kullanarak çeşitli çıkıntılı dalga kılavuzu yapıları için MATLAB’de yazılan bir bilgisayar programı aracılığı ile gerçekleştirilen hesaplamalar verilmektedir.

Akış şeması Ek E'de verilen ve arka kapağın iç yüzündeki diskette bulunan ggrr1q1.m programı, (3.59) ve (3.60) denklemlerinde gözüken integrallerden ve κ'_m ve κ''_m terimli ifadelerden oluşan akım gerilim değişkenlerinin katsayılarını bulmaktadır. Böylece V'_m, V''_m, I'_m, I''_m büyüklükleri için bir lineer cebrik denklemler sisteminin katsayıları bulunmuş olmaktadır. Eğer z ile değişimler $e^{-j\beta z}$ şeklinde varsayılırsa (2.64) – (2.67) denklemlerinin hemen sonrasında (2.69) özdeğer denklemi bulunur. Bu denklemin çözümü ile β ve V', V'' ve I', I'' bulunabilir. ggrr1q1.m programı ile bu büyüklükler dolayısı ile (2.34) denklemleri ile verilen enine alan büyüklükleri hesaplanabilmektedir. Ayrıca (2.33) denklemleri vasıtası ile E_z ve H_z değerlerine ulaşılabilir.

(2.69) denklemi ile bulunan modun bir TE_y moduna mı yoksa TM_y moduna mı karşı düştüğünü saptamak için şu yol tutulabilir: (2.34) denklemine göre alanlar hem x hem y bileşenlerini içerecektir. O halde modlar x veya y yönünde saf TM veya saf TE olamayacaktır. Öte yandan TE_y modları için esas elektrik alanı bileşeni E_x olacaktır. İşte (2.34a) da verilen enine elektrik alanının x bileşeni olan

$$E_x(\vec{r}) = \sum_i V'_i(z) \vec{e}_{ix}' + \sum_i V''_i(z) \vec{e}_{ix}'' \quad (3.63)$$

içinde $\sum_i V'_i(z) \vec{e}_{ix}'$ ve $\sum_i V''_i(z) \vec{e}_{ix}''$ terimlerinin büyük olanı modun hangi tip olduğunu belirler. Benzer şekilde $\vec{H}_x(\vec{r})$ ye de bakarak bulunan modun TE_y modu mu TM_y modu mu olduğu saptanabilir.

ggrr1q1.m programı çift simetrik TE_y ve tek simetrik TM_y modlarına ait özdeğer ve öz vektör problemini çözmektedir. Bunun nedeni (2.25) ve (2.26) denklemlerini sağlayan ϕ ve Ψ fonksiyonları olarak (2.27) ve (2.28) denklemlerinin değil de (2.21a) ve (2.22a) denklemlerinin seçilmiş olmasıdır. Gerçekten de TE_y modlarının elektrik alanı esas bileşeni E_x bileşeni düşünülürse bunun (3.63) ile verildiği bilinmektedir. Burada (3.44) ve (3.58) e dayanarak e'_{ix} ve e''_{ix} şöyle yazılır:

$$e'_{ix} = N'_i A'_i \left(-\frac{\tilde{V}'(y)}{k'_i} \right) \frac{2m\pi}{L} \cos \frac{2m\pi x}{L}$$

$$e'_{ix} = N'_i A'_i \left[-\tilde{V}'(y) \right] (j\kappa_i) \cos \frac{2m\pi x}{L}$$

TM_y modlarına ilişkin magnetik alanın esas bileşeni H_x bileşeni düşünülürse, bunun

$$H_x(\vec{r}) = \sum_i I_i(z) h'_{ix} + \sum_i I_i h'_{ix}$$

ile verildiği bilinmektedir. Burada (3.44) ve (3.58) e dayanarak h'_{ix} ve h'_{ix} şöyle yazılır:

$$h'_{ix} = N'_i A'_i \frac{\tilde{I}'(y)}{k'_i} (j\kappa_i) \sin \frac{2m\pi x}{L}$$

$$h'_{ix} = N'_i A'_i \tilde{I}'(y) \left(\frac{2m\pi}{L} \right) \sin \left(\frac{2m\pi x}{L} \right)$$

Görüldüğü gibi bu Φ ve Ψ seçimleri ile alan esas bileşenleri için x değişkenine göre TE_y modları çift simetrik ve TM_y modları tek simetrik fonksiyonlar ile verilmektedir.

ggrr1q1.m programına girilen parametreler şunlardır (Bakınız Şekil 3.11b):

- h : Çıkıntı yüksekliği,
- W : $2W_1$ çıkıntı genişliği,
- d : Dış tabaka kalınlığı,
- L : Metalik kılavuz genişliği,
- H : Metalik kılavuz yüksekliği,
- ϵ_1 : En üst ortamın dielektrik geçirgenliği,
- ϵ_2 : Çıkıntı ve dış tabaka dielektrik geçirgenliği,
- ϵ_3 : Alt tabaka dielektrik geçirgenliği ve
- $n_{\max}$: Yaklaşıklıkta kullanılan TE veya TM modu sayısının kare köküdür.

Çıktılar ise şunlardır:

$\beta_{\max}$: İncelenen problemin dominant modu propagasyon sabitinin sanal kısmı (dominant üstü modlar için de özdeğerleri büyüklük sırasına koydurarak propagasyon sabitleri elde edilebilir), alanların eş genlik eğrileri ve yine alanların üç boyutlu genlik eğrileridir. Şekillerden oluşan ve sözü edilen bu son iki çıktı yöntemimizle bulunan propagasyon sabitinin gerçek bir çıkıntılı dalga kılavuzu moduna ait olup olmadığının saptanmasında karara yol açan temel çıktılardır. Yani distorsiyonlu veya örneğin y yönünde birden fazla lob olduğunu gösteren eğriler eldeki girilmiş parametrelerin bir çıkıntılı dalga kılavuzu moduna karşı düşmediği kararının verilmesine yetmektedir.

Aşağıdaki bazı uygulamalarda elde edilen sayısal sonuçlar verilmektedir.

Şekil 3.16a'da, seri açılımda 9 TE ve 9 TM modu kullanıldığında ve parametreler için $H = 31\lambda$, $L = 8.25\lambda$, $h = 0.5\mu m$, $d = 0.5\mu m$, $w_1 = 1.5\mu m$, $\lambda = 1.15\mu m$ değerleri alındığında elektrik alanının E_x bileşeni için üç boyutlu kesit içi genlik eğrisi, ve Şekil 3.16b'de aynı koşullar için yine elektrik alanının E_x bileşeni için kesit içi eş genlik eğrileri verilmektedir.

Bu eğrilerde x boyunca görülen yan kulaklardan özfonksiyonların doğru biçimde hesaplanamadığı açıkça anlaşılmaktadır. Çıkıntılı kılavuzun x boyunca sınırlandırılması sonucu ortaya çıkan bu tip sahte çözümlere literatürde de işaret edilmiştir [37]. Bu anormalliğin ortaya çıkışı şu şekilde açıklanabilir.

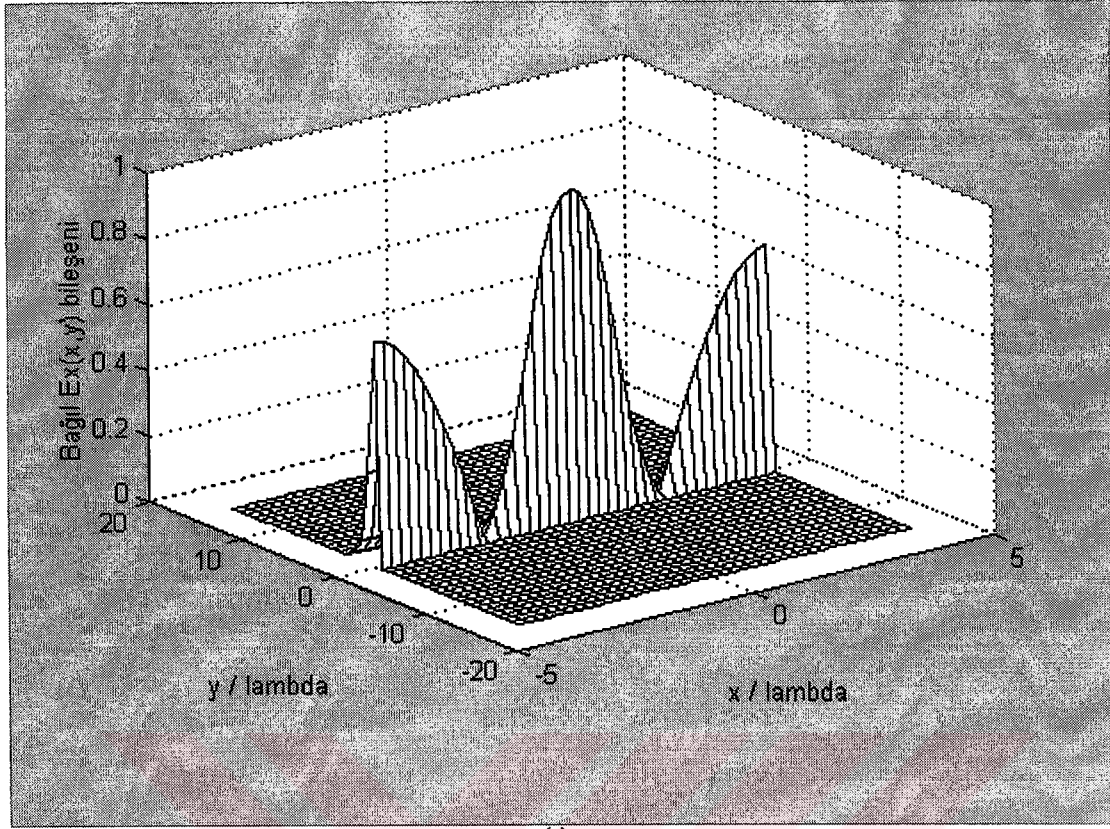
Önerilen yöntemin uygulanışı sırasında çıkıntılı kılavuzun iki boyutlu kesiti sonlu uzaklıklarda sınırlandırılmakta ve cidarlara homojen sınır koşulları uygulanmaktadır. Kılavuzun çekirdeği, gömülü kılavuzda olduğu gibi her yandan daha küçük kırılma indisine sahip dielektrik ile çevrelendiğinde, bu sınırlandırma öz fonksiyonların hesaplanmasında önemli bir probleme yol açmaz (bkz. Bölüm 3.1.2).

Fakat çıkıntılı kılavuz gibi yapılarda dalga kılavuzu kesitinin bu tarzda çevrelenmesi gerçek kılavuzlama bölgesi olan çıkıntı civarında yoğunlaşan alanların x doğrultusunda sönümsüz fonksiyonlar yardımı ile sentezini veya başka bir deyişle sonlu yapıda mevcut olan x doğrultusunda periyodiğe benzer değişim gösteren sahte çözümlerin ayıklanmasını gerektirir [37].

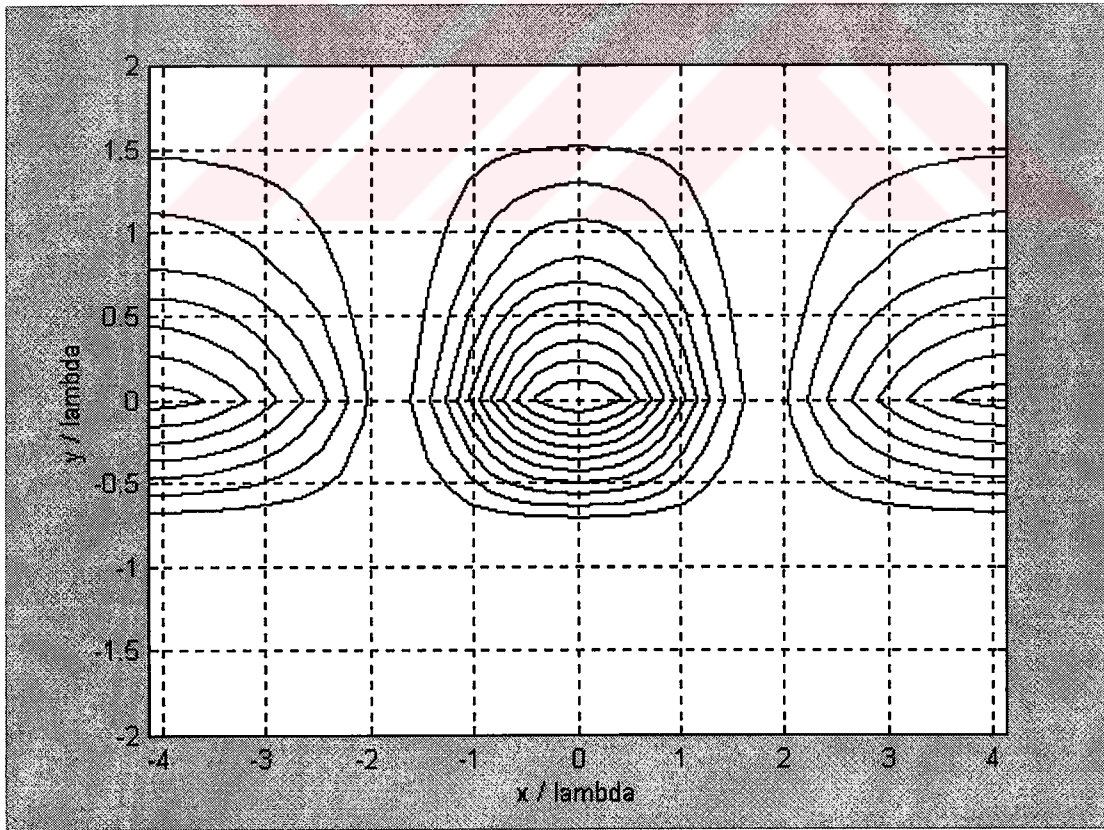
Terim sayısının artırılmasıyla özfonksiyonların doğru biçimde elde edilmesinin teorik olarak mümkün görünmesine karşın, gerekli bilgisayar kapasitesi ve zamanı ile birlikte sayısal (kesme) hataların artması nedeniyle uygulamada böyle bir iyileşme elde etmek her zaman mümkün olmamaktadır. Ancak, bu hataların daha kuvvetli kılavuzlanan modlarda bir miktar azaltılması mümkün olmaktadır (bkz. Şekil 3.18).

Şekil 3.17 ise seri açılımında 4 TE ve 4 TM modu kullanıldığında ve parametreler için $H = 20\lambda$, $L = 8\lambda$, $d = 0.5\mu m$, $w_1 = 1.5\mu m$, $\lambda = 1.15\mu m$ değerleri seçilip h'nin değerleri değiştirildiğinde propagasyon sabitinin aldığı değerleri göstermektedir.

Yukarıdaki ilk sayısal uygulamaya ilişkin parametreleri kullanarak ve açılımdaki terim sayısını değiştirerek β/k_0 normalize propagasyon sabitleri bulunmuş ve sonuçlar Tablo 3.4'de verilmiştir. Bu tabloda β_1/k_0 sütunu ϵ dielektrik geçirgenlik fonksiyonunun süreksizliklerinde ancak distribüsyon anlamında mevcut türevler (bkz. Bölüm 2.2.3) dikkate alınarak, β_2/k_0 sütunu ise bu türevler sıfıra eşitlenerek hesaplanmıştır. Görüldüğü gibi yalnızca bu türevler dikkate alındığında hesaplanan propagasyon sabiti değerleri Tablo 3.4'de verilen ve diğer yöntemler ile doğruluğu irdelenmiş değerlere yaklaşmak mümkün olmaktadır.



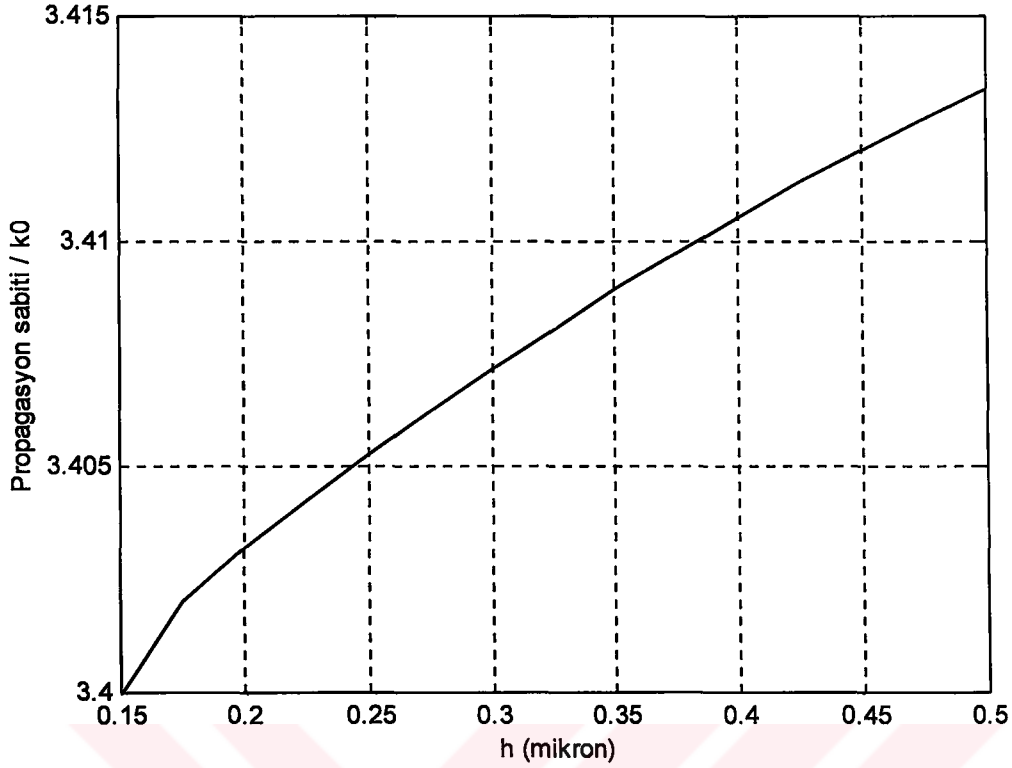
(a)



(b)

Şekil 3.16

Çıkıntılı kılavuz için dominant moda ait: E_x için (a) üç boyutlu genlik eğrisi, (b) aynı problem için kesit içi eş genlik eğrileri



Şekil 3.17
Çıkıntılı kılavuzda düşey boyuta göre birinci moda ilişkin
propagasyon sabitinin değişimi

Tablo 3.4

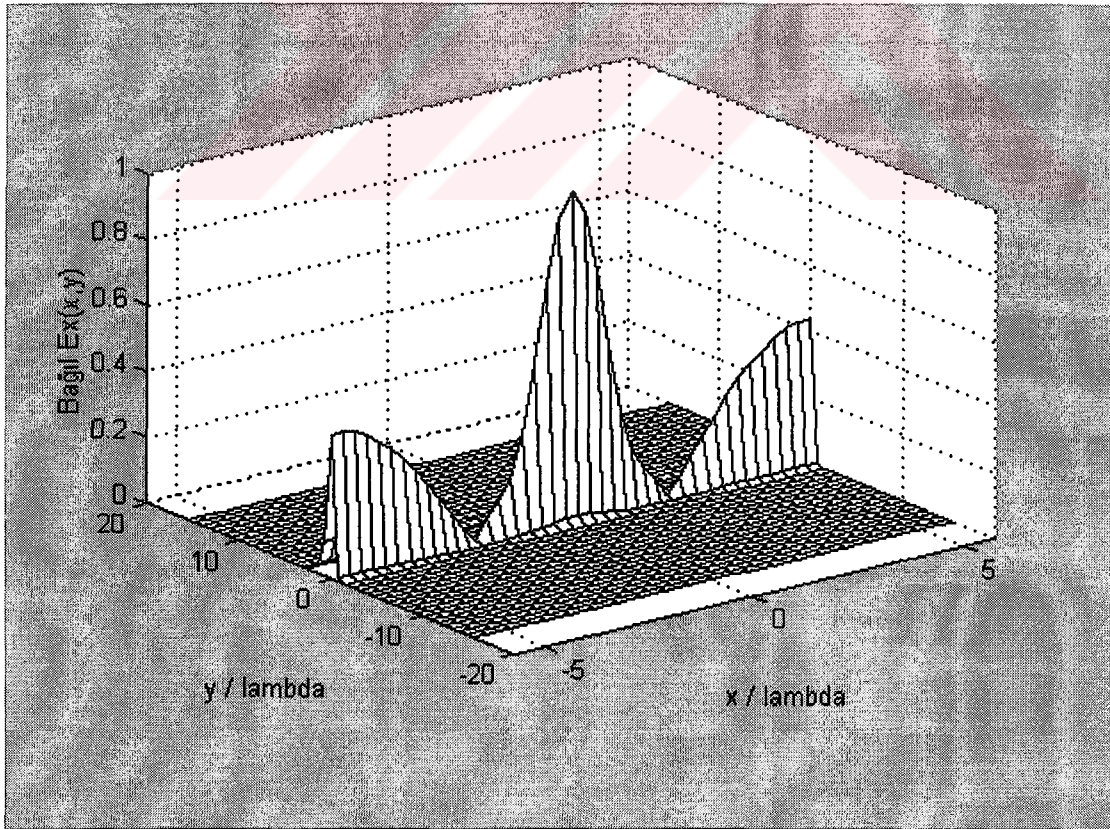
Referans problem olarak katmanlı dielektrikle dolu dalga kılavuzu alındığında açılımda kullanılan mod sayısına bağlı olarak dominant mod propagasyon sabiti β_1/k_0 : ϵ geçirgenlik fonksiyonunun süreksizliklerinde distribüsyon anlamında mevcut türevler dikkate alındığında, β_2/k_0 : dikkate alınmadığında. Parametreler: $H = 31\lambda$, $L = 8.25\lambda$, $d = h = 0.5\mu m$, $w = 3\mu m$, $n_1 = 1.0$, $n_2 = 3.44$, $n_3 = 3.4$

N^*	β_1/k_0	β_2/k_0
1	3.4126	3.4074
2	3.4127	3.4090
3	3.4129	3.4095
4	3.4130	3.4097
5	3.4130	3.4097
6	3.4130	3.4097
7	3.4131	3.4097
8	3.4131	3.4098

* Açılımda kullanılan mod sayısı $N^2 \times TE + N^2 \times TM$ dir.

Görüldüğü gibi boş kılavuz referans problemine göre yakınsama hızı çok artmıştır. Tablo 3.3a ile karşılaştırılırsa belli bir doğruluk için kullanılması gereken mod sayısı yaklaşık iki merteye kadar azalmaktadır.

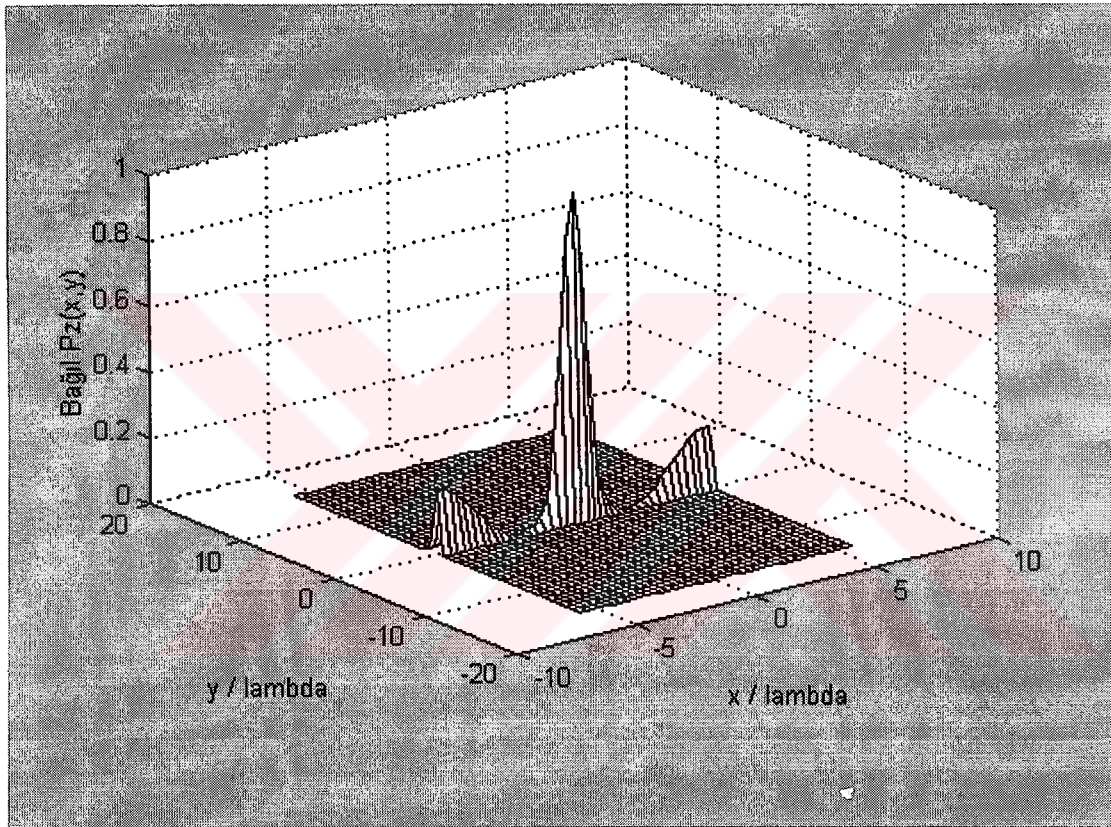
Bu problem için literatürde verilen en doğru β değeri Tablo 3.3b’de Yarı Vektörel Sonlu Farklar (YVSF) yöntemi ile elde edilmiş olan 3.4131 değeridir. İlk referans problem ele alındığında $2 \times 28^2 = 1568$ mod ile bu değere yakınsama mümkün olmamıştır (bkz. Tablo 3.3a). Burada ise yalnızca $2 \times 7^2 = 98$ modla sonuçların bu değere yakınsadığı görülmektedir. Yukarıdaki iki sayısal uygulamada ele alınan çıkıntılı kılavuzun yapısı $d = h = 0.5\mu\text{m}$, $w_1 = 1.5\mu\text{m}$, $\lambda = 1.15\mu\text{m}$, $n_1 = 1.0$, $n_2 = 3.44$, $n_3 = 3.4$ olarak belirlenmişti. Eğer yapı daha kuvvetli kılavuzlanmış bir mod elde edecek şekilde değiştirilirse, örneğin $d = 0.2\mu\text{m}$, $h = 0.8\mu\text{m}$ olarak belirlenirse bu durumda E_x in kesit içi üç boyutlu genlik eğrileri Şekil 3.17’de verilmektedir. Dikkat edilirse bu halde $h = d = 0.5\mu\text{m}$ örneğine kıyasla merkezi maksimum iki yanındaki maksimumların daha ufak olduğu, yani özfonksiyonun daha doğru hesaplandığı görülebilir. (Bu uygulamada $H = 31\lambda$, $L = 11.4\lambda$, $n_{\text{max}} = 9$.)



Şekil 3.18
Kuvvetli kılavuzlanmış modda E_x için kesit içi genlik eğrileri

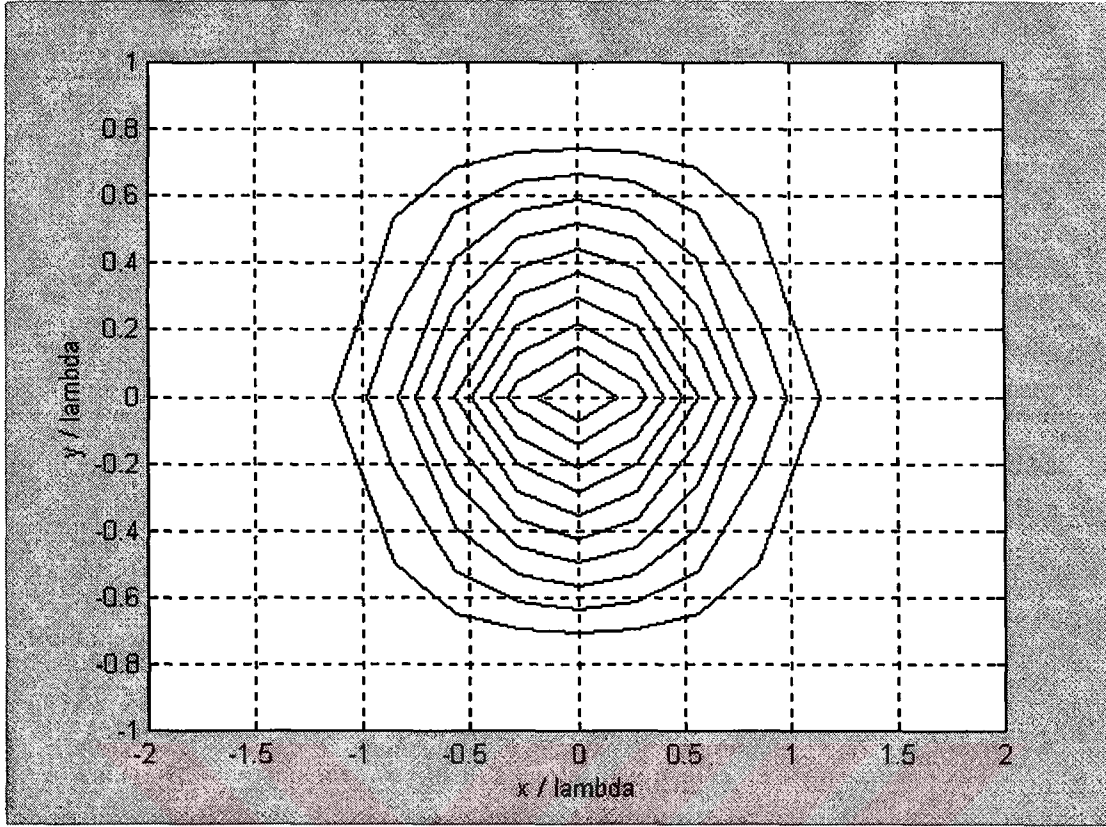
Şekil 3.18’de alanın E_x bileşeninin çizdirilmiş olmasının nedeni bu bileşenin E_y ve E_z bileşenlerinden en az bir merteye daha büyük bir genliğe sahip olmasıdır.

Şekil 3.19 ise bu kuvvetli kılavuzlanmış mod için $\vec{P} = \frac{1}{2} \vec{E} \times \vec{H}^*$ ifadesi ile verilen Poynting vektörünün z bileşeninin (P_z) genlik eğrilerini vermektedir. Poynting vektörünün sadece z bileşeninin çizilmesinin nedeni ise bu bileşenin diğerlerinden en az iki merteye daha büyük olmasıdır.



Şekil 3.19
Kuvvetli kılavuzlanmış modda P_z için kesit içi genlik eğrileri

Görüldüğü gibi dominant mod için çizdirilen P_z eğrisi bu modun bir çıkıntılı kılavuz moduna karşı düştüğünü göstermektedir. Çünkü merkezi maksimumun iki yanındaki maksimumlar oldukça küçüktür. Hatta P_z eğrisi, E_x eğrisine kıyasla çıkıntılı kılavuz moduna karşı düşen merkezi maksimumu daha lokalize olarak vermekte ve bu nedenle bu modun bir çıkıntılı kılavuz moduna karşı düştüğünü daha belirgin olarak göstermektedir. Şekil 3.20 ise, Şekil 3.19 daki koşullarda P_z için eş genlik eğrilerini vermektedir.



Şekil 3.20

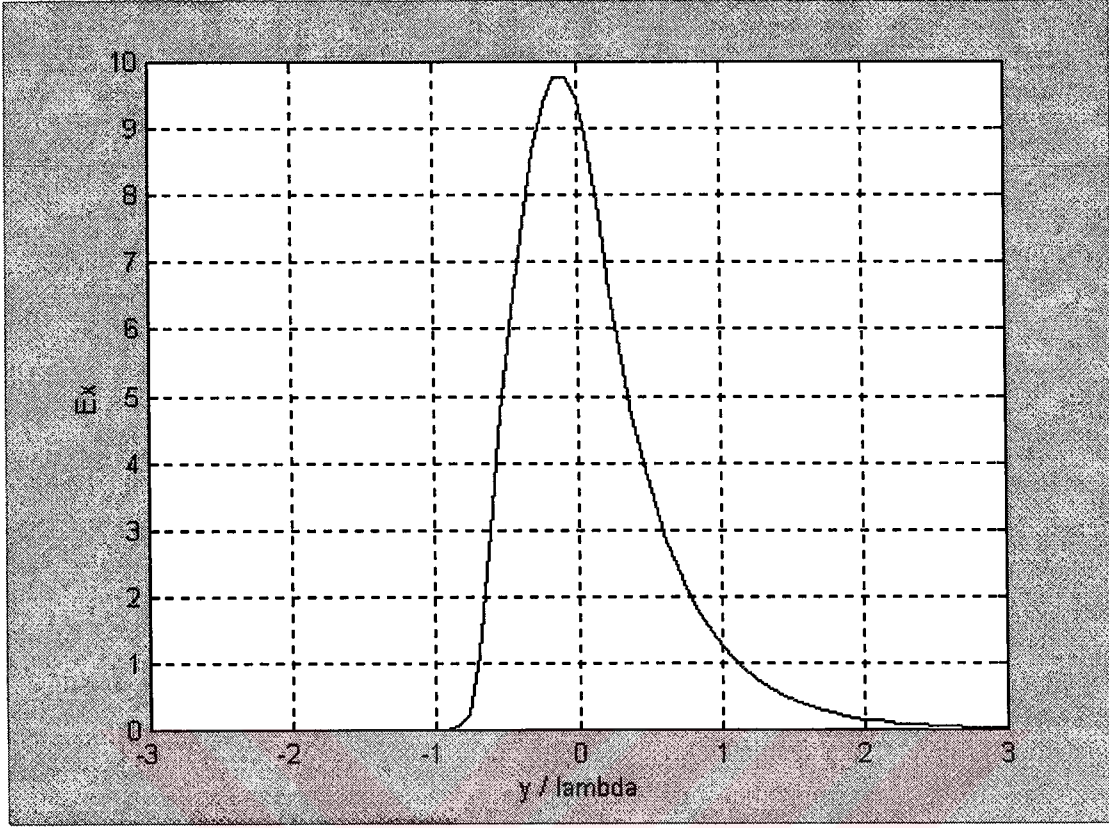
$h = 4d = 0.8\mu\text{m}$ olan yapının dominant modunun P_z için kesit içi eş genlik eğrileri

Kesit içi eş genlik eğrilerinde gözlenebilen kırık çizgiler, kesit içi hesap noktası sayısını artırarak daha gerçekçi olan kırık olmayan çizgilere dönüştürülebilir.

İletilen çıkıntılı kılavuz modu sayısı bir olduğunda bu modda dominant elektrik alanı bileşeni E_x , P_z nin dominant bileşeni $E_x H_y$ olup, çıkıntılı kılavuz modunda çıkıntı bölgesi ($2w, d+h$) içinde alan x ve y de periyodik (duran dalga tipi) değişen bunun dışında (üstel karakterde) sönüm gösteren özellik taşır.

Ele alınan örneğe ilişkin parametreler kullanıldığında çıkıntılı kılavuz modu alanının y doğrultusundaki değişimi makul sayıda terim içeren bir açılım ile doğru biçimde elde edilebilir.

Şekil 3.21’de beklendiği gibi E_x alan bileşeninin dielektirik süreksizliklerini geçişte (teğetsel bileşen) sürekli olduğu ve hava bölgesinde daha hızlı sönen asimetric değişim gösterdiği görülmektedir.



Şekil 3.21
Kuvvetli kılavuzlanmış mod için E_x in $x = 0$ daki y ile değişimi
($n_{\max} = 9$, $H = 31\lambda$, $L = 11.4\lambda$)

Alanın x doğrultusundaki değişiminin elde edilmesi ise hayli problemlidir. Referans olarak seçilen tabakalı kılavuz probleminin öz çözümleri bu doğrultuda periyodik salınımlı değişimler verdiğinden bu çözümler yardımıyla x boyunca çıkıntı bölgesi dışında sönen çıkıntılı kılavuz modu değişiminin elde edilmesi için açılımda çok fazla modun kullanılması gerekir ve bu yakınsama güçlüğü hesap zamanının çok artması dışında nümerik hataların birikimi gibi problemleri de beraberinde getirir. Makul sayıda terim kullanarak elde edilen değişimlere tipik bir örnek Şekil 3.19 da gösterilmiştir. x boyunca değişimde rib modunu belirleyen ana lobun dışında görülen yan loblar sahte çözümlerin getirdiği etkilerdir. Güç yoğunluğunun ana lob civarındaki lokalize değişimi şekilde verilen eş genlik grafiğinde daha iyi görülmektedir. Güç yoğunluğunun y boyunca yaklaşık simetrik değişimi bu modun oldukça iyi kılavuzlanmış olmasının bir sonucudur. Şekilden açıkça belli olmamakla beraber güç yoğunluğu hava bölgesinde biraz daha hızlı biçimde azalmaktadır.

4. SONUÇLAR VE TARTIŞMA

Bu çalışmada üniform dalga kılavuzlarında modal çözümlerin belirlenmesi amacıyla geliştirilmiş olan bir yöntem verilmiş ve bu yöntem yardımıyla integre-optik devrelerde kullanılan tipten birkaç açık dalga kılavuzunda özdeğerlerin ve öz çözümlerin nasıl elde edilebileceği gösterilmiştir. Yöntemin uygulanmasında ilk adım çözümleri analitik olarak elde edilebilen kapalı bir dalga kılavuzunun “referans problem” olarak ele alınmasıdır. Tezde dikdörtgen kesitli iletken cidarlı dalga kılavuzu yardımıyla tanımlanan iki farklı referans problem göz önüne alınmıştır. Bunlardan birincisinde dalga kılavuzu homojen bir şekilde dielektrikle dolu iken, ikincisinde bir kesit doğrultusu boyunca dielektrik tabakalarla yüklenmiş homojen olmayan bir yapı söz konusudur. Referans problemle aynı kesit geometrisine sahip, ancak ortam parametrelerinin kesit içinde herhangi bir biçimde değişimi ile tanımlanan bir dalga kılavuzu problemi ele alınsın. Bu şekilde tanımlanan dalga kılavuzu tezde “incelenen problem” olarak adlandırılmıştır. Yöntemin ikinci adımı, incelenen probleme ilişkin bilinmeyen modal özdeğerlerin ve öz çözümlerin referans problemin bilinen çözümleri yardımıyla kurulan transmisyon hattı eşdeğerlikleri kullanılarak elde edilmesidir.

Diğer taraftan açık üniform dielektrik dalga kılavuzlarının iyi iletilen yüzey modlarına ait propagasyon sabitleri de referans problem olarak bu dalga kılavuzlarını yeterince uzaktan çevreleyen bir ideal iletken ekrana sahip kapalı dalga kılavuzlarının göz önüne alınmasıyla yaklaşık olarak bulunabilir. Homojen dielektrikli dikdörtgen dalga kılavuzlarından hareketle kurulan transmisyon hattı eşdeğerlikleri yardımıyla üniform optik dalga kılavuzlarında modal çözümlerin elde edilmesi daha önce araştırmacılar tarafından da [39] ele alınmış olan bir yaklaşımdır. Kesiti tabakalı dielektrikle yüklü dikdörtgen dalga kılavuzlarından hareketle kurulan transmisyon hattı eşdeğerlikleri ise literatürde mevcut olmayıp bu tezin özgün bir yanını oluşturmaktadır.

Çeşitli geometriler, anizotropik ve homojen olmayan malzemelerden oluşan optik kılavuzların çözümü için homojen ve izotropik bir dalga kılavuzunu referans problem olarak almanın ve izotropik fakat homojen olmayan malzemelerden oluşan kılavuzların çözümü için ise homojen olmayan ve izotropik bir dalga kılavuzunu referans problem olarak almanın yeterli olduğu görülmüştür. Bu ikinci halde referans problemin incelenen probleme yakınlığı yakınsama hızını artırmaktadır. Anlaşılmaktadır ki, burada ikinci yaklaşım, incelenen problem, katmanlı dielektrik ile yüklü yapıdan az farklı kesite sahip olduğu zaman seçilmelidir.

Tezde yukarıda belirtilen yöntemlerle kurulan transmisyon hattı eşdeğerlikleri ile çeşitli yapılardaki integre optik dalga kılavuzlarında yaklaşık çözümlerin belirlenmesi incelenmiştir. Tezde örnek olarak incelenen optik film gömülü ve çıkıntılı optik dalga kılavuzları için referans problem olarak homojen kesitli dalga kılavuzu alındığında elde edilen sonuçların bu dalga kılavuzları için başka yöntemlerle elde edilen propagasyon sabitlerine çok iyi bir yaklaşıklık sağladığı görülmüştür. Bölüm 3 Tablo 3.3 ve Tablo 3.4 gösteriliminde kullanılan terim sayısına bağlı olarak verilmiş olan özdeğerlerin elde edilmesi için gerekli bilgisayar zamanları 400 MHz Celeron işlemcili bir kişisel bilgisayar için Tablo 4.1’de verilmiştir. Bu tablodan görüldüğü gibi referans problem olarak homojen olmayan kesitli dalga kılavuzu alındığında bilgisayar işlem süresi çok daha kısa olmaktadır.

Tablo 4.1
Bölüm 3 Tablo 3.3 ve Tablo 3.4’de verilen sonuçların elde edilmesi için gerekli bilgisayar zamanları

Referans problem homojen kesitli		Referans problem homojen olmayan kesitli	
$n_{\max}$	Zaman (saniye)	$n_{\max}$	Zaman (saniye)
12	44	1	9
13	62	2	14
14	92	3	19
15	126	4	25
16	325	5	33
17	232	6	44
20	873	7	58
25	3110	8	81

Tezde elde edilen sonuçlar tabakalı dielektrikli referans problem yardımıyla geliştirilen yöntemin integre optik sistemler açısından önem taşıyan bir çok dalga kılavuzu probleminde iyi kılavuzlanmış modlara ilişkin çözümlerin çok iyi bir doğrulukla ve hızlı bir biçimde hesaplanabileceğini kanıtlamaktadır.

Çeşitli tipten optik dalga kılavuzlarının incelenmesi ve bunlar yardımıyla gerçekleştirilen kuplör, güç bölücü, vb. devrelerin modellenmesi halen çok güncel bir araştırma alanı niteliğindedir [41-45].

Bu çalışmada varılan noktadan sonra tezde elde edilen bulguların bu tip problemlere uygulanması ele alınacak problemler arasında tezin doğal bir uzantısı olarak görülmektedir. Diğer bir olası uygulama alanı ise, dielektrik yüklü dikdörtgen dalga kılavuzunda kompleks ve geriye doğru dalga iletim koşullarının incelenmesidir [38].



KAYNAKLAR

- [1] **Stratton, J. A.**, 1961. *Electromagnetic Theory*, McGraw-Hill Book Co.
- [2] **Felsen, L. B. ve Marcuvitz, N.**, 1973. *Radiation and Scattering of Waves*, Prentice-Hall.
- [3] **Schelkunoff, S. A.**, 1943. *Electromagnetic Waves*, Van Nostrand.
- [4] **Collin, R. E.**, 1960. *Field Theory of Guided Waves*, McGraw-Hill Book Co.
- [5] **Harrington, R. F.**, 1961. *Time-Harmonic Electromagnetic Fields*, McGraw-Hill Book Co.
- [6] **Jones, D. S.**, 1995. *Methods of Electromagnetic Wave Propagation*, Oxford Univ. Press.
- [7] **Balanis, C. A.**, 1989. *Advanced Engineering Electromagnetics*, John Wiley.
- [8] **Saad, S. M.**, October 1985. *Review of Numerical Methods For the Analysis of Arbitrarily-Shaped Microwave and Optical Dielectric Waveguides*, IEEE Trans. MTT, Vol. MTT-33, pp. 894-899.
- [9] **Itoh, T. ed.**, 1989. *Numerical Techniques for Microwave and Millimeter-Wave Passive Structures*, John Wiley.
- [10] **Kunz, K. S. ve Luebber, R. S.**, 1993. *The Finite Difference Time-Domain Method for Electromagnetics*, CRC Press.
- [11] **Harrington, R. F.**, 1968. *Field Computation by Moment Methods*, MacMillan.
- [12] **Love, J. D. ve Hussey, C. D.**, *Variational Approximations For Modes of Weakly Guiding Fibres*, Opt. Quantum Elect., 16.

- [13] **Rahman, B. M. A. ve Davies, J. B.**, Jan. 1984. *Finite-Element Analysis of Optical and Microwave Waveguide Problems*, IEEE Trans. MTT, Vol. 32, No. 1, pp. 20-28.
- [14] **Angkaew, T. et. al.**, Feb. 1987. *Finite-Element Analysis of Waveguide Modes: A Novel Approach That Eliminates Spurious Modes*, IEEE Trans. MTT, Vol. 35, No. 2, pp. 117-123.
- [15] **Yoneta, S. et. al.**, Nov. 1999. *Combination of Beam Propagation Method and Finite-Element Method For Optical Beam Propagation Analysis*, IEEE Journ. Of Lightwave Tech., Vol. 17, No. 11, pp. 2398-2405.
- [16] **Snyder, A. W. ve Love, J. D.**, 1983. *Optical Waveguide Theory*, Chapman and Hall.
- [17] **Adams, M. J.**, 1981. *An Introduction to Optical Waveguides*, John Wiley.
- [18] **Koshiba, M.**, 1992. *Optical Waveguide Analysis*, McGraw-Hill Book Co.
- [19] **Marcatili, E. A. J.**, September 1969. *Dielectric Rectangular Waveguide and Directional Coupler for Integrated Optics*, Bell System Technical Journal.
- [20] **Goell, J. E.**, September 1969. *A Circular-Harmonic Computer Analysis of Rectangular Dielectric Waveguides*, Bell System Technical Journal.
- [21] **Robson, P. N. ve Kendall, P. C.**, 1990. *Rib Waveguide Theory by the Spectral Index Method*, John Wiley.
- [22] **Garces, I. et. al.**, May 1996. *Analysis of Leakage Properties and Guiding Conditions of Rib Antiresonant Reflecting Optical Waveguides*, IEEE Journ. Lightwave Tech., Vol. 14, No. 5, pp. 798-805.
- [23] **Soref, R. A. et. al.**, Aug. 1991. *Large Single-Mode Rib Waveguides in GeSi-Si and Si-on-SiO₂*, IEEE Journ. Quantum Electr., Vol. 27, No. 8, pp. 1971-1974.
- [24] **Chiang, K. S. et. al.**, April 1999. *Effective-Index Method With Built – In Perturbation Correction for the Vector Modes of Rectangular – Core Optical Waveguides*, IEEE Journ. Lightwave Tech., Vol. 17, No. 4, pp. 716-722.

- [25] **W. Huang ve H. A. Haus**, Jan. 1991. *A Simple Variational Approach to Optical Rib Waveguides*, IEEE Journ. Lightwave Tech., Vol. 9, No. 1, pp. 56-64.
- [26] **Rahman, B. M. A. ve Davies, J. B.**, 1985. *Vector-H Finite Element Solution of GaAs/GaAlAs Rib Waveguides*, IEEE Proc. J., 132, pp. 349-353.
- [27] **Stern, M. S.**, 1988. *Semi-Vectorial Polarized Finite Difference Method For Optical Waveguides With Arbitrary Index Profiles*, IEEE Proc. J., 135, pp. 56-63.
- [28] **Henry, C. H. ve Verbeek, B. H.**, Feb. 1989. *Solution of the Scalar Wave Equation for Arbitrarily Shaped Dielectric Waveguides by Two-Dimensional Fourier Analysis*, IEEE Journ. Lightwave Tech., Vol. 7, No. 2, pp. 308-313.
- [29] **Munowitz, M. ve Vezzetti, D. J.**, June 1990. *Application of the Fourier-Grid Method to Guided-Wave Problems*, IEEE Journ. Lightwave Tech., Vol. 8, No. 6, pp. 889-893.
- [30] **Vezzetti, D. J. ve Munowitz M.**, Aug. 1990. *Analysis of Rib Waveguides by Matrix Methods*, IEEE Journ. Lightwave Tech., Vol. 8, No. 8, pp. 1228-1234.
- [31] **Munowitz, M. ve Vezzetti, D. J.**, April 1992. *Mode Structure and Lateral Confinement in Strip-Loaded Optical Waveguides*, IEEE Journ. Lightwave Tech., Vol. 10, No. 4, pp. 426-431.
- [32] **Dağlı, N ve Fonstad, C. G.**, April 1985. *Analysis of Rib Dielectric Waveguides*, IEEE Journ. Quantum Electr., Vol. 21, No. 4, pp. 314-321.
- [33] **Koshiba, M. ve Suzuki, M.**, June 1986. *Vectorial Wave Analysis of Dielectric Waveguides for Optical-Integrated Circuits Using Equivalent Network Approach*, IEEE Journ. Lightwave Tech., Vol. 4, No. 6, 656-664.
- [34] **Dağlı, N. ve Fonstad, C. G.**, Aug. 1986. *Microwave Equivalent Circuit Representation of Rectangular Dielectric Waveguides*, App. Phys. Lett., Vol. 49, No. 6, pp. 308-310.
- [35] **Dağlı, N.**, Jan. 1990. *Equivalent Circuit Representation of Open Guided-Wave Structures*, IEEE Journ., Quantum Electr., Vol. 26, No. 1, pp. 98-108.

- [36] **Schelkunoff, S. A.**, July 1952. *Generalized Telegraphist's Equations for Waveguides*, Bell System Tech. Journ., pp. 785-801.
- [37] **Hord, W. E. and Rosenbaum, F. J.**, April 1968. *Approximation Technique for Dielectric Loaded Waveguides*, IEEE Trans. MTT, Vol. MTT-16, No. 4, pp. 228-233.
- [38] **Noble, D.**, 1971. *Circuit Properties of Dispersive Coupled Transmission Lines and Waveguides*, Ph. D. Dissertation, Sch. Elec. Eng., Cornell Univ., Ithaca, N. Y.
- [39] **Ogusu, K.**, Nov. 1977. *Numerical Analysis of the Rectangular Dielectric Waveguide and its Modifications*, IEEE Trans. MTT, Vol. MTT 25, No. 11, pp. 874-885.
- [40] **Arsac, J.**, 1966. *Fourier Transforms and the Theory of Distributions*, Prentice-Hall Inc.
- [41] **Forastiere, M. A. ve Righini, G. C.**, Feb. 1999. *Scalar Analysis of General Dielectric Waveguides by Fourier Decomposition and Lanczos Reduction*, IEEE Journ. Lightwave Tech., Vol. 17, No. 2, pp. 362-368.
- [42] **Shen, G., Chen, Y. ve Mittra, R.**, March 1999. *A Nonuniform FDTD Technique For Efficient Analysis of Propagation Characteristics of Optical-Fiber Waveguides*, IEEE Trans. MTT, Vol. 47, No. 3, pp. 345-349.
- [43] **Chiang, K. S., Kwan, C. H. ve Lo, K. M.**, April 1999. *Effective-Index Method With Built-in Perturbation Correction For The Vector Modes of Rectangular-Core Optical Waveguides*, IEEE Journ. Lightwave Tech., Vol. 17, No. 4, pp. 716-722.
- [44] **Tsuji, Y., Koshiba, M. ve Takimoto, N.**, April 1999. *Finite Element Beam Propagation method for Anisotropic Optical Waveguides*, IEEE Journ. Lightwave Tech., Vol. 17, No. 4, pp. 723-728.
- [45] **Garces, I., Subias, J. ve Alonso, R.**, Sept. 1999. *Analysis of The modal Solutions of Rib Antiresonant Reflecting Optical Waveguides*, IEEE Journ. Lightwave Tech., Vol. 17, No. 9, pp. 1566-1574.
- [46] **Scarmozzino, R., Gopinath, A., Pregla, R. ve Helfert, S.**, Jan.-Feb. 2000. *Numerical Techniques for Modeling Guided-Wave Photonic Device*, IEEE Journ. Selected Topics in Quantum Electron., Vol. 6, No. 1, pp. 150-162.

EK A

HOMOJEN DALGA KILAVUZUNUN ÖZ FONKSİYONLARINI KULLANARAK TRANSMİSYON HATTI DENKLEMLERİNİN BULUNMASI

Bölüm 2.1’de belirtildiği gibi (2.10b) denklemi $\vec{h}_m$ ve $\vec{h}_m$ ile ayrı ayrı skaler çarpılıp kesit üzerinde integre edilirse iki transmisyon hattı denklemi elde edilir. (2.10a) denkleminin T_m ile çarpılıp kesit üzerinde integrasyonu ile bir transmisyon hattı denklemi daha elde edilir. Benzer düşünceler ve işlemler (2.9a) ve (2.9b) denklemlerine uygulanırsa üç adet daha transmisyon hattı denklemi bulunur. Böylece toplam altı adete ulaşır. Şimdi bu denklemler elde edilsin. Önce (2.10b), $\vec{h}_m$ ile skaler çarpılsın ve sonuç dalga kılavuzunun C ile kapanan S kesidi üzerinde integre edilsin.

$$\iint_S \vec{h}_m \cdot \{ \nabla_i \times \vec{u}_i E_i \} dS + \iint_S \vec{u}_i \times \frac{\partial}{\partial z} E_i \cdot \vec{h}_m dS = -j\omega \iint_S \vec{h}_m \cdot \vec{B}_i dS \quad (A.1)$$

$\vec{h}_m = \vec{u}_i \times \nabla_i T_m$ tanım bağıntısını kullanarak (A.1) in sol tarafındaki ilk terim ele alınsın. Bilindiği gibi

$$\nabla_i \times \vec{u}_i E_i = \frac{\partial E_i}{\partial v} \vec{e}_u - \frac{\partial E_i}{\partial u} \vec{e}_v \quad (A.2)$$

ve

$$\vec{u}_i \times \nabla_i T_m = \vec{u}_i \times \left(\frac{\partial T_m}{\partial u} \vec{e}_v + \frac{\partial T_m}{\partial v} \vec{e}_u \right) = \frac{\partial T_m}{\partial u} \vec{e}_v - \frac{\partial T_m}{\partial v} \vec{e}_u \quad (A.3)$$

olup burada $\vec{e}_u$ ve $\vec{e}_v$, uvz dik koordinat sisteminde kesit içi ve u ve v eksenleri boyunca birim vektörlerdir. e_1 ve e_2 ise u ve v koordinatlarına ait metrik çarpanlardır. O halde,

$$(\nabla_i \times \vec{u}_i E_i) \times (\vec{u}_i \times \nabla_i T_m) = -\frac{\partial T_m}{\partial v} \left(\frac{\partial E_i}{\partial v} \right) - \frac{\partial T_m}{\partial u} \left(\frac{\partial E_i}{\partial u} \right) \quad (A.4)$$

Burada E_z 'yi (2.7a) daki açılım biçiminde yazalım ve sonra kesit üzerinde integral alalım.

$$\begin{aligned}
\iint_S (\nabla_i \times \vec{u}_z E_z) (\vec{u}_z \times \nabla_i T'_m) dS &= - \iint_S \frac{\partial T'_m}{e_2 \partial v} \left(\sum_n V_{z,n}(z) \chi'_n \frac{\partial T'_n}{e_2 \partial v} \right) dS \\
&\quad - \iint_S \frac{\partial T'_m}{e_1 \partial u} \left(\sum_n V_{z,n}(z) \chi'_n \frac{\partial T'_n}{e_1 \partial u} \right) dS \\
&= - \iint_S \sum_n V_{z,n}(z) \left(\frac{\partial T'_m}{e_2 \partial v} \frac{\partial T'_n}{e_2 \partial v} + \frac{\partial T'_m}{e_1 \partial u} \frac{\partial T'_n}{e_1 \partial u} \right) \chi'_n dS
\end{aligned} \tag{A.5}$$

Halbuki (2.3) yardımıyla,

$$\frac{\partial T'_m}{e_2 \partial v} \frac{\partial T'_n}{e_2 \partial v} + \frac{\partial T'_m}{e_1 \partial u} \frac{\partial T'_n}{e_1 \partial u} = (\nabla_i T'_m) \cdot (\nabla_i T'_n) = \vec{e}_m \cdot \vec{e}_n \tag{A.6}$$

yazılabileceğinden, (2.4) kullanılarak,

$$\iint_S (\nabla_i \times \vec{u}_z E_z) (\vec{u}_z \times \nabla_i T'_m) dS = - \iint_S \sum_n V_{z,n}(z) \chi'_n \vec{e}_m \cdot \vec{e}_n dS = - \chi'_m V_{z,m}(z) \tag{A.7}$$

elde edilir. (A.1) in sol tarafındaki ilk terim belirlenmiş oldu. Bu kez (A.1) in sol tarafındaki ikinci terim ele alınsın.

$$\vec{u}_z \times \frac{\partial \vec{E}_i}{\partial z} = \vec{u}_z \times \left(\frac{\partial E_u}{\partial z} \vec{e}_u + \frac{\partial E_v}{\partial z} \vec{e}_v \right)$$

Bu terim $\vec{u}_z \times \nabla_i T'_m$ ile skaler çarpılırsa (A.3) eşitliği kullanılarak şu sonuç elde edilir:

$$\begin{aligned}
\left(\vec{u}_z \times \frac{\partial \vec{E}_i}{\partial z} \right) \cdot (\vec{u}_z \times \nabla_i T'_m) &= \left(\frac{\partial E_u}{\partial z} \vec{e}_v - \frac{\partial E_v}{\partial z} \vec{e}_u \right) \cdot \left(\frac{\partial T'_m}{e_1 \partial u} \vec{e}_v - \frac{\partial T'_m}{e_2 \partial v} \vec{e}_u \right) \\
&= \frac{\partial T'_m}{e_1 \partial u} \frac{\partial E_u}{\partial z} + \frac{\partial T'_m}{e_2 \partial v} \frac{\partial E_v}{\partial z}
\end{aligned} \tag{A.8}$$

Burada önce $\frac{\partial E_u}{\partial z}$ ve $\frac{\partial E_v}{\partial z}$ yi bulalım. (2.6a) dan dolayı,

$$\vec{E}_i = E_u \vec{e}_u + E_v \vec{e}_v = \sum_n V'_n \vec{e}'_n + \sum_n V''_n \vec{e}''_n = \sum_n V'_n \nabla_i T'_n + \sum_n V''_n (\nabla_i T''_n \times \vec{u}_z) \tag{A.9}$$

veya

$$\begin{aligned}\vec{E}_t &= \sum_n V_n' \left(\frac{\partial T_n'}{e_1 \partial u} \vec{e}_u + \frac{\partial T_n'}{e_2 \partial v} \vec{e}_v \right) + \sum_n V_n' \left[\frac{\partial T_n'}{e_1 \partial u} (-\vec{e}_v) + \frac{\partial T_n'}{e_2 \partial v} \vec{e}_u \right] \\ &= \left(\sum_n V_n' \frac{\partial T_n'}{e_1 \partial u} + \sum_n V_n' \frac{\partial T_n'}{e_2 \partial v} \right) \vec{e}_u + \left(\sum_n V_n' \frac{\partial T_n'}{e_2 \partial v} - \sum_n V_n' \frac{\partial T_n'}{e_1 \partial u} \right) \vec{e}_v\end{aligned}\quad (\text{A.10})$$

O halde,

$$\frac{\partial E_u}{\partial z} = \sum_n \frac{\partial V_n'}{\partial z} \frac{\partial T_n'}{e_1 \partial u} + \sum_n \frac{\partial V_n'}{\partial z} \frac{\partial T_n'}{e_2 \partial v} \quad (\text{A.11})$$

$$\frac{\partial E_v}{\partial z} = \sum_n \frac{\partial V_n'}{\partial z} \frac{\partial T_n'}{e_2 \partial v} - \sum_n \frac{\partial V_n'}{\partial z} \frac{\partial T_n'}{e_1 \partial u} \quad (\text{A.12})$$

Şimdi (A.11) ve (A.12) yi (A.8) de yerine koyup çıkan ifade kesit üzerinde integre edilsin:

$$\begin{aligned}\iint_s \left(\vec{u}_z \times \frac{\partial \vec{E}_t}{\partial z} \right) \cdot (\vec{u}_z \times \nabla_t T_m') dS &= \iint_s \left(\frac{\partial T_m'}{e_1 \partial u} \frac{\partial E_u}{\partial z} + \frac{\partial T_m'}{e_2 \partial v} \frac{\partial E_v}{\partial z} \right) dS \\ &= \iint_s \frac{\partial T_m'}{e_1 \partial u} \left(\sum_n \frac{dV_n'}{dz} \frac{\partial T_n'}{e_1 \partial u} + \sum_n \frac{dV_n'}{dz} \frac{\partial T_n'}{e_2 \partial v} \right) dS \\ &\quad + \iint_s \frac{\partial T_m'}{e_2 \partial v} \left(\sum_n \frac{dV_n'}{dz} \frac{\partial T_n'}{e_2 \partial v} - \sum_n \frac{dV_n'}{dz} \frac{\partial T_n'}{e_1 \partial u} \right) dS\end{aligned}\quad (\text{A.13})$$

Terimlerin sırası yeniden düzenlenirse;

$$\begin{aligned}\iint_s \left(\vec{u}_z \times \frac{\partial \vec{E}_t}{\partial z} \right) \cdot (\vec{u}_z \times \nabla_t T_m') dS &= \iint_s \left[\sum_n \frac{dV_n'}{dz} \left(\frac{\partial T_n'}{e_1 \partial u} \frac{\partial T_m'}{e_1 \partial u} + \frac{\partial T_n'}{e_2 \partial v} \frac{\partial T_m'}{e_2 \partial v} \right) \right] dS \\ &\quad + \iint_s \left[\sum_n \frac{dV_n'}{dz} \left(\frac{\partial T_n'}{e_2 \partial v} \frac{\partial T_m'}{e_1 \partial u} - \frac{\partial T_n'}{e_1 \partial u} \frac{\partial T_m'}{e_2 \partial v} \right) \right] dS\end{aligned}\quad (\text{A.14})$$

Burada tanım gereğince,

$$\frac{\partial T_n'}{e_1 \partial u} \times \frac{\partial T_m'}{e_1 \partial u} + \frac{\partial T_n'}{e_2 \partial v} \times \frac{\partial T_m'}{e_2 \partial v} = (\nabla_t T_n') \cdot (\nabla_t T_m') = \vec{e}_n' \cdot \vec{e}_m' \quad (\text{A.15})$$

$$\frac{\partial T'_n}{e_2 \partial v} \times \frac{\partial T'_m}{e_1 \partial u} - \frac{\partial T'_n}{e_1 \partial u} \times \frac{\partial T'_m}{e_2 \partial v} = (\nabla'_n T'_n \times \vec{u}_z)(\nabla'_m T'_m) = \vec{e}_n' \cdot \vec{e}_m' \quad (\text{A.16})$$

(A.14) denklemi,

$$\iint_s \left(\vec{u}_z \times \frac{\partial \vec{E}_t}{\partial z} \right) (\vec{u}_z \times \nabla'_m T'_m) dS = \iint_s \left[\sum_n \frac{dV'_n}{dz} \vec{e}_n' \cdot \vec{e}_m' + \sum_n \frac{dV'_n}{dz} \vec{e}_m' \cdot \vec{e}_n' \right] dS \quad (\text{A.17})$$

şeklinde yazılabilir. Diğer taraftan $\vec{e}_n'$, $\vec{e}_m'$ ve $\vec{e}_m'$ için (2.4) ve (2.5) ile verilen diklik ve normalizasyon bağıntıları kullanılırsa yukarıdaki seri açılımı,

$$\iint_s \left(\vec{u}_z \times \frac{\partial \vec{E}_t}{\partial z} \right) (\vec{u}_z \times \nabla'_m T'_m) dS = \frac{dV'_m}{dz} \quad (\text{A.18})$$

şeklinde tek terime indirgenir. Bu durumda (A.1) in sol tarafındaki terimler $-\chi'_m V'_{z,m}(z) + \frac{dV'_m}{dz}$ şeklinde belirlenmiş oldu. Şimdi de (A.1) in sağ tarafındaki terime bakalım. $\vec{h}_m'$ ile skaler çarpıldığında integrand aşağıdaki gibi yazılabilir:

$$\begin{aligned} -j\omega \vec{B}_t \times (\vec{u}_z \times \nabla'_m T'_m) &= -j\omega (B_u \vec{e}_u + B_v \vec{e}_v) \left(\frac{\partial T'_m}{e_1 \partial u} \vec{e}_v - \frac{\partial T'_m}{e_2 \partial v} \vec{e}_u \right) \\ &= j\omega \left(B_u \frac{\partial T'_m}{e_2 \partial v} - B_v \frac{\partial T'_m}{e_1 \partial u} \right) \end{aligned} \quad (\text{A.19})$$

Burada $\vec{B}_t = B_u \vec{e}_u + B_v \vec{e}_v$ eşitliğini ve (A.3) eşitliğini kullandık. (2.10b) denklemi ve $\vec{h}_m' = \vec{u}_z \times \nabla'_m T'_m$ özfonksiyonu özet olarak şu transmisyon hattı denklemini vermiştir.

$$-\chi'_m V'_{z,m} + \frac{dV'_m}{dz} = j\omega \iint_s \left(B_u \frac{\partial T'_m}{e_2 \partial v} - B_v \frac{\partial T'_m}{e_1 \partial u} \right) dS \quad (\text{A.20})$$

(2.10b) denklemi $\vec{h}_m' = \nabla'_m T'_m(\vec{\rho})$ ile skaler çarpılıp kesit üzerinde integre edilirse ve yukarıdakilere benzer işlemler uygulanırsa bir ikinci transmisyon hattı denklemi bulunur:

$$\frac{dV'_m}{dz} = -j\omega \iint_s \left(B_u \frac{\partial T'_m}{e_1 \partial u} + B_v \frac{\partial T'_m}{e_2 \partial v} \right) dS \quad (\text{A.21})$$

(2.10a) ya benzer işlemler uygulanırsa bir üçüncü transmisyon hattı denklemleri bulunur.

$$V_m' = -j\omega \iint_s B_z T_m' dS \quad (\text{A.22})$$

Hareket noktası olarak (2.9a) ve (2.9b) denklemleri alınır ve benzer işlemlerden sonra üç transmisyon hattı denklemi daha bulunur. Sonuçta modal akım ve gerilimler arasında aşağıdaki bağıntılar elde edilir.

$$\frac{dV_m'}{dz} = j\omega \iint_s \left(B_u \frac{\partial T_m'}{e_2 \partial v} - B_v \frac{\partial T_m'}{e_1 \partial u} \right) dS + \chi_m' V_{z,m} \quad (\text{A.23a})$$

$$\frac{dV_m'}{dz} = -j\omega \iint_s \left(B_u \frac{\partial T_m'}{e_1 \partial u} + B_v \frac{\partial T_m'}{e_2 \partial v} \right) dS \quad (\text{A.23b})$$

$$V_m' = -j\omega \iint_s B_z T_m' dS \quad (\text{A.23c})$$

$$\frac{dI_m'}{dz} = j\omega \iint_s \left(-D_u \frac{\partial T_m'}{e_2 \partial v} + D_v \frac{\partial T_m'}{e_1 \partial u} \right) dS + \chi_m' I_{z,m} \quad (\text{A.23d})$$

$$I_m' = -j\omega \iint_s D_z T_m' dS \quad (\text{A.23e})$$

$$\frac{dI_m'}{dz} = -j\omega \iint_s \left(D_u \frac{\partial T_m'}{e_1 \partial u} + D_v \frac{\partial T_m'}{e_2 \partial v} \right) dS \quad (\text{A.23f})$$

Anizotropik ortamlarda μ ve ε tansörel büyüklüklerdir ve $\vec{B}$ ve $\vec{D}$, $\vec{H}$ ve $\vec{E}$ nin bileşenlerinin lineer fonksiyonları olarak aşağıdaki bağıntılar ile verilir:

$$D_u = \varepsilon_{uu} E_u + \varepsilon_{uv} E_v + \varepsilon_{uz} E_z \quad (\text{A.24a})$$

$$D_v = \varepsilon_{vu} E_u + \varepsilon_{vv} E_v + \varepsilon_{vz} E_z \quad (\text{A.24b})$$

$$D_z = \varepsilon_{zu} E_u + \varepsilon_{zv} E_v + \varepsilon_{zz} E_z \quad (\text{A.24c})$$

$$B_u = \mu_{uu} H_u + \mu_{uv} H_v + \mu_{uz} H_z \quad (\text{A.24d})$$

$$B_v = \mu_{vu} H_u + \mu_{vv} H_v + \mu_{vz} H_z \quad (\text{A.24e})$$

$$B_z = \mu_{zu} H_u + \mu_{zv} H_v + \mu_{zz} H_z \quad (\text{A.24f})$$

Transmisyon hattı denklemlerinin anizotropik ortamlarda alacağı şekli belirlemek için $\vec{B}$ ve $\vec{D}$ yi (A.24) şeklinde yazıp (2.6) ve (2.7) yardımıyla $V'_n, V''_n, I'_n, I''_n, V_{z,n}, I_{z,n}$ nin lineer fonksiyonları olarak ifade edilmesi yeterlidir.

Sözü edilen sonuçlar aşağıda yalnızca izotropik ortam hali için çıkartılacaktır. İzotropik ortamda (2.3), (2.6) ve (2.7) denklemlerine dayanarak,

$$D_u = \epsilon E_u = \epsilon \left[\sum_n V'_n \frac{\partial T'_n}{e_1 \partial u} + \sum_n V''_n \frac{\partial T''_n}{e_2 \partial v} \right] \quad (\text{A.25a})$$

$$D_v = \epsilon E_v = \epsilon \left[\sum_n V'_n \frac{\partial T'_n}{e_2 \partial v} + \sum_n V''_n \left(-\frac{\partial T''_n}{e_1 \partial u} \right) \right] \quad (\text{A.25b})$$

$$D_z = \sum_n V_{z,n} \epsilon \chi'_n T'_n \quad (\text{A.25c})$$

ve

$$B_u = \mu \left[-\sum_n I'_n \frac{\partial T'_n}{e_2 \partial v} + \sum_n I''_n \frac{\partial T''_n}{e_1 \partial u} \right] \quad (\text{A.25d})$$

$$B_v = \mu \left[+\sum_n I'_n \frac{\partial T'_n}{e_1 \partial u} + \sum_n I''_n \frac{\partial T''_n}{e_2 \partial v} \right] \quad (\text{A.25e})$$

$$B_z = \sum_n I_{z,n} \mu \chi'_n T'_n \quad (\text{A.25f})$$

yazmak mümkündür. O halde (A.25) denklemleri (A.23) denklemlerinde yerine konursa şunlar elde edilebilir:

$$\begin{aligned} \frac{dV'_m}{dz} = & -j\omega \left[\iint_s \left\{ \sum_n I'_n \mu \frac{\partial T'_n}{e_2 \partial v} \frac{\partial T'_m}{e_2 \partial v} - \sum_n I''_n \mu \frac{\partial T'_n}{e_1 \partial u} \frac{\partial T'_m}{e_2 \partial v} \right\} dS \right] \\ & - j\omega \left[\iint_s \left\{ \sum_n I'_n \mu \frac{\partial T'_m}{e_1 \partial u} \frac{\partial T'_n}{e_1 \partial u} + \sum_n I''_n \mu \frac{\partial T'_n}{e_2 \partial v} \frac{\partial T'_m}{e_1 \partial u} \right\} dS \right] + \chi'_m V_{z,m} \end{aligned} \quad (\text{A.26})$$

$$\begin{aligned} \frac{dI'_m}{dz} = & -j\omega \left[\iint_S \left\{ \sum_n V'_n \varepsilon \frac{\partial T'_n}{e_1 \partial u} \frac{\partial T'_m}{e_1 \partial u} + \sum_n V'_n \varepsilon \frac{\partial T'_n}{e_2 \partial v} \frac{\partial T'_m}{e_1 \partial u} \right\} dS \right] \\ & - j\omega \left[\iint_S \left\{ \sum_n V'_n \varepsilon \frac{\partial T'_n}{e_2 \partial v} \frac{\partial T'_m}{e_2 \partial v} - \sum_n V'_n \varepsilon \frac{\partial T'_n}{e_1 \partial u} \frac{\partial T'_m}{e_2 \partial v} \right\} dS \right] \end{aligned} \quad (A.27)$$

$$\begin{aligned} \frac{dV'_m}{dz} = & j\omega \left[\iint_S \left\{ \sum_n I'_n \mu \frac{\partial T'_n}{e_2 \partial v} \frac{\partial T'_m}{e_1 \partial u} - \sum_n I'_n \mu \frac{\partial T'_n}{e_1 \partial u} \frac{\partial T'_m}{e_1 \partial u} \right\} dS \right] \\ & - j\omega \left[\iint_S \left\{ \sum_n I'_n \mu \frac{\partial T'_n}{e_1 \partial u} \frac{\partial T'_m}{e_2 \partial v} + \sum_n I'_n \mu \frac{\partial T'_n}{e_2 \partial v} \frac{\partial T'_m}{e_2 \partial v} \right\} dS \right] \end{aligned} \quad (A.28)$$

$$\begin{aligned} \frac{dI'_m}{dz} = & -j\omega \left[\iint_S \left\{ \sum_n V'_n \varepsilon \frac{\partial T'_n}{e_1 \partial u} \frac{\partial T'_m}{e_2 \partial v} + \sum_n V'_n \varepsilon \frac{\partial T'_n}{e_2 \partial v} \frac{\partial T'_m}{e_2 \partial v} \right\} dS \right] \\ & + j\omega \left[\iint_S \left\{ \sum_n V'_n \varepsilon \frac{\partial T'_n}{e_2 \partial v} \frac{\partial T'_m}{e_1 \partial u} - \sum_n V'_n \varepsilon \frac{\partial T'_n}{e_1 \partial u} \frac{\partial T'_m}{e_1 \partial u} \right\} dS \right] + \chi'_m I_{z,m} \end{aligned} \quad (A.29)$$

$$\sum_n I_{z,n} \iint_S j\omega \mu \chi'_n T'_n T'_m dS = -V'_m \quad (A.30)$$

$$\sum_n V_{z,n} \iint_S j\omega \varepsilon \chi'_n T'_n T'_m dS = -I'_m \quad (A.31)$$

Son iki denklem $I_{z,n}$ ve $V_{z,n}$ için çözülür ve önceki dört denklemde yerine konursa son hali ile transmisyon hattı denklemleri bulunmuş olur. Bu amaçla şu tanımlar yapılsın:

$$\{^z Z\}_{mn} = \iint_S j\omega \mu \chi'_n T'_n T'_m dS \quad (A.32)$$

$$\{^z Y\}_{mn} = \iint_S j\omega \varepsilon \chi'_n T'_n T'_m dS \quad (A.33)$$

$\{ \}_{mn}$ parantez içindeki matrisin m. satır ve n. sütunundaki eleman olsun.

$$^z Y = (^z Z)^{-1} \quad (A.34)$$

$$^z Z = (^z Y)^{-1} \quad (A.35)$$

olmak üzere $\bar{I}_z, \bar{V}_z, \bar{I}', \bar{V}', \bar{I}, \bar{V}$ m. satırında sırasıyla $I_{z,m}, V_{z,m}, I'_m, V'_m, I_m, V_m$ değerlerini taşıyan sütun matrisler olarak alınır,

$$\bar{I}_i = -{}^z Y^* \bar{V}^* \quad (\text{A.36})$$

$$\bar{V}_i = -{}^z Z^* \bar{I}^* \quad (\text{A.37})$$

yazılabilir. Buna göre (2.11) denklemlerindeki büyüklükler aşağıdaki gibi tanımlanabilir:

$$\{\bar{Z}^{(1)}\}_{mn} = j\omega \left[\iint_S \mu \left\{ \frac{\partial T_n^*}{e_2 \partial v} \frac{\partial T_m^*}{e_2 \partial v} + \frac{\partial T_n^*}{e_1 \partial u} \frac{\partial T_m^*}{e_1 \partial u} \right\} dS \right] - \{\dim 1({}^z Z^*)\}_{mn}$$

$$\{\bar{Z}^{(2)}\}_{mn} = j\omega \left[\iint_S \mu \left\{ \frac{\partial T_n^*}{e_1 \partial u} \frac{\partial T_m^*}{e_2 \partial v} + \frac{\partial T_n^*}{e_2 \partial v} \frac{\partial T_m^*}{e_1 \partial u} \right\} dS \right]$$

$$\{{}^\nu \bar{T}^{(1)}\}_{mn} = 0$$

$$\{{}^\nu \bar{T}^{(2)}\}_{mn} = 0$$

$$\{\bar{Y}^{(1)}\}_{mn} = j\omega \left[\iint_S \varepsilon \left\{ \frac{\partial T_n^*}{e_1 \partial u} \frac{\partial T_m^*}{e_1 \partial u} + \frac{\partial T_n^*}{e_2 \partial v} \frac{\partial T_m^*}{e_2 \partial v} \right\} dS \right]$$

$$\{\bar{Y}^{(2)}\}_{mn} = j\omega \left[\iint_S \varepsilon \left\{ \frac{\partial T_n^*}{e_2 \partial v} \frac{\partial T_m^*}{e_1 \partial u} - \frac{\partial T_n^*}{e_1 \partial u} \frac{\partial T_m^*}{e_2 \partial v} \right\} dS \right]$$

$$\{{}^t \bar{T}^{(1)}\}_{mn} = 0$$

$$\{{}^\nu \bar{T}^{(2)}\}_{mn} = 0$$

$$\{\bar{Z}^{(3)}\}_{mn} = j\omega \left[\iint_S \mu \left\{ \frac{\partial T_n^*}{e_1 \partial u} \frac{\partial T_m^*}{e_1 \partial u} + \frac{\partial T_n^*}{e_1 \partial u} \frac{\partial T_m^*}{e_2 \partial v} \right\} dS \right]$$

$$\{\bar{Z}^{(4)}\}_{mn} = j\omega \left[\iint_S \mu \left\{ -\frac{\partial T_n^*}{e_2 \partial v} \frac{\partial T_m^*}{e_1 \partial u} + \frac{\partial T_n^*}{e_1 \partial u} \frac{\partial T_m^*}{e_2 \partial v} \right\} dS \right]$$

$$\{{}^\nu \bar{T}^{(3)}\}_{mn} = 0$$

$$\left\{ {}^{\nu}\overline{T}^{(4)} \right\}_{mn} = 0$$

$$\left\{ {}^I\overline{Y}^{(3)} \right\}_{mn} = j\omega \left[\iint_S \epsilon \left\{ \frac{\partial T_n^*}{\partial e_2 \partial v} \frac{\partial T_m^*}{\partial e_2 \partial v} + \frac{\partial T_n^*}{\partial e_1 \partial u} \frac{\partial T_m^*}{\partial e_1 \partial u} \right\} dS \right] + \left\{ \text{dim } 2({}^Z Y^*) \right\}_n$$

$$\left\{ {}^I\overline{T}^{(3)} \right\}_{mn} = 0$$

$$\left\{ {}^I\overline{T}^{(4)} \right\}_{mn} = 0$$

Burada dim1 ve dim2 şöyle verilmektedir:

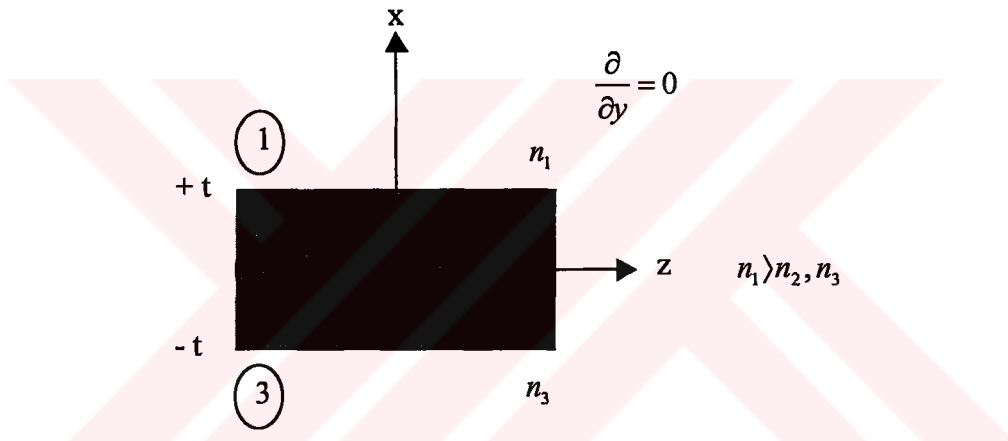
$$\text{dim1} = \begin{bmatrix} \chi_1' & 0 & 0 & \dots & 0 & \dots & 0 \\ 0 & \chi_2' & 0 & \dots & 0 & \dots & 0 \\ 0 & 0 & \chi_3' & \dots & 0 & \dots & 0 \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ 0 & 0 & 0 & \dots & \chi_n' & \dots & 0 \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \end{bmatrix}$$

$$\text{dim2} = \begin{bmatrix} \chi_1'' & 0 & 0 & \dots & 0 & \dots & 0 \\ 0 & \chi_2'' & 0 & \dots & 0 & \dots & 0 \\ 0 & 0 & \chi_3'' & \dots & 0 & \dots & 0 \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ 0 & 0 & 0 & \dots & \chi_n'' & \dots & 0 \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \end{bmatrix}$$

EK B

ASİMETRİK OPTİK FİLM

Optik filmde alan ifadelerinin ve özdeğerlerin bulunması iyi bilinen standart bir problem [16-18] olmakla beraber tezin 3. Bölümünde kullanılan bazı sonuçlara ve bunlara ilişkin notasyona açıklık getirmek amacıyla, bu Ek'te Şekil B.1'de şematik olarak gösterilen asimetrik optik filmi göz önüne alarak, TE_z ve TM_z modlarına ilişkin çözümlerin elde edilişi kısaca özetlenecektir.



Şekil B.1
Asimetrik optik film dalga kılavuzu

Temel Bağıntılar

D) TE Modları İçin Özdeğer Denkleminin Bulunması

$\frac{\partial}{\partial y} = 0$ olduğundan dolayı TE modları için $E_z \equiv E_x \equiv H_y \equiv 0$. Öte yandan kartezyen koordinatlarda elektrik alanı için Helmholtz denkleminde şu yazılabilir:

$$\left[\frac{d^2}{dx^2} + \chi_i^2 \right] E_{yi} = 0 \quad (\text{B.1})$$

Burada $i = 1, 2, 3$ üç ortamı belirtmekte olup ayırma sabiti χ_i ,

$$\chi_i^2 = k_0^2 n_i^2 - \beta^2 = k_0^2 (n_i^2 - \bar{\beta}^2) \quad (\text{B.2})$$

bağıntısı ile verilebilir. Sınır koşulları ise şöyle yazılabilir:

$$E_{y1} \rightarrow 0, \quad x \rightarrow \infty \text{ için; } E_{y3} \rightarrow 0, \quad x \rightarrow -\infty \text{ için} \quad (\text{B.3a})$$

$$E_{y1} = E_{y2}, \quad x = t \text{ için; } E_{y2} = E_{y3}, \quad x = -t \text{ için} \quad (\text{B.3b})$$

$$\frac{dE_{y1}}{dx} = \frac{dE_{y2}}{dx}, \quad x = t \text{ için; } \frac{dE_{y2}}{dx} = \frac{dE_{y3}}{\partial x}, \quad x = -t \text{ için} \quad (\text{B.3c})$$

Bu sınır koşulları altında (B.1) denklemini çözülürse şu sonuç elde edilir:

$$E_y = E_0 \begin{cases} K_2 e^{-K_1(x-t)} & x > t \\ K_1 \sin K_2(t-x) + K_2 \cos K_2(t-x) & -t \leq x \leq t \\ [K_1 \sin 2K_2 t + K_2 \cos 2K_2 t] e^{K_3(x+t)} & x \leq -t \end{cases} \quad (\text{B.4})$$

Burada $K_1^2 = \chi_1^2$; $K_2^2 = -\chi_2^2$, $K_3^2 = -\chi_3^2$ olup K büyüklükleri aşağıdaki özdeğer denklemini sağlar:

$$\tan 2K_2 t = \frac{K_2(K_1 + K_3)}{K_2^2 - K_1 K_3} \quad (\text{B.5})$$

Diğer alan bileşenleri ise yukarıda bulunmuş olan E_y cinsinden,

$$H_x = -\frac{\beta}{\omega \mu} E_y \quad (\text{B.6a})$$

$$H_y = -\frac{1}{j\omega \mu} \frac{dE_y}{dx} \quad (\text{B.6b})$$

ifadeleri ile bulunabilir.

II) TM Modları İçin Özdeğer Denkleminin Bulunması

$\frac{\partial}{\partial y} = 0$ olduğundan dolayı TM modları için $H_z \equiv H_x \equiv E_y \equiv 0$ yazılabilir. Öte yandan kartezyen koordinatlarda elektrik alanı için Helmholtz denkleminden şu yazılabilir:

$$\left[\frac{d^2}{dx^2} + \chi_i^2 \right] E_{xi} = 0 \quad (B.7)$$

Burada i yine ortama ilişkin indis olup ayırma sabiti χ_i ise (B.2) deki gibidir. Sınır koşulları ise şöyle yazılabilir:

$$E_{x1} \rightarrow 0, \quad x \rightarrow \infty \text{ için}; \quad E_{x3} \rightarrow 0, \quad x \rightarrow -\infty \text{ için} \quad (B.8a)$$

$$n_1^2 E_{x1} = n_2^2 E_{x2}, \quad x = t \text{ için}; \quad n_2^2 E_{x2} = n_3^2 E_{x3}, \quad x = -t \text{ için} \quad (B.8b)$$

$$\frac{dE_{x1}}{dx} = \frac{dE_{x2}}{dx}, \quad x = t \text{ için}; \quad \frac{dE_{x2}}{dx} = \frac{dE_{x3}}{dx}, \quad x = -t \text{ için} \quad (B.8c)$$

Bu sınır koşulları altında (B.7) denklemini çözülürse şu sonuç elde edilir:

$$E_x = \bar{E}_0 \begin{cases} \frac{K_2}{n_1^2 n_2^2} e^{-K_1(x-t)} \\ \frac{K_1}{n_1^2 n_2^2} \sin K_2(t-x) + \frac{K_2}{n_2^4} \cos K_2(t-x) \\ \left[\frac{K_1}{n_1^2 n_3^2} \sin 2K_2 t + \frac{K_2}{n_2^2 n_3^2} \cos 2K_2 t \right] e^{K_3(x+t)} \end{cases} \quad (B.9)$$

Özdeğer denklemini aşağıdaki gibi bulunabilir:

$$\tan 2K_2 t = \frac{K_2 \left[K_1 \frac{n_2^2}{n_1^2} + K_3 \frac{n_2^2}{n_3^2} \right]}{K_2^2 - K_1 K_3 \frac{n_2^4}{n_1^2 n_3^2}} \quad (B.10)$$

Diğer alan bileşenleri ise;

$$E_z = -j\beta \frac{dE_x}{dx} \quad (\text{B.11a})$$

$$H_y = \frac{\omega\varepsilon}{\beta} E_x \quad (\text{B.11b})$$

olarak bulunabilir.

Normalizasyon Bağıntıları

TE modları için normalizasyon koşulu olan $\int_{-\infty}^{\infty} E_y \cdot E_y dx = 1$ olan (B.4) bağıntısındaki E_0 aşağıdaki gibi belirlenir:

$$E_0 = \left\{ \frac{K_2^2}{2K_1} + (K_1^2 + K_2^2)t + \frac{K_1}{2} + \frac{1}{4} \left(K_2 - \frac{K_1^2}{k_2} \right) \sin(4K_2t) - \frac{1}{2} K_1 \cos(4K_2t) + \frac{1}{2K_3} [K_1 \sin 2K_2t + K_2 \cos 2K_2t]^2 \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (\text{B.12})$$

TM modları için normalizasyon koşulu olan $\int_{-\infty}^{\infty} E_x \cdot E_x dx = 1$ için (B.9) bağıntısındaki $\bar{E}_0$ aşağıdaki gibi belirlenir:

$$\bar{E}_0 = \left\{ \frac{K_2^2}{2K_1 n_1^4 n_2^4} + \left(\frac{K_1^2}{n_1^4} + \frac{K_2^2}{n_2^4} \right) \frac{t}{n_2^4} + \frac{K_1}{2n_1^2 n_2^6} + \frac{1}{4} \left(\frac{K_2}{n_2^8} - \frac{K_1^2}{K_2 n_1^4 n_2^4} \right) \sin(4K_2t) - \frac{K_1}{2n_1^2 n_2^6} \cos(4K_2t) + \frac{1}{2K_3 n_3^4} \left[\frac{K_1}{n_1^2} \sin 2K_2t + \frac{K_2}{n_2^2} \cos 2K_2t \right]^2 \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (\text{B.13})$$

EK C

GÖMÜLÜ VE ÇIKINTILI KILAVUZLARDA HOMOJEN KESİTLİ REFERANS PROBLEM İÇİN ANALİZDE GEREKEN BAZI KATSAYILAR

Bu ekte, gömülü kılavuz ve çıkıntılı kılavuzun, kesit içinde homojen referans problemler alınarak yapılan analizlerinde kullanılan katsayıların açık ifadeleri verilmektedir.

Önce gömülü kılavuz ele alınacaktır. Bu geometri için (3.36) denklemleri ile verilen $A', A'', B', B'', C', C'', D', D''$ katsayıları aşağıda verilmektedir. Bu ifadeler modların çift indisli notasyonu için verilmekte olup (pq) ve (rs) iki farklı modu temsil etmektedir. $p \neq r$, $q \neq s$ hali göz önüne alınmaktadır. Diğer hallerde ifadeler daha da karmaşık hale gelmektedir. TMA ve TEA, TM ve TE modları normalizasyon katsayılarıdır.

$$\begin{aligned} A'_{(pq)(rs)} = & \frac{\chi_{rs}^2}{\omega} \frac{1}{4} TMA(m) TMA(n) \left\{ pr \left(\frac{\pi}{A} \right)^2 \left(\frac{A}{\pi(p+r)} 2 \sin \left[(p+r) \frac{\pi a}{2A} \right] \cos \left[(p+r) \frac{\pi}{2} \right] \right. \right. \\ & + \frac{A}{(p-r)\pi} 2 \sin \left[(p-r) \frac{\pi a}{2A} \right] \cos \left[(p-r) \frac{\pi}{2} \right] \left. \right) \left(\frac{B}{\pi(q-s)} 2 \sin \left[(q-s) \frac{\pi b}{2B} \right] \right. \\ & \times \cos \left[(q-s) \frac{\pi}{2} \right] - \frac{B}{(q+s)\pi} 2 \sin \left[(q+s) \frac{\pi b}{2B} \right] \cos \left[(q+s) \frac{\pi}{2} \right] \left. \right) \\ & + qs \left(\frac{\pi}{B} \right)^2 \left(\frac{A}{\pi(p-r)} 2 \sin \left[(p-r) \frac{\pi a}{2A} \right] \cos \left[(p-r) \frac{\pi}{2} \right] - \frac{A}{(p+r)\pi} 2 \sin \left[(p+r) \frac{\pi a}{2A} \right] \right. \\ & \times \cos \left[(p+r) \frac{\pi}{2} \right] \left. \right) \left(\frac{B}{\pi(q+s)} 2 \sin \left[(q+s) \frac{\pi b}{2B} \right] \cos \left[(q+s) \frac{\pi}{2} \right] \right. \\ & \left. \left. + \frac{B}{\pi(q-s)} 2 \sin \left[(q-s) \frac{\pi b}{2B} \right] \cos \left[(q-s) \frac{\pi}{2} \right] \right) \right\} \end{aligned} \quad (C.1)$$

$$\begin{aligned}
A_{(pq)(rs)}^* = & -\frac{\chi_{rs}^2}{\omega} \frac{1}{4} TMA(n)TEA(m) \left\{ \frac{ps}{AB} \pi^2 \left(\frac{A}{\pi(q+s)} 2 \sin \left[(q+s) \frac{\pi a}{2A} \right] \cos \left[(q+s) \frac{\pi}{2} \right] \right. \right. \\
& + \frac{A}{\pi(s-q)} 2 \sin \left[(s-q) \frac{\pi a}{2A} \right] \cos \left[(s-q) \frac{\pi}{2} \right] \left. \right) \left(\frac{B}{(r-p)\pi} 2 \sin \left[(r-p) \frac{\pi b}{2B} \right] \right. \\
& \times \cos \left[(r-p) \frac{\pi}{2} \right] - \frac{B}{(p+r)\pi} 2 \sin \left[(p+r) \frac{\pi b}{2B} \right] \cos \left[(p+r) \frac{\pi}{2} \right] \left. \right) \\
& - \frac{A}{\pi(q+s)} 2 \sin \left[(q+s) \frac{\pi a}{2A} \right] \cos \left[(q+s) \frac{\pi}{2} \right] \left(\frac{B}{(p+r)\pi} 2 \sin \left[(p+r) \frac{\pi b}{2B} \right] \right. \\
& \times \cos \left[(p+r) \frac{\pi}{2} \right] + \frac{B}{(r-p)\pi} 2 \sin \left[(r-p) \frac{\pi b}{2B} \right] \cos \left[(r-p) \frac{\pi}{2} \right] \left. \right) \left. \right\}
\end{aligned} \tag{C.2}$$

B_{mn}' , A_{mn}' ifadesinden bulunabilir. B_{mn}^* , yine $p \neq r, q \neq s$ için şöyle yazılabilir:

$$\begin{aligned}
B_{(pq)(rs)}^* = & \omega \Delta \varepsilon \frac{1}{4} TEA(m)TEA(n) \left\{ qs \left(\frac{\pi}{B} \right)^2 \left(\frac{A}{\pi(p+r)} \sin \left[(p+r) \frac{\pi a}{2A} \right] \cos \left[(p+r) \frac{\pi}{2} \right] \right) \right. \\
& + \frac{A}{\pi(p-r)} 2 \sin \left[(p-r) \frac{\pi a}{2A} \right] \cos \left[(p-r) \frac{\pi}{2} \right] \left. \right) \\
& \times \left(\frac{B}{\pi(q-s)} 2 \sin \left[(q-s) \frac{\pi b}{2B} \right] \cos \left[(q-s) \frac{\pi}{2} \right] - \frac{B}{\pi(q+s)} 2 \sin \left[(q-s) \frac{\pi b}{2B} \right] \right. \\
& \times \cos \left[(q+s) \frac{\pi}{2} \right] + pr \left(\frac{\pi}{A} \right)^2 \left(\frac{A}{\pi(p-r)} 2 \sin \left[(p-r) \frac{\pi a}{2A} \right] \cos \left[(p-r) \frac{\pi}{2} \right] \right. \\
& - \frac{A}{\pi(p+r)} 2 \sin \left[(p+r) \frac{\pi a}{2A} \right] \cos \left[(p+r) \frac{\pi}{2} \right] \left. \right) \left(\frac{B}{\pi(q+s)} 2 \sin \left[(q+s) \frac{\pi b}{2B} \right] \right. \\
& \times \cos \left[(q+s) \frac{\pi}{2} \right] + \frac{B}{\pi(q-s)} 2 \sin \left[(q-s) \frac{\pi b}{2B} \right] \cos \left[(q-s) \frac{\pi}{2} \right] \left. \right) \left. \right\}
\end{aligned} \tag{C.3}$$

C_{mn}' şöyle yazılabilir:

$$\begin{aligned}
C'_{(pq)(rs)} = & -\omega\Delta\epsilon TMA(m)TEA(n) \left\{ -\frac{rq}{A.B} \pi^2 \left(\frac{A}{\pi(p-r)} \sin \left[\frac{(r-p)\pi}{2} \frac{a}{A} \right] \cos \left[(r-p) \frac{\pi}{2} \right] \right. \right. \\
& - \frac{A}{\pi(p+r)} \sin \left[(p+r) \frac{\pi}{2} \frac{a}{A} \right] \cos \left[(p+r) \frac{\pi}{2} \right] \left(\frac{B}{\pi(q-s)} \sin \left[(q+s) \frac{\pi}{2} \frac{b}{B} \right] \right. \\
& \times \cos \left[(q+s) \frac{\pi}{2} \right] + \frac{B}{\pi(q-s)} \sin \left[(q-s) \frac{\pi}{2} \frac{b}{B} \right] \cos \left[(q-s) \frac{\pi}{2} \right] \left. \right) + \frac{ps}{AB} \pi^2 \left(\frac{A}{\pi(r-p)} \right. \\
& \times 2 \sin \left[(p-r) \frac{\pi}{2} \frac{a}{A} \right] \cos \left[(p-r) \frac{\pi}{2} \right] + \frac{A}{\pi(p+r)} \sin \left[(p+r) \frac{\pi}{2} \frac{a}{A} \right] \cos \left[(p+r) \frac{\pi}{2} \right] \left. \right) \\
& \times \left(\frac{B}{\pi(s-q)} \sin \left[(s-q) \frac{\pi}{2} \frac{b}{B} \right] \cos \left[(s-q) \frac{\pi}{2} \right] \right. \\
& \left. \left. - \frac{B}{\pi(q+s)} \sin \left[(q+s) \frac{\pi}{2} \frac{b}{B} \right] \cos \left[(q+s) \frac{\pi}{2} \right] \right) \right\}
\end{aligned} \tag{C.4}$$

$C''_{(pq)(rs)}$ ise şöyle verilebilir:

$$\begin{aligned}
C''_{(pq)(rs)} = & -\omega\Delta\epsilon TMA(n)TEA(n) \left\{ -\frac{rq}{A.B} \pi^2 \left(\frac{A}{\pi(s-q)} \sin \left[\frac{(q-s)\pi}{2} \frac{a}{A} \right] \cos \left[(q-s) \frac{\pi}{2} \right] \right. \right. \\
& - \frac{A}{\pi(q+s)} \sin \left[(q+s) \frac{\pi}{2} \frac{a}{A} \right] \cos \left[(q+s) \frac{\pi}{2} \right] \left(\frac{B}{\pi(p+r)} \sin \left[(p+r) \frac{\pi}{2} \frac{b}{B} \right] \right. \\
& \times \cos \left[(p+r) \frac{\pi}{2} \right] + \frac{B}{\pi(r-p)} \sin \left[(r-p) \frac{\pi}{2} \frac{b}{B} \right] \cos \left[(r-p) \frac{\pi}{2} \right] \left. \right) + \frac{ps}{AB} \pi^2 \\
& \times \left(\frac{A}{\pi(q-s)} \sin \left[(q-s) \frac{\pi}{2} \frac{a}{A} \right] \cos \left[(q-s) \frac{\pi}{2} \right] + \frac{A}{\pi(q+s)} \sin \left[(q+s) \frac{\pi}{2} \frac{a}{A} \right] \right. \\
& \times \cos \left[(q+s) \frac{\pi}{2} \right] \left(\frac{B}{\pi(p-r)} \sin \left[(p-r) \frac{\pi}{2} \frac{b}{B} \right] \cos \left[(p-r) \frac{\pi}{2} \right] \right. \\
& \left. \left. - \frac{B}{\pi(p+r)} \sin \left[(p+r) \frac{\pi}{2} \frac{b}{B} \right] \cos \left[(p+r) \frac{\pi}{2} \right] \right) \right\}
\end{aligned} \tag{C.5}$$

Çıkıntılı dalga kılavuzu için de çift indisli notasyon kullanılacaktır. Buna göre m ve n gibi tek indisler yerine (pq) ve (rs) indisleri kullanılacaktır. (3.39) denklemleri ile verilen A, B, C, D katsayıları $p \neq r, q \neq s$ koşulu için aşağıdakiler gibidir. A', B', C', D' , (pq) ve (rs) nin bu koşulu sağlaması durumunda özdeş olarak sıfıra eşit olmaktadır. Bu koşul altında $(^ZY2)_{(pq)(rs)}$ ifadesi de ayrıca verilmektedir (bu koşullarda $(^ZY3)_{(pq)(rs)} = 0$ dır).

$$\begin{aligned}
A_{(pq)(rs)} = & \frac{1}{4} TMA(m)TMA(n) \left\{ pr \left(\frac{\pi}{L} \right)^2 \left(\frac{L}{\pi(p+r)} 2 \sin \left[(p+r) \frac{\pi}{2} \frac{w}{L} \right] \cos \left[(p+r) \frac{\pi}{2} \right] \right. \right. \\
& + \frac{L}{\pi(p-r)} 2 \sin \left[(p-r) \frac{\pi}{2} \frac{w}{L} \right] \cos \left[(p-r) \frac{\pi}{2} \right] \left(\frac{H}{\pi(q-s)} \left[\sin \left[\frac{(q-s)\pi}{H} \left(h - \frac{H}{2} \right) \right] \right. \right. \\
& + \sin \left[(q-s) \frac{\pi}{2} \right] \right] - \frac{H}{\pi(q+s)} \left[\sin \left[\frac{(q+s)\pi}{H} \left(h - \frac{H}{2} \right) \right] + \sin \left[(q+s) \frac{\pi}{2} \right] \right] + qs \left(\frac{\pi}{H} \right)^2 \\
& \times \left(\frac{L}{\pi(p-r)} 2 \sin \left[(p-r) \frac{\pi}{2} \frac{w}{L} \right] \cos \left[(p-r) \frac{\pi}{2} \right] - \frac{L}{\pi(p+r)} 2 \sin \left[(p+r) \frac{\pi}{2} \frac{w}{L} \right] \right. \\
& \times \cos \left[(p+r) \frac{\pi}{2} \right] \left(\frac{H}{(q+s)\pi} \left[\sin \left[\frac{(q-s)\pi}{H} \left(h - \frac{H}{2} \right) \right] + \sin \left[(q+s) \frac{\pi}{2} \right] \right] \right. \\
& \left. \left. \left. + \frac{H}{\pi(q-s)} \left[\sin \left[\frac{(q-s)\pi}{H} \left(h - \frac{H}{2} \right) \right] + \sin \left[(q-s) \frac{\pi}{2} \right] \right] \right) \right) \right\}
\end{aligned} \tag{C.6}$$

$$\begin{aligned}
B_{(pq)(rs)} = & \frac{1}{4} TMA(m)TEA(n) \left\{ ps \frac{\pi^2}{HL} \left(\frac{L}{\pi(p+r)} 2 \sin \left[(p+r) \frac{\pi}{2} \frac{w}{L} \right] \cos \left[(p+r) \frac{\pi}{2} \right] \right. \right. \\
& + \frac{L}{(p-r)\pi} 2 \sin \left[(p-r) \frac{\pi}{2} \frac{w}{L} \right] \cos \left[(p-r) \frac{\pi}{2} \right] \left(\frac{H}{(q-s)\pi} \left[\sin \left[\frac{(q-s)\pi}{H} \left(h - \frac{H}{2} \right) \right] \right. \right. \\
& + \sin \left[\frac{(q-s)\pi}{2} \right] \right] - \frac{H}{\pi(q+s)} \left[\sin \left[\frac{(q+s)\pi}{H} \left(h - \frac{H}{2} \right) \right] + \sin \left[(q+s) \frac{\pi}{2} \right] \right] \left. \right) - qr \frac{\pi^2}{HL} \\
& \times \left(\frac{L}{(p-r)\pi} 2 \sin \left[(p-r) \frac{\pi}{2} \frac{w}{L} \right] \cos \left[(p-r) \frac{\pi}{2} \right] - \frac{L}{(p+r)\pi} 2 \sin \left[(p+r) \frac{\pi}{2} \frac{w}{L} \right] \right. \\
& \times \cos \left[(p+r) \frac{\pi}{2} \right] \left(\frac{H}{(q+s)\pi} \left[\sin \left[\frac{(q+s)\pi}{H} \left(h - \frac{H}{2} \right) \right] + \sin \left[(q+s) \frac{\pi}{2} \right] \right] \right. \\
& \left. \left. \left. + \frac{H}{(q-s)\pi} \left[\sin \left[\frac{(q-s)\pi}{H} \left(h - \frac{H}{2} \right) \right] + \sin \left[(q-s) \frac{\pi}{2} \right] \right] \right) \right) \right\}
\end{aligned} \tag{C.7}$$

$$C_{(pq)(rs)} = B_{(rs)(pq)} \tag{C.8}$$

$$\begin{aligned}
D_{(pq)(rs)} = & \frac{1}{4} TEA(m)TMA(n) \left\{ pr \left(\frac{\pi}{L} \right)^2 \left(\frac{L}{\pi(p-r)} 2 \sin \left[(p-r) \frac{\pi w}{2L} \right] \cos \left[(p-r) \frac{\pi}{2} \right] \right. \right. \\
& - \frac{L}{(p+r)\pi} 2 \sin \left[(p+r) \frac{\pi w}{2L} \right] \cos \left[(p+r) \frac{\pi}{2} \right] \left. \right) \left(\frac{H}{(q-s)\pi} \left[\sin \left[\frac{(q-s)\pi}{H} \left(h - \frac{H}{2} \right) \right] \right. \right. \\
& + \sin \left[\frac{(q-s)\pi}{2} \right] \left. \right] + \frac{H}{(q+s)\pi} \left[\sin \left[\frac{(q+s)\pi}{H} \left(h - \frac{B}{2} \right) \right] + \sin \left[(q+s) \frac{\pi}{2} \right] \right] \left. \right) + qs \left(\frac{\pi}{2} \right)^2 \\
& \times \left(\frac{L}{\pi(p+r)} 2 \sin \left[(p+r) \frac{\pi w}{2L} \right] \cos \left[(p+r) \frac{\pi}{2} \right] + \frac{L}{(p-r)\pi} 2 \sin \left[(p-r) \frac{\pi w}{2L} \right] \right. \\
& \times \cos \left[(p-r) \frac{\pi}{2} \right] \left. \right) \left(\frac{H}{\pi(q-s)} \left[\sin \left[\frac{(q-s)\pi}{H} \left(h - \frac{H}{2} \right) \right] + \sin \left[(q-s) \frac{\pi}{2} \right] \right] \right. \\
& \left. \left. - \frac{H}{\pi(q+s)} \left[\sin \left[\frac{(q+s)\pi}{B} \pi \left(h - \frac{B}{2} \right) \right] + \sin \left[(q+s) \frac{\pi}{2} \right] \right] \right) \right\}
\end{aligned} \tag{C.9}$$

$$\begin{aligned}
({}^z Y_2)_{(pq)(rs)} = & TMA(m)TMA(n) \frac{1}{4} \left\{ \frac{L}{(p-r)\pi} \sin \left[(p-r) \frac{\pi}{L} \left(\frac{w}{2} - \frac{L}{2} \right) \right] \cos \left[(p-r) \frac{\pi}{2} \right] \right. \\
& - \frac{L}{(p+r)\pi} 2 \sin \left[(p+r) \frac{\pi w}{2L} \right] \cos \left[(p+r) \frac{\pi}{2} \right] \left. \right\} \left\{ \frac{L}{(q-s)\pi} \left(\sin \left[(q-s) \frac{\pi}{2} \left(h - \frac{H}{2} \right) \right] \right. \right. \\
& + \sin \left[(q-s) \frac{\pi}{2} \right] \left. \right) - \frac{H}{(q+s)\pi} \left(\sin \left[(q+s) \frac{\pi}{2} \left(h - \frac{H}{2} \right) \right] + \sin \left[(q+s) \frac{\pi}{2} \right] \right) \left. \right\}
\end{aligned} \tag{C.10}$$

EK D BAZI VEKTÖREL ÖZDEŞLİKLER

Aşağıdaki özdeşlikler metindeki analizde faydalı bulunmuştur.

$$\vec{A} \cdot \vec{B} \times \vec{C} = \vec{A} \times \vec{B} \cdot \vec{C} = \vec{C} \times \vec{A} \cdot \vec{B} \quad (\text{D.1})$$

$$\vec{A} \times (\vec{B} \times \vec{C}) = \vec{B}(\vec{A} \cdot \vec{C}) - \vec{C}(\vec{A} \cdot \vec{B}) \quad (\text{D.2})$$

$$\nabla \cdot (\phi \vec{A}) = \vec{A} \cdot \nabla \phi + \phi \nabla \cdot \vec{A} \quad (\text{D.3})$$

$$\nabla \cdot (\vec{A} \times \vec{B}) = \vec{B} \cdot (\nabla \times \vec{A}) - \vec{A} \cdot (\nabla \times \vec{B}) \quad (\text{D.4})$$

$$\nabla \times (\phi \vec{A}) = (\nabla \phi) \times \vec{A} + \phi \nabla \times \vec{A} \quad (\text{D.5})$$

$$\nabla (\vec{A} \times \vec{B}) = \vec{A}(\nabla \cdot \vec{B}) - \vec{B}(\nabla \cdot \vec{A}) + (\vec{B} \cdot \nabla) \vec{A} - (\vec{A} \cdot \nabla) \vec{B} \quad (\text{D.6})$$

$$\nabla (\vec{A} \cdot \vec{B}) = (\vec{A} \cdot \nabla) \vec{B} + (\vec{B} \cdot \nabla) \vec{A} + \vec{A} \times (\nabla \times \vec{B}) + \vec{B} \times (\nabla \times \vec{A}) \quad (\text{D.7})$$

$$\nabla \cdot \nabla \phi = \nabla^2 \phi \quad (\text{D.8})$$

$$\nabla \cdot \nabla \times \vec{A} = 0 \quad (\text{D.9})$$

$$\nabla \times \nabla \phi = 0 \quad (\text{D.10})$$

$$\nabla \times (\nabla \times \vec{A}) = \nabla \nabla \cdot \vec{A} - \nabla^2 \vec{A}$$

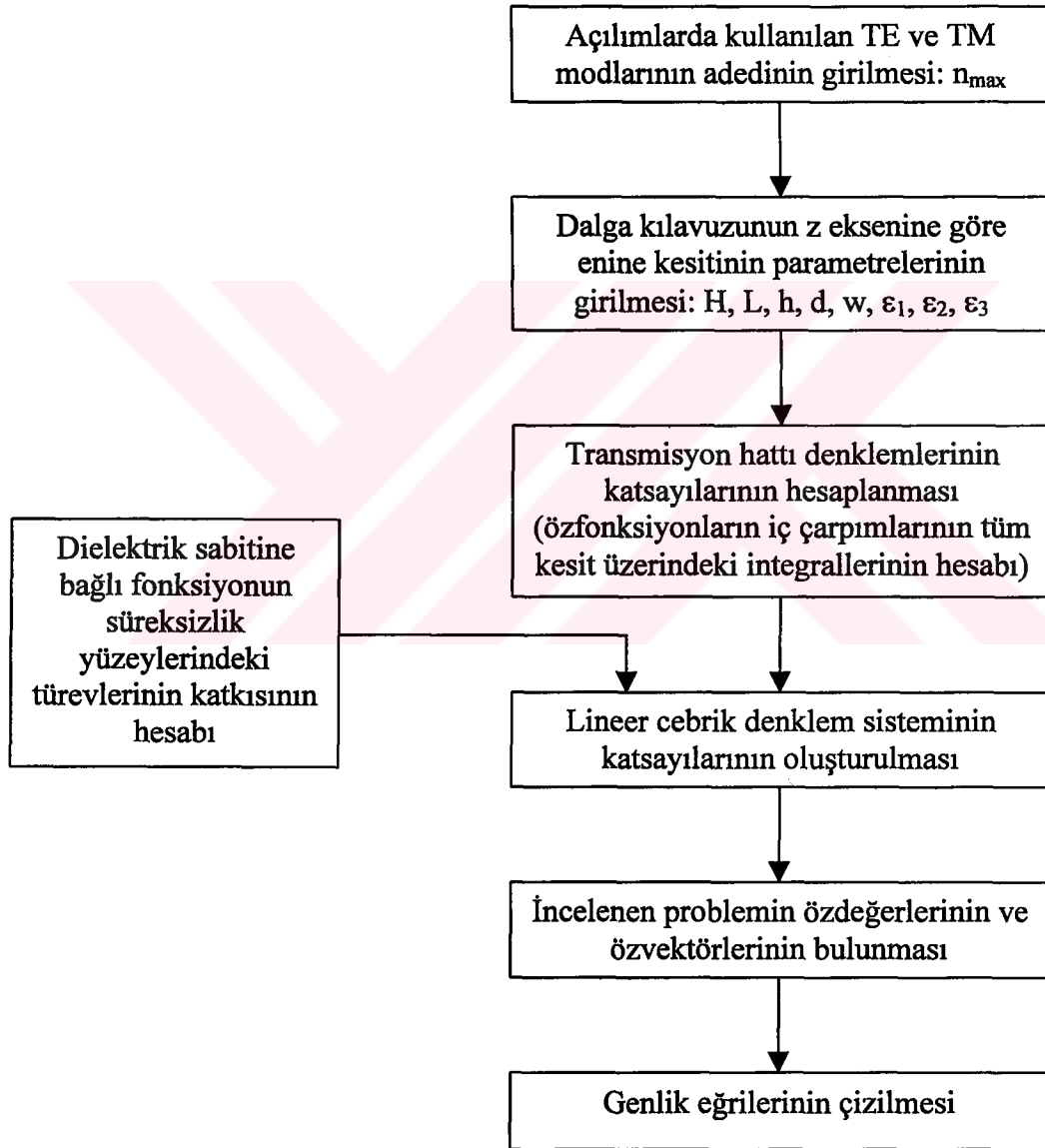
Yukarıda (D.6) ve (D.7) özdeşliklerinde,

$$\begin{aligned}
(\vec{A} \cdot \nabla) \vec{B} \Rightarrow & \left[A_x \frac{\partial B_x}{\partial x} + A_y \frac{\partial B_x}{\partial y} + A_z \frac{\partial B_x}{\partial z} \right] \vec{u}_x \\
& + \left[A_x \frac{\partial}{\partial x} + A_y \frac{\partial}{\partial y} + A_z \frac{\partial}{\partial z} \right] B_y \vec{u}_y \\
& + \left[A_x \frac{\partial}{\partial x} + A_y \frac{\partial}{\partial y} + A_z \frac{\partial}{\partial z} \right] B_z \vec{u}_z
\end{aligned} \tag{D.11}$$

olarak tanımlıdır.

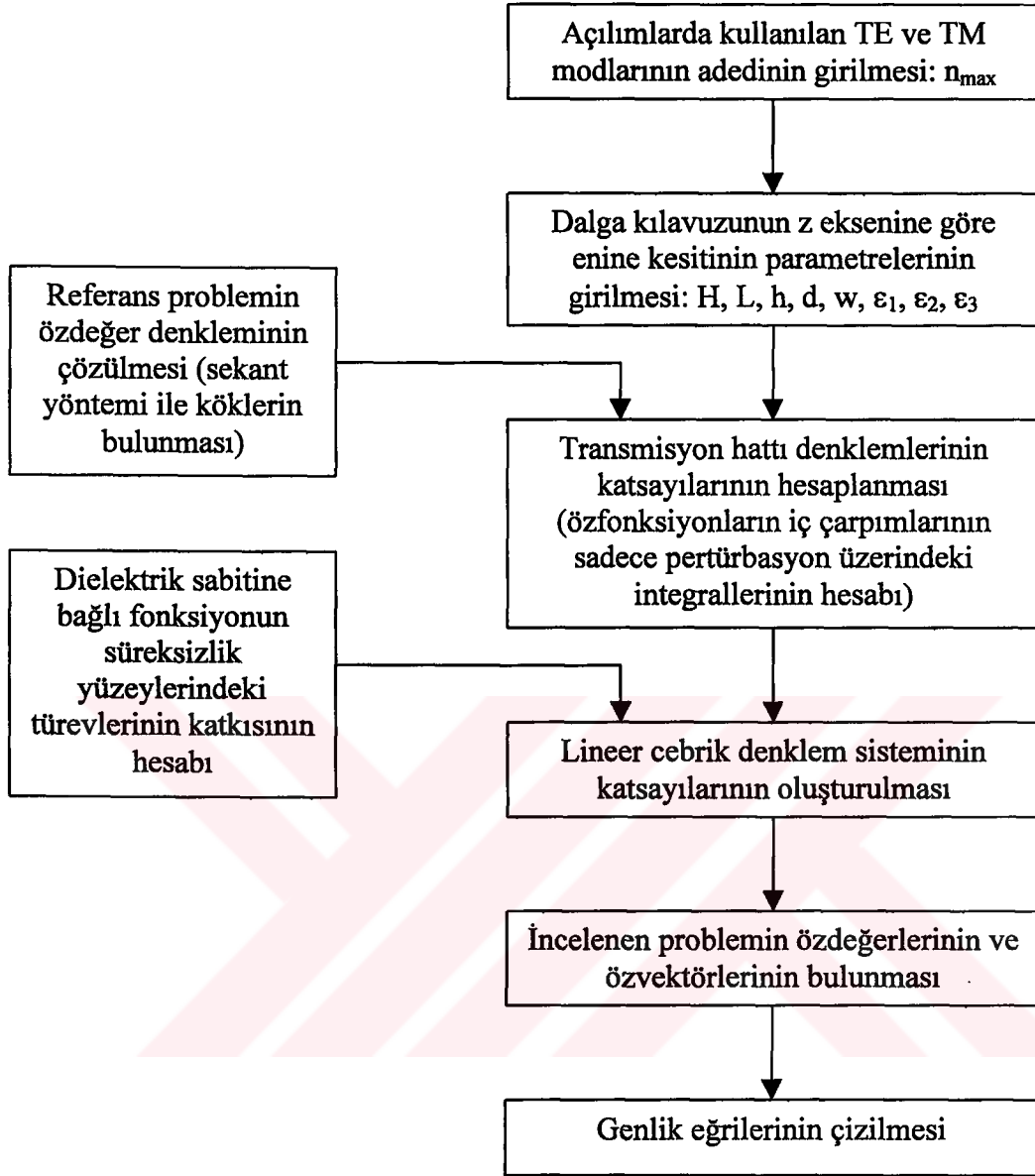
EK E

TRANSMİSYON HATTI EŞDEĞERLİKLERİ İLE PROPAGASYON SABİTİ HESABINDA KULLANILAN BİLGİSAYAR PROGRAMLARI AKIŞ ŞEMALARI



Şekil E.1

Referans problem olarak homojen kesitli dalga kılavuzu kullanılması durumuna ilişkin akış şeması



Şekil E.2
Referans problem olarak dielektrik katmanlı dalga kılavuzu kullanılması durumuna ilişkin akış şeması

ÖZGEÇMİŞ

Namık YENER 22.07.1952'de Kızılcahamam - Ankara'da doğdu. Haziran 1970'te İstanbul'da Darüşşafaka Lisesi'ni, Temmuz 1974'te İstanbul Teknik Üniversitesi Elektrik Fakültesi Elektronik ve Haberleşme Bölümünü bitirdi. Eylül 1974'te A. B. D. New York eyaleti Ithaca şehrinde Cornell Üniversitesi'nde Mühendislik Fakültesi Elektrik Bölümünde araştırma asistanı ve öğretim asistanı olarak görevler aldığı lisans üstü çalışmasına başladı. Ağustos 1977'de, M. Sc. derecesine hak kazandı. Eylül 1977'de başladığı doktora çalışmasını tamamlamadan Haziran 1981'de yurda döndü.

Askerlik hizmetini yedek subay olarak Harita Genel Müdürlüğü'nde 1982'de tamamladıktan sonra 1995'e kadar başta AEG Eti (Gebze-Kocaeli) ve Petek-Honeywel (İstanbul) olmak üzere çeşitli firmalarda çalıştı. Mart 1995'te Kocaeli Üniversitesi Teknik Eğitim Fakültesi'ne Araştırma Görevlisi olarak girdi. 1995 kış döneminde İTÜ Elektrik-Elektronik Fakültesi'nde doktora çalışmasına başladı.