

İSTANBUL TEKNİK ÜNİVERSİTESİ ★ FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**KESİTİ ARDIŞIK DİELEKTRİK BÖLGELER İLE DOLU
EM DALGA KILAVUZLARINDA İLETİM**

**DOKTORA TEZİ
Y. Müh. Serkan ŞİMŞEK**

Anabilim Dalı : ELEKTRONİK VE HABERLEŞME MÜHENDİSLİĞİ

Programı : TELEKOMÜNİKASYON MÜHENDİSLİĞİ

NİSAN 2008

**KESİTİ ARDIŞIK DİELEKTRİK BÖLGELER İLE DOLU
EM DALGA KILAVUZLARINDA İLETİM**

DOKTORA TEZİ
Y. Müh. Serkan ŞİMŞEK
(504032304)

Tezin Enstitüye Verildiği Tarih : 27 Aralık 2007
Tezin Savunulduğu Tarih : 16 Nisan 2008

Tez Danışmanı : Prof.Dr. Ercan TOPUZ

Diğer Jüri Üyeleri Doç.Dr. Cevdet IŞIK (İ.T.Ü.)

Prof.Dr. Avni MORGÜL (Boğaziçi Ü.)

Prof.Dr. İbrahim AKDUMAN (İ.T.Ü.)

Prof.Dr. Levent SEVGİ (Doğuş Ü.)

NİSAN 2008

ÖNSÖZ

Bu tezin hazırlanması sırasında bilgisini, tecrübesini ve zamanını benden hiçbir zaman esirgemeyen danışman hocam Prof. Dr. Ercan TOPUZ'a teşekkür ederim. Bu tezde geliştirilen ve mevcut literatüre katkı sağlayan yeni yöntemler danışman hocamın büyük desteği olmadan tamamlanamazdı. Bu nedenle doktora süresince yoğun bir çalışma temposunda büyük bir memnuniyetle birlikte çalıştığım ve öğrencisi olma onurunu yakaladığım değerli hocam Prof. Dr. Ercan TOPUZ'a bir kez daha teşekkürü borç bilirim.

Aynı zamanda, doktora tez çalışması sırasında geliştirdiğimiz yeni yöntemlerin bir kısmının deneysel ölçümlerini büyük bir memnuniyetle birlikte gerçekleştirdiğim değerli hocam Doç. Dr. Cevdet IŞIK'a, doktora araştırması sırasında birlikte çalışma fırsatı bulduğum ve görüşlerinden faydalandığım Amerika'daki New Jersey Teknoloji Enstitüsü Elektrik ve Bilgisayar Mühendisliği Bölümü öğretim üyelerinden Prof. Dr. Edip Niver'e, periyodik yapılarla ilgili deneysel ölçümlerimi RS Mikrodalga Şirketi'nde gerçekleştiren Dr. Richard V. Snyder'a teşekkür ederim.

Mart 2007-Aralık 2007 tarihleri arasında doktora araştırmalarında bulunmak üzere Amerika'daki New Jersey Teknoloji Enstitüsü Elektrik ve Bilgisayar Mühendisliği Bölümü'ne beni gönderen TÜBİTAK Bilim İnsanı Destekleme Daire Başkanlığı'na da ayrıca teşekkür ederim.

Bu tezi manevi desteklerini benden hiçbir zaman esirgemeyen aileme ve vatanımız uğruna canlarını feda eden tüm şehitlerimizin anısına ithaf ederim.

Aralık 2007

Serkan ŞİMŞEK

İÇİNDEKİLER

KISALTMALAR	v
TABLO LİSTESİ	vi
ŞEKİL LİSTESİ	vii
SEMBOL LİSTESİ	iv
ÖZET	x
SUMMARY	xii
1. GİRİŞ	1
1.1. Tarihsel Gelişim	1
1.2. Çalışmanın Amacı ve Kapsamı	4
2. KESİTİ ARDIŞIK DİELEKTRİK BÖLGELER İLE YÜKLÜ DİKDÖRTGEN DALGA KILAVUZLARINDA GENELLEŞTİRİLMİŞ SAÇILMA MATRİSLERİNİN ELDE EDİLMESİ	7
2.1. Kesitte Ardışık Dielektrik Yüklü Dikdörtgen Dalga Kılavuzunda TE_{m0} Modlarının Çözümleri	9
2.1.1. Modal açılımda kullanılacak ardışık dielektrik yüklü yapının öz fonksiyonları olan E_y alan bileşenlerinin elde edilmesi	10
2.2. Genelleştirilmiş Blok Saçılma Matrisinin Elde Edilmesi	11
2.3. Genelleştirilmiş Jonksiyon Saçılma Matrislerinin Elde Edilmesi	18
2.3.1. Genelleştirilmiş 1. jonksiyon saçılma matrisinin belirlenmesi	18
2.3.2. Genelleştirilmiş 2. jonksiyon saçılma matrisinin belirlenmesi	21
2.4. Kaskat Süreksizliklerin Genelleştirilmiş Saçılma Matrisleri	22
2.4.1. Genelleştirilmiş blok ve jonksiyon S matrislerinin sayısal olarak irdelenmesi	24
3. GENELLEŞTİRİLMİŞ SAÇILMA MATRİSLERİNİN LİTERATÜR KARŞILAŞTIRMALARI	26
3.1. Filtre Uygulamaları	26
3.2. Faz Kaydırıcı Uygulamaları	29
3.2.1. Tek kısımlı empedans uygunlaştırıcılı faz kaydırıcı uygulamaları	29
3.2.2. Dört kısımlı empedans uygunlaştırıcılı faz kaydırıcı uygulamaları	32
4. İLETİM/YANSIMA ÖLÇÜMLERİ İLE MALZEMELERİN KOMPLEKS PERMİTİVİTESİNİN BELİRLENMESİ İÇİN ÖNERİLEN YENİ BİR YÖNTEM	36
4.1. Problemin Tanımlanması	36
4.2. Düz Problem	38
4.3. Ters Problem	40
4.4. Deneysel Ölçüm Sonuçları İle Yöntemin Doğrulanması	42

5. PERİYODİK OLARAK DİELEKTRİK YÜKLÜ METALİK DALGA KILAVUZLARINDA GENELLEŞTİRİLMİŞ SAÇILMA MATRİSLERİNİN YENİ BULUNAN BAZI ÖZELLİKLERİ	44
5.1. Giriş	44
5.2. Özdeğer Spektrumu	46
5.3. Genelleştirilmiş Saçılma Matrislerinin Bazı Özellikleri	49
5.4. Sayısal Uygulama Örnekleri	54
5.4.1. Homojen yükleme	55
5.4.2. İnhomojen yükleme	56
6. İLETİM DURDURMA BAND BÖLGELERİNİ BULABİLEN YENİ YÖNTEMİN MİKRODALGA UYGULAMALARINDA KULLANIMI	65
6.1. Periyodik Olarak Dielektrik Yüklü Metalik Dalga Kılavuzları İle Band Geçiren/Band Durduran Filtre Tasarımı İçin Önerilen Yeni Bir Yöntem	65
6.1.1. Band geçiren/band durduran filtre tasarım algoritması	67
6.1.2. Önerilen algoritmanın uygulanması ve sayısal sonuçlar	67
7. SONUÇLAR	73
KAYNAKLAR	75
EKLER	82
ÖZGEÇMİŞ	100

KISALTMALAR

EM	: Electromagnetic (Elektromagnetik)
FDTD	: Finite Difference Time Domain Method (Zamanda Sonlu Farklar Yöntemi)
FEM	: Finite Element Method (Sonlu Elemanlar Yöntemi)
GSM	: Generalized Scattering Matrix (Genelleştirilmiş Saçılma Matrisi)
HFSS	: High Frequency Structure Simulator (Yüksek Frekanslı Yapı Simülatörü)
IL	: Insertion Loss (Araya Girme Kaybı)
MM	: Mode Matching Method (Mod Uygunlaştırma Yöntemi)
TE	: Transverse Electric (Enine Elektrik)
TM	: Transverse Magnetic (Enine Magnetik)
TWT	: Traveling Wave Tube (Yürüyen Dalga Tüpü)

TABLO LİSTESİ

	<u>Sayfa No</u>
Tablo 4.1. Fiziksel olmayan olmayan çözümlerin elenmesi	42
Tablo 5.1. (5.14) kullanılarak belirlenen Şekil 5.5'deki iletim/durdurma band geçişlerinde oluşan hatalar.....	61

ŞEKİL LİSTESİ

	<u>Sayfa No</u>
Şekil 2.1 : Kesitte ardışık dielektrik yüklü dikdörtgen dalga kılavuzu.....	8
Şekil 2.2 : I, II ve III bölgelerinde oluşan TE_{m0} modları.....	12
Şekil 2.3 : I ve II bölgelerinde oluşan dalgalar.....	18
Şekil 2.4 : II ve III bölgelerinde oluşan dalgalar.....	21
Şekil 2.5 : Genelleştirilmiş Saçılma Matrislerinin birleştirilmesi.....	23
Şekil 2.6 : Blok ve Jonksiyon Gösterilimler.....	24
Şekil 3.1 : Band geçiren filtre örneği.....	26
Şekil 3.2 : İki farklı band geçiren filtre örneği	27
Şekil 3.3 : $\varepsilon_{r1} = \varepsilon_{r3} = 9.8$, $\varepsilon_{r2} = 1$, $t_1 = 0.4A$, $t_2 = 0.6A$, $d = 0.5A$ için MM-GSM ve HFSS sonuçları	27
Şekil 3.4 : $\varepsilon_{r1} = \varepsilon_{r3} = 24.3$, $\varepsilon_{r2} = 1$, $t_1 = 0.3A$, $t_2 = 0.7A$, $d = 0.3A$ ve $d = 0.6A$ için MM-GSM ve HFSS sonuçları.	28
Şekil 3.5 : Dört kısımlı empedans uygunlaştırıcıdan oluşan faz kaydırıcı.....	29
Şekil 3.6 : x-z düzleminde tek kısımlı empedans uygunlaştırıcıdan oluşan faz kaydırıcı problem geometrisi.....	30
Şekil 3.7 : Genelleştirilmiş S Matrisleri ile tek kısımlı empedans uygunlaştırıcı problemin gösterilimi.....	30
Şekil 3.8 : Tek kısımlı empedans uygunlaştırıcı için [27] sonuçları.....	30
Şekil 3.9 : Tek kısımlı empedans uygunlaştırıcı için MM-GSM ve HFSS sonuçları.....	31
Şekil 3.10 : $f = 2.85$ GHz’de değişken c/A için [27]’deki sonuçlar.....	31
Şekil 3.11 : $f = 2.85$ GHz’de değişken c/A için MM-GSM ve HFSS sonuçları.....	32
Şekil 3.12 : Dört kısımlı empedans uygunlaştırıcıdan oluşan faz kaydırıcının x-z düzleminde problem geometrisi.....	32
Şekil 3.13 : $c/A = 0.239$ ve $c/A = 0.078$ için [27]’deki sonuçlar.....	33
Şekil 3.14 : $c/A = 0.239$ için MM-GSM ve HFSS sonuçları.....	33
Şekil 3.15 : Dört kısımlı empedans uygunlaştırıcının [27]’de verilen faz kayması.....	34
Şekil 3.16 : Dört kısımlı empedans uygunlaştırıcının MM-GSM ile faz kayması.....	34
Şekil 4.1 : Kesiti ardışık dielektrik yüklü dikdörtgen dalga kılavuzu.....	37
Şekil 4.2 : $t_1 = 0$, $t_2 = A/2$, $d = A/2$, $\varepsilon_{r3} = 1$ ve $\lambda = 1.4A$ için $ S_{11} $ ve $ S_{21} $ ’in $1 < \varepsilon_{r2} < 6$ aralığındaki değişimleri.....	40
Şekil 5.1 : λ düzleminin θ düzlemine dönüştürülmesi.....	47
Şekil 5.2 : Birim hücrenin portlarındaki genlik ve yansıma parametrelerinin tanımlanması.....	49
Şekil 5.3 : Periyodik yüklü dikdörtgen dalga kılavuzu.....	54
Şekil 5.4 : Homojen yüklü dalga kılavuzu içerisinde en düşük dereceli	

Floquet modunun dispersiyon diyagramı ve $X_{\pm}$ 'nin değişimi (keyfi birim).....	56
Şekil 5.5 : İnhomojen yüklü dalga kılavuzunun dispersiyon diyagramı.....	57
Şekil 5.6a : Kompleks modları içeren iletim durdurma band geçişleri için (5.7)'deki özdeğerlerin λ düzlemindeki kök yer eğrisi.....	58
Şekil 5.6b : Kompleks modları içeren iletim durdurma band geçişleri için (5.7)'deki özdeğerlerin λ düzlemindeki kök yer eğrisi.....	59
Şekil 5.7a : $f = 11.9$ GHz'de özdeğerleri $\lambda_1 = e^{-j1.562rad}$ ve $\lambda_2 = e^{-j0.43rad}$ olan iki Floquet moduna karşı düşen E_y alanının genlik değişimleri.....	59
Şekil 5.7b : $f = 11.9$ GHz'de özdeğerleri $\lambda_1 = e^{-j1.562rad}$ ve $\lambda_2 = e^{-j0.43rad}$ olan iki Floquet moduna karşı düşen E_y alanının faz değişimleri..	60
Şekil 5.8 : X_+ ve X_- 'nin köklerinin değişimleri ile kestirilen iletim durdurma bandları.....	61
Şekil 5.9 : $d / A = 0.5$ ve $(p_1 = p_2) / A = 0.24$ için periyodik yapının dispersiyon diyagramı.....	63
Şekil 5.10 : Sonlu periyodik yapıda HFSS ve MM-GSM sonuçlarının karşılaştırılması.....	64
Şekil 6.1 : Low K-34 dielektrik malzemesinin üstten görünüşü.....	68
Şekil 6.2 : Birim hücrenin üstten ve yandan görünüşü.....	68
Şekil 6.3 : İletim durdurma frekans bandlarının ve birim hücre parametrelerin $X_{\pm}$ 'nin kökleri ile belirlenmesi.....	69
Şekil 6.4 : 22 birim hücreli sonlu periyodik yapının MM-GSM ve HFSS sonuçları.....	70
Şekil 6.5 : 22 birim hücreli yarı periyodik dielektrik malzemenin üstten görünüşü.....	70
Şekil 6.6 : 22 birim hücreli yarı periyodik dielektrik malzemenin yandan görünüşü.....	71
Şekil 6.7 : Önerilen filtrenin $ S_{12} $ 'inin MM-GSM ve deneysel ölçüm sonuçları.....	71
Şekil 6.8 : Önerilen filtrenin $ S_{21} $ 'inin MM-GSM ve deneysel ölçüm sonuçları.....	71
Şekil A.1 : Kaskat süreksiziliklerin Genelleştirilmiş Saçılma Matrislerinin birleştirilmesi.....	82
Şekil C.1 : Farklı dielektrik bölgeler arasındaki jonksiyon.....	89
Şekil C.2 : Referans düzlemlerin ötelenmesi.....	92

SEMBOL LİSTESİ

A	: Dikdörtgen dalga kılavuzunun geniş kenarı
B	: Dikdörtgen dalga kılavuzunun dar kenarı
α_m	: Boş dalga kılavuzunda ilgili moda ait zayıflama sabiti
$\bar{\alpha}_m$	: Kesiti parçalı dielektrik yüklü yapıda ilgili moda ait zayıflama sabiti
β	: Yayılma faz sabiti
γ	: Propagasyon sabiti
$a, b, \bar{a}, \bar{b}, \tilde{a}, \tilde{b}$	: Açılım katsayıları
δ	: Kroneker delta
λ	: Periyodik yapının özdeğeri
Ψ	: Birim hücrede depo edilen kompleks güç
$X_{\pm}$	: Periyodik yapının iletim durdurma band bölgelerini bulabilen fonksiyonlar
d	: Dielektrik malzemenin eksen doğrultusundaki uzunluğu
E	: Elektrik alan
ε_0	: Boşluğun dielektrik geçirgenliği
ε_r	: Dielektrik maddenin bağıl dielektrik sabiti
f	: Frekans
f_m	: Boş dalga kılavuzunda ilgili moda ait öz fonksiyon
$\bar{f}_m$	: Kesiti parçalı dielektrik yüklü yapıda ilgili moda ait öz fonksiyon
H	: Magnetik alan
k_1, k_2, k_3	: Her bir dielektrik bölgeye ait kesim dalga sayıları
m, n	: Mod indisleri
μ	: Ortamın magnetik geçirgenliği
ω	: Açısal frekans
p	: Periyodik yapının periyodu
$S_{11}, S_{12}, S_{21}, S_{22}$	: İki yapılı yapının geleneksel saçılma matrisinin elemanları
$\mathbf{S}_{11}, \mathbf{S}_{12}, \mathbf{S}_{21}, \mathbf{S}_{22}$	: Genelleştirilmiş Saçılma Matrisinin blok alt matrisleri
t_1, t_2	: Dielektrik malzemenin kesitteki konumları
$\tan \delta$	: Dielektrik malzemenin kayıp açısı
Z, Y	: Boş dalga kılavuzunda dalga empedansı ve admitansı
$\bar{Z}, \bar{Y}$	: Kesiti parçalı dielektrik yüklü yapıda dalga empedansı ve admitansı

KESİTİ ARDIŞIK DİELEKTRİK BÖLGELER İLE DOLU EM DALGA KILAVUZLARINDA İLETİM

ÖZET

Kısmen dielektrik yüklü dalga kılavuzları çok sayıda mikrodalga cihazında kullanılmaktadır. Buna ek olarak, bu yapılar malzemelerin kompleks permitivitesinin belirlenmesi için de kullanılmaktadır. Dielektrik yüklü metalik dalga kılavuzları için yansıma iletim ölçmeleri ile malzemelerin kompleks permitivitesinin belirlenmesi amacıyla yapılan çalışmalar nispeten basit durumları içermektedirler. Bu yaklaşımlar numunenin kılavuzun kesitini tamamen doldurduğu basit durumu ya da kesiti kısmen dolduran ancak yüksek dereceli mod interaksyonunu doğru olarak hesaplamayan durumları ele almamaktadırlar. Bu tezde, dikdörtgen dalga kılavuzu içerisine yerleştirilen dielektriğin kompleks permitivitesinin belirlenmesi ters saçılma problemi olarak formüle edildi ve bu sınırlamalar ortadan kaldırıldı. Kısmen dielektrik yüklü dalga kılavuzlarında oldukça esnek ve genel tipteki problemleri içerecek şekilde, doğru ve sayısal olarak verimli bir algoritma verildi. Öngörülen sonuçlar deneysel ölçümlerle karşılaştırılarak iyi bir uyuşma elde edildi.

Periyodik yüklü dalga kılavuzlarının propagasyon karakteristikleri, yavaş dalgalı yapılar, filtreler, faz kaydırıcıları, polarizörler, empedans uygunlaştırıcı cihazlar, antenler, anten beslemeleri ve darbe sıkıştırıcıları gibi pek çok mühendislik uygulamasının tasarım problemlerinde önemli rol oynamaktadır. Periyodik yüklü dalga kılavuzlarında propagasyon üzerine literatürde yer alan çalışmalar araştırıldığında, periyodik dielektrik yüklü dalga kılavuzları tarafından desteklenen Floquet modlarının özdeğer spektrumu incelenmiş ve kayıpsız yapılarda Genelleştirilmiş Saçılma Matrisleri tarafından sağlanan belirli sakınım ilişkileri de türetilmiştir. Bu tez çalışması ile bahsedilen her iki alanda mevcut olan bilgilerin kapsamının genişletilmesi de hedeflenmiştir. Bu tezde, eksenel olarak periyodik dielektrik yüklü metalik dalga kılavuzları için Genelleştirilmiş Saçılma Matrislerinin özelliklerine ilişkin yeni sonuçlar sunulmaktadır.

Tek ve çok Floquet modu destekleyen frekans bölgelerinde iletilen, kesimde olan modların ve kompleks Floquet modlarının ortaya çıkışları ve frekans bağımlılıkları sistematik bir çatı ile açıklandı. Bu bağlamda, kompleks propagasyon sabitleri ile karakterize edilen kompleks modların davranışları özellikle vurgulandı. Kompleks özdeğerleri içermeyecek birim hücre yapılarında, periyodik olmaları durumunda kompleks modların ortaya çıkmalarına neden olan gerekli koşullar elde edildi.

Kayıpsız periyodik yapılardaki birim hücrenin Genelleştirilmiş Saçılma Matrisi için iki yeni sakınım ilişkisi formüle edildi. Bu yeni iki sakınım ilişkisinden biri, hesaplanan Genelleştirilmiş Saçılma Matrisi elemanlarının doğruluğunun kontrol edilmesi için yeni bir yol sağlarken diğeri de tek Floquet modlu bölge içerisinde yer alan iletim/durdurma band geçiş frekanslarını iyi bir yaklaşımla çok hızlı olarak kestiren yeni bir yöntem sağlamaktadır. Önerilen bu yeni yöntem, Floquet koşulunu

uygulamaksızın ve dolayısıyla özdeğer denklemini çözmeksizin verimli bir şekilde uygulanabilmektedir.

Çalışma sırasında bulunan önemli noktaların geçerliliğini ve uygulanabilirliğini göstermek amacıyla, Floquet modlarının özdeğerleri ve öz vektörlerinin davranışları ve dispersiyon diyagramları için sayısal sonuçlar elde edildi. Önerilen yaklaşık yöntemin uygulanması ile kestirilen band-kenar frekans değerleri ve birim hücrenin parametrelerine olan bağımlılığı için sayısal sonuçlar verildi.

Periyodik yapının iletim durdurma band bölgelerini bulabilen bu yeni yöntem periyodik olarak dielektrik yüklü metalik dalga kılavuzları ile band geçiren/band durduran filtre tasarımlarında optimizasyon sürecini önemli ölçüde azaltabilir. Band geçiren/band durduran filtre tasarımı için yeni bir algoritma geliştirildi ve bir prototip filtre yapıldı. Doğrulama amacıyla sayısal sonuçlarımız bağımsız ticari yazılım paketi HFSS ile ve deneysel ölçümlerle karşılaştırıldı. Sayısal sonuçlar teori ile iyi uyum içerisindedir ve önerilen yöntemin uygulanabilirliğini, esnekliğini ve üstünlüğünü göstermektedir.

WAVE PROPAGATION IN EM WAVEGUIDES LOADED WITH SEQUENTIAL DIELECTRIC REGIONS IN CROSS SECTION

SUMMARY

Partially dielectric loaded waveguides have been used in many microwave devices. In addition to this, these structures are used to determine complex permittivity of materials. The methods reported in the literature on determination of complex permittivity of materials via transmission/reflection measurements for dielectric loaded metallic waveguides include relatively simple scenarios. These approaches either treat a simplified scenario wherein the sample fills the entire cross-section of the waveguide or in considering partial filling they do not accurately account for interactions between higher order modes. In this thesis the determination of the complex permittivity of dielectric posts in rectangular waveguides is formulated as an inverse scattering problem and these limitations are removed. An accurate and numerically efficient algorithm is given which is quite flexible and can easily be modified to address problems involving more general types of inhomogeneous dielectric loadings in waveguides. The predicted results are compared with measurements and good agreement is obtained.

Propagation characteristics of periodically loaded waveguides play an important role in the design problems encountered in many engineering applications such as: slow-wave structures, filters, phase shifters, polarizers, impedance matching devices, antennas, antenna feeds, and pulse compressors. The results reported in the literature on propagation in periodically loaded waveguides include investigations of the features of the eigenvalue spectrum of Floquet modes supported by such structures and derivations of certain conservation relations satisfied by the generalized scattering matrix in the absence of losses. This study aims to extend the grounds thus far covered in both of the areas mentioned above. In this thesis, some new results are presented on the properties of generalized scattering matrix representations for metallic waveguides with axially periodic dielectric loadings

A unified framework is given for describing the frequency dependence and for identifying the emergence of propagating, non-propagating and complex Floquet modes in single as well as multi mode regions. In this context special emphasis is given to the behavior of complex Floquet modes characterized by complex propagation constants. Necessary conditions are obtained for the emergence of complex modes in periodic structures in cases where the unit cell do not involve complex eigenvalues.

Two new conservation relations are formulated for the generalized scattering matrix of the unit cell in lossless periodic structures. One of these relations provides a convenient means for checking the correctness of the values of calculated matrix elements, while the other relation yields accurate estimates for the stop-band/pass-band transition frequencies located within single Floquet mode regions. The

proposed approach can be implemented in a very efficient manner, without having to impose Floquet condition and solve the resulting eigenvalue equation.

For the purpose of demonstrating the validity and applicability of the several points made in this thesis some typical results are presented for the calculated behaviors of the eigenvalues and eigenfunctions of Floquet modes, and for the dispersion diagrams. Numerical results are given for the estimated values of the band-edge frequencies obtained via the proposed approximation scheme and also for their dependence on the parameters of the unit cell.

The novel method of estimating stop-band/pass-band regions in periodic structures may significantly reduce the optimization cycles in designing bandpass/stopband filters via metallic waveguides with periodic dielectric loading. An algorithm for designing bandpass/stopband filters is developed and a prototype filter has been built. For the purpose of verification, our results are compared with an independent commercial software package (HFSS) and also with experimental measurements. Results are in good agreement with the theory and demonstrate the validity, applicability and versatility of the proposed method.

1. GİRİŞ

Düşük kayıplı ve yüksek dielektrik sabitine sahip malzemelerin gelişmesi ile birlikte, kısmen dielektrik yüklü dalga kılavuzlarının güç taşıma kapasitelerinin ve band genişliklerinin yüksüz kılavuzlara göre yüksek olmalarından dolayı kullanımları son derece yaygınlaşmıştır [1]. Homojen olmayan biçimde ardışık dielektrik bölgeler ile yüklü metalik dalga kılavuzları faz değıştircileri, empedans dönüştürücüleri, filtreler ve zayıflatıcılar gibi pek çok mikrodalga elemanında uygulanmaktadır [2]. Mikrodalga alt sistemlerinde yaygın olarak kullanılan bu dalga kılavuzlarının analiz ve sentezine ilişkin incelemeler ise literatürde geniş biçimde yer almaktadır.

1.1 Tarihsel Gelişim

Kısmen dielektrik bölgeler ile ardışık olarak yüklü metalik dalga kılavuzlarının analiz ve sentezine ilişkin çeşitli yöntemler geliştirilmiş ve çok sayıda bilimsel yayın yayımlanmıştır.

Bu konuda yapılan ilk çalışmalar dar kenarı dielektrik malzeme ile tamamen dolu olacak şekilde dielektrik yüklü dikdörtgen dalga kılavuzları üzerine yoğunlaşmıştır. Dikdörtgen dalga kılavuzunun dar kenarının dielektrik malzeme ile dolu olması durumunda TE_{m0} modlarının propagasyon analizi yeterli olmaktadır [3]. Literatürde TE_{m0} modlarının propagasyon analizleri ile ilgili olarak: sonsuz uzunlukta tek bir dielektrik malzemenin, kılavuzun bir kenarına dayanacak tarzda yüklendiği durum [2-5] de, kılavuzun ortasına yerleştirildiği durum [1, 5-6]'da, kılavuzun herhangi bir konumuna yerleştirilme durumu ise [7]'de incelenmiştir. Sonsuz uzunlukta iki dielektrik bölgenin kılavuzun ortasına göre simetrik ve asimetrik yerleştirilmesi ise sırasıyla [8] ve [9] 'da incelenmiştir.

Dalga kılavuzu kesitte iki ya da daha fazla dielektrik bölge ile yüklendiğinde, özdeğerlerin belirlenmesini gerektiren transandantal denklemlerin çözümü zorlaşmaktadır. Bu nedenle tam çözüm yerine pertürbasyon ya da varyasyonel yöntemlerde kullanılmaktadır [2]. Dielektrik yüklü dalga kılavuzları için varyasyonel

yöntemle çözümler [10-15]'de, sonlu elemanlarla yapılan çözümler ise [16-17]'de yer almaktadır. Sonsuz uzunluktaki dielektrik yüklü dalga kılavuzlarında yapılan bu incelemeler, temel olarak propagasyon sabitlerinin belirlenmesini ve dispersiyon diyagramlarının elde edilmesini içermektedir. Pratik uygulamalarda ise dielektrik malzeme sonlu uzunlukta olup, dielektrik yüklü dalga kılavuzlarının saçılma parametreleri ile ilgilenilmektedir. Yukarıda belirtilen yayınlarda temel olarak kısmen dielektrik yüklü yapının propagasyon sabitlerinin belirlenmesi ve dispersiyon diyagramları elde edilmekte, böylelikle bu çalışmalar sonlu uzunluktaki malzemenin saçılma parametrelerinin belirlenebilmesi için çözülmesi gereken bir alt işlem basamağını içermektedirler.

Dalga kılavuzu içerisindeki engellerden veya cisimlerden saçılma üzerine önemli ölçüde çalışma yapılmıştır. Dikdörtgen dalga kılavuzu içerisindeki endüktif engellerden ve dielektrik sütunlardan saçılma için eşdeğer devre parametrelerine dayanan tanımlamalar [5]'de verilmektedir. Dikdörtgen dalga kılavuzu içerisindeki endüktif sütunlar ve diyaframlar moment yöntemi ile [18-20]'de incelendi. Modal açılım tekniği ile kılavuz içerisine yerleştirilen E-düzlemi metal ile filtre tasarımı [21]'de gerçekleştirildi. Kılavuz ortasına yerleştirilen dairesel silindirik dielektrik sütunun, dikdörtgen ve dairesel etkileşim bölgeleri seçilerek analizleri modal açılım tekniği ile sırasıyla [22] ve [23]'de, varyasyonel yöntemle çözümü ise [24]'de yapıldı. Dikdörtgen dalga kılavuzu içerisindeki keyfi şekle sahip dielektrik sütun için moment yöntemi ile çözümler [25-26]'da yapıldı. Dielektrik yüklü dikdörtgen dalga kılavuzunu kullanarak modal açılım tekniği ile faz kaydırıcı tasarımları [27-28]'de gerçekleştirildi. Dairesel ferrit sütunla yüklü m kapılı simetrik jonksiyonun modal açılımla analizi ise [29]'da, keyfi şekilli ferrit sütunlara sahip dalga kılavuzu jonksiyonlarının integral denklemlere dayanan analizleri [30]'da, ferrit dilimlerle yüklü kılavuz ile faz kaydırıcı tasarımları ise [31]'de incelendi. H düzlemi jonksiyonların sonlu elemanlar yöntemi ile analizleri [32-35]'de, integral denklemine dayanan sınır eleman yöntemi ile analizleri ise [36-37]'de incelendi. Kılavuz içerisindeki keyfi şekilde dielektrik ve ferrit sütunların analizleri sınır elemanı ve sonlu elemanlar yöntemlerinin birleşimi bir yöntem ile [38]'de incelendi.

Literatürde dikdörtgen prizması biçimdeki dielektrikle yüklü dalga kılavuzlarının saçılma parametreleri ile ilgili olarak Modal Açılım Tekniği ile çözümler [27-28, 39-41]'de, Zamanda Sonlu Farklar Yöntemi ile [42-43]'de yer almaktadır. Kısmen

dielektrik yüklü dikdörtgen dalga kılavuzlarının, faz kaydırıcı ve empedans uygunlaştırıcı olarak kullanılması [27-28]'de, filtre olarak kullanılması ise [39]'da yer almaktadır.

Malzemelerin dielektrik özelliklerinin belirlenmesi için kullanılan iletim hattı yöntemlerinde, dielektrik malzeme koaksiyel hatta [44-46] ya da dikdörtgen dalga kılavuzu [47] içerisine yerleştirilmekte ve ölçülen saçılma parametrelerinden malzemenin dielektrik özelliği belirlenmektedir. Koaksiyel hatlı uygulamada malzemenin koaksiyel hattın iç ve dış iletkenleri arasına silindirik olarak çok düzgün şekilde kesilmesi oldukça zordur. Bunun aksine, dikdörtgen dalga kılavuzu içerisine dikdörtgen prizması şeklinde malzemenin kesilmesi çok daha kolay olmaktadır. Geleneksel yöntem dikdörtgen dalga kılavuzunun kesitini tamamen dolduracak şekilde malzemenin kılavuz içerisine yerleştirilmesidir. Bu durumda baskın mod açısından yapılacak bir modelleme ile formülasyon basitleşmektedir. Ancak uygulamada kılavuz ile malzeme arasında yer alan hava boşlukları nedeniyle yüksek dereceli modlar uyarılmakta ve sadece baskın modu dikkate alan modelleme de geçerliliğini yitirmektedir. Bu nedenle kesiti kısmen dielektrik yüklü dikdörtgen dalga kılavuzları ile malzemelerin kompleks permitivitesinin belirlenmesine çalışılmaktadır. Dielektrik yüklü dalga kılavuzlarını kullanarak malzemenin kompleks permitivitesinin belirlenmesi amacıyla yapılan çalışmalar kapsamında dalga kılavuzunun kesitinin dielektrik malzeme ile tamamen dolu olması durumu [48]'de, malzemenin kılavuzun ortasına kısmen yüklü olarak yerleştirilme durumu ise [49]'da incelenmiştir. Kesiti kısmen dolduran ancak yüksek dereceli mod interaksyonunu doğru olarak göz önüne almayan bir çalışma [50]'de, yüksek dereceli mod interaksyonunu içeren bir çalışma ise [41]'de gerçekleştirilmiştir.

Dalga kılavuzu içerisindeki ardışık süreksizliklerin bulunması durumlarında kullanılacak matematiksel modellerin, kılavuz içerisindeki yüksek dereceli mod interaksyonunu içermesi gerekmektedir. Genelleştirilmiş Saçılma Matrisleri yöntemi sayısal doğruluğu ve kararlılığı koruyarak [27] bu modellemeyi gerçekleştirmektedir. Genelleştirilmiş Saçılma Matrisi kavramı literatüre [51-52] ile önerilmiş, kullanılması gereken denklemler [53-55]'de türetilmiştir. Genelleştirilmiş Saçılma Matrislerinin, ardışık adım süreksizlikleri için [52]'de, mikroşerit adım süreksizlikleri için [53]'de, ardışık süreksizliklerde faz kaydırıcı ve empedans uyulaştırıcı uygulamaları için kullanımı [27]'de yer almaktadır.

Kısmen dielektrik yüklü dikdörtgen dalga kılavuzlarının önemli kullanım alanlarından biri de periyodik yapılardır. Periyodik yapıların [56] ve [2]'de belirtilen özellikleri, yani yavaş dalgaları desteklemeleri ve spektral cevaplarında iletim/durdurma bandlarının mevcut olması nedeniyle son yıllarda bu konuya olan ilgi sürekli olarak artmıştır. Periyodik yüklü dalga kılavuzları da periyodik yapıların ana alt kümelerinden biridir ve propagasyon karakteristikleri, yavaş dalgalı yapılar, filtreler, faz kaydırıcıları, polarizörler, empedans uygunlaştırıcılı cihazlar, antenler, anten beslemeleri ve darbe sıkıştırıcıları gibi pek çok mühendislik uygulamasının tasarım problemlerinde önemli rol oynamaktadır [27, 57-61].

Düzgün dalga kılavuzu modları cinsinden periyodik birim hücrenin Genelleştirilmiş Saçılma Matrisi gösterilimleri [62-64]'deki araştırmacılar tarafından periyodik yüklü dalga kılavuzlarını içeren oldukça geniş bölgedeki problemleri kapsayacak şekilde kullanılmış elverişli ve verimli bir yaklaşımdır. Periyodik yüklü dalga kılavuzlarında propagasyon üzerine literatürde yer alan çalışmalar araştırıldığında, bu tarz yapılar tarafından desteklenen Floquet modlarının özdeğer spektrumu [63,65-66]'da incelenmiş ve kayıpsız yapılarda Genelleştirilmiş Saçılma Matrisleri tarafından sağlanan belirli sakınım ilişkileri ise [67-72]'de türetilmiştir.

1.2 Çalışmanın Amaç ve Kapsamı

Kısmen dielektrik yüklü dalga kılavuzları üzerine literatürdeki mevcut yayınlarda matematiksel modelin kurulması ve sınırlamaların genel bir çerçeve içinde ortaya konulması, tasarım parametrelerinin etkin biçimde belirlenmesi ve optimizasyonu, modelin elektromagnetik ters problemlere uygulanabilirliğinin incelenmesi açılardan eksiklikler bulunmaktadır.

Malzemelerin kompleks permitivitesinin belirlenmesi amacıyla kısmen dielektrik yüklü dikdörtgen dalga kılavuzları üzerine yapılan çalışmalarda, yüksek dereceli mod interaksiyonunu hesaba katacak genellikte bir çözüm mevcut değildi. Tez çalışmasında bu durumu ortadan kaldıracak şekilde malzemenin kompleks permitivitesinin belirlenmesini sağlayacak mümkün olduğunca daha genel bir yöntem geliştirilmesi hedeflendi.

Tez çalışmasında periyodik olarak dielektrik yüklü dalga kılavuzlarında desteklenen Floquet modlarının özdeğer spektrumu ve kayıpsız periyodik yapılarda

Genelleştirilmiş Saçılma Matrisleri tarafından sağlanan belirli sakınım ilişkilerinin genişletilmesi ve geliştirilecek yeni yöntemlerin mikrodalga uygulamalarında kullanılabilirliğinin araştırılması da hedeflendi.

Tezin her bir bölümünde yer alan incelemeler sırasıyla ve ana hatlarıyla aşağıda verilmektedir.

Bölüm 2’de, sonlu uzunlukta, kesitte ise ardışık dielektrik yüklü dikdörtgen dalga kılavuzunun Genelleştirilmiş Blok Saçılma Matrisleri ve Jonksiyon Saçılma Matrisleri Modal Açılım Tekniği ile elde edilmektedir. Bunu takiben ardışık yapılarda, tüm yapının Genelleştirilmiş Saçılma Matrisini elde edebilmek için Blok veya Jonksiyon Saçılma Matrislerinde kullanılması gereken denklemler türetilmektedir.

Bölüm 3’de, kısmen dielektrik yüklü dikdörtgen dalga kılavuzlarının literatürde filtre, faz kaydırıcı olarak kullanıldığı uygulamalar ele alınmaktadır. Ele alınan problemler kaynak makalelerdeki parametre değerleri için Bölüm 2’de ayrıntısı ile anlatılan Modal Açılım Tekniği ve Genelleştirilmiş Saçılma Matrisleri (MM-GSM) kullanılarak tekrar çözülmüştür. Bulunan sayısal sonuçların referanslarda verilen sonuçlarla çok iyi uyduğu gösterilerek, tezde kullanılan yaklaşım ve buna dayalı yazılım valide edilmiştir.

Bölüm 4’te, kısmen dielektrik yüklü dikdörtgen dalga kılavuzları kullanılarak az sayıda frekansta yapılan yansıma iletim ölçmeleri ile malzemelerin kompleks permitivitesinin belirlenmesi için geliştirilen yeni bir yöntem verilmektedir. Deneysel ölçümlerle yöntemin doğruluğu ve uygulanabilirliği ortaya konmaktadır.

Bölüm 5’de, eksenel olarak periyodik dielektrik yüklü metalik dalga kılavuzları için Genelleştirilmiş Saçılma Matrislerinin özellikleri üzerine yeni bulunan bazı sonuçlar yer almaktadır. Periyodik yapılarda tek modlu ve çok modlu bölge içerisinde, propagasyon yapan ya da yapmayan ve kompleks Floquet modlarının ortaya çıkışlarının tespit edilmesini sağlayan ve frekansa olan bağımlılıklarını açıklayan sistematik bir yöntem verilmektedir. Bu bölümde, ayrıca, kayıpsız periyodik yapılarda birim hücrenin Genelleştirilmiş Saçılma Matrisi için iki yeni sakınım ilişkisi formüle edilmiştir.

Bölüm 6’da, tezde geliştirilen yeni yaklaşık yöntemin periyodik olarak dielektrik yüklü metalik dalga kılavuzları ile band geçiren/band durduran filtre tasarımları için

uygulanması yer almaktadır. Ayrıca, yeni bir band geçiren/band durduran filtre tasarım algoritması da verilmekte ve gerçekleştirilen prototip filtreye ait deneysel ölçüm sonuçları ile önerilen yöntemin filtre tasarımı amacıyla kullanılabileceği vurgulanmaktadır.

Bölüm 7’de, tez çalışmasının sonuçları yer almaktadır.

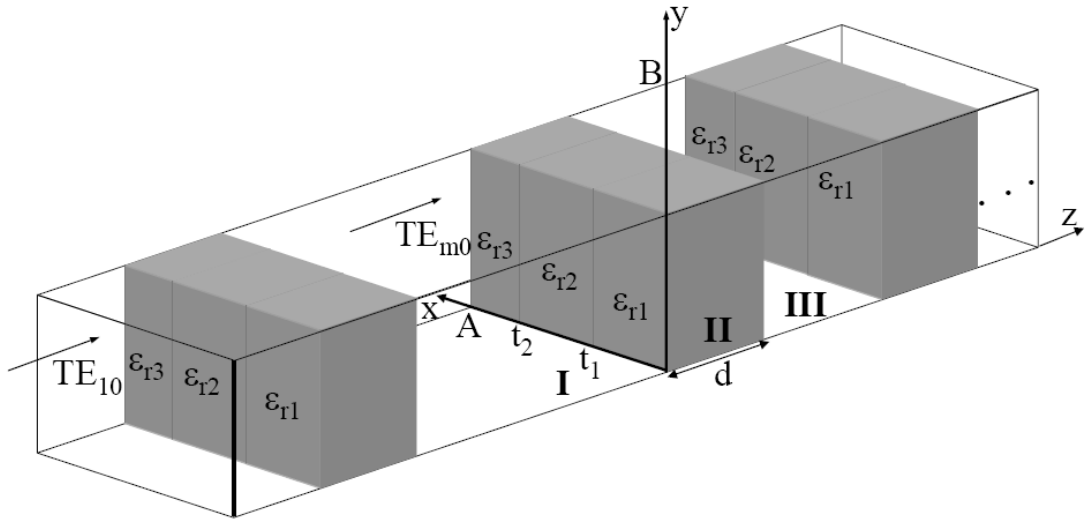
2. KESİTİ ARDIŞIK DİELEKTRİK BÖLGELER İLE YÜKLÜ DİKDÖRTGEN DALGA KILAVUZLARINDA GENELLEŞTİRİLMİŞ SAÇILMA MATRİSLERİNİN ELDE EDİLMESİ

Dalga kılavuzlarında birbirine yakın ardışık süreksizlikler bulunması durumunda yüksek dereceli, kesim ötesi modların etkileri önem taşır ve bu nedenle ardışık bloklar birbirlerinden bağımsız olarak modellenemezler. Blokların modellenmesinde dalga kılavuzu içerisinde oluşan süreksizliklerin uyardığı modlara ilişkin tüm interaksyonu göz önüne almak gerekmektedir. Bu yapıların analizinde literatürde genellikle kullanılan iletim hattı matrisleri, kesim ötesi modlara ilişkin katkıların çok farklı mertebelerde olabilmesi nedeniyle sayısal kararsızlıklara neden olmaktadır. Bu nedenle bu çalışmada sayısal doğruluğu koruyan ve aynı zamanda yüksek dereceli mod interaksyonundan kaynaklanan sayısal kararsızlık problemini ortadan kaldıran Genelleştirilmiş Saçılma Matrisleri (GSM) gösterilimi kullanılmaktadır.

Dalga kılavuzu içerisindeki süreksizliklerin modellenmesinde Modal Açılım Tekniği (MM) yeterli mod sayısı kullanıldığında yapının tam çözümünü veren yarı-analitik bir tekniktir. Modal Açılım Tekniği ile gerek duyulan bilgisayar zamanı ve kapasitesi salt sayısal yöntemlere göre önemli avantajlar sağlamaktadır. Yapının boyutları büyüdüğünde Zamanda Sonlu Farklar (FDTD), Sonlu Elemanlar (FEM) gibi sayısal yöntemlerin hesaplama yükleri artarak, uygulanabilmeleri zorlaşmaktadır. Aynı zamanda araştırmada ele alınacak tasarıma yönelik problemlerde sadece analiz ile değil, sentez amaçlı da çalışılacağı için analitik tabanlı bir yöntem seçmek daha uygundur. Bu nedenle araştırmada problemin çözümü için en uygun yöntem olarak görülen Modal Açılım Tekniği kullanılarak Genelleştirilmiş Saçılma Matrislerine dayalı modelleme yapılmaktadır.

Bu bölümde, kesitte ve kılavuz eksenı doğrultusunda ardışık dielektrik bölgeler içeren Şekil 2.1’de gösterilen dikdörtgen dalga kılavuzu problemi ele alınmaktadır. Bu amaçla eksen doğrultusunda sonlu uzunlukta, kesitte ise ardışık dielektrik yüklü dikdörtgen dalga kılavuzunun, $z=0^-$ ve $z=d^+$ referans düzlemleri ile sınırlı bölgesinin Modal Açılım Tekniği ile Genelleştirilmiş Saçılma Matrisi elde

edilmektedir. Dalga kılavuzunun soldan TE_{10} baskın modu ile uyarıldığı ve dielektrik malzemelerin kılavuzun dar kenarını tamamen doldurduğu varsayılmaktadır. Şekil 2.1’de I ve III bölgelerinin boş olduğu gösterilmekle birlikte, Bölüm 3 ve Bölüm 6’da boşluksuz tek parça dielektrik yüklemeli durumlar ele alınmıştır. Yapının y ekseninde değişmemesi sonucu, boş ve dielektrik yüklü bölgelerde yalnızca TE_{m0} tipi modlar desteklenirler [3, 41]. Bu nedenle, Genelleştirilmiş Saçılma Matrisi TE_{m0} tipi modları içeren standart Modal Açılım Tekniğinin uygulanması ile belirlenebilir.



Şekil 2.1. Kesitte ardışık dielektrik yüklü dikdörtgen dalga kılavuzu

Bilindiği üzere S parametreleri belirli referans düzlemlerinde tanımlı büyüklüklerdir. İlerleyen kısımlarda Genelleştirilmiş Blok Saçılma Matrisleri ve Genelleştirilmiş Jonksiyon Saçılma Matrisleri ifadeleri kullanılmaktadır. Eğer S parametreleri ilgilenilen referans düzlemleriyle sınırlı yapı için doğrudan blok olarak hesaplanıyorsa Blok Saçılma Matrisi ifadesi kullanılmaktadır. İlgilenilen yapı çok sayıda ardışık süreksizlik içerebilir. Bu durumda her bir süreksizlik bölgesinde alanların yazılması ve sınır koşullarının uygulanması ile S parametrelerinin tek bir blok olarak hesaplanması zorlaşır. İşte bu nedenle, çok sayıda ardışık süreksizlik içeren yapılarda öncelikle Jonksiyonların Saçılma Matrislerini hesaplamak ve hesaplanan Jonksiyon Saçılma Matrislerini uygun şekilde birleştirerek tüm yapının Genelleştirilmiş Saçılma Matrisinin bulunması daha etkin bir yöntemdir. Genelleştirilmiş Jonksiyon Saçılma Matrislerini kullanarak yapılacak işlemlerin doğruluğunu ortaya koyabilmek için elde edilen sonuçların, Genelleştirilmiş Blok Saçılma Matrisi ile aynı olduğunun gösterilmesi uygun olur. Bu nedenle bu bölümde

sırasıyla ele alınan yapının Genelleştirilmiş Blok Saçılma Matrisleri ve Jonksiyon Saçılma Matrisleri elde edilmektedir. Bunu takiben ardışık yapılarda, tüm yapının Genelleştirilmiş Saçılma Matrisini elde edebilmek için Genelleştirilmiş Saçılma Matrislerinin birleştirilmesini sağlayan denklemler türetilmektedir. Bu bölümde son olarak, sayısal bir uygulama ile Blok Saçılma Matrisinin doğrudan hesaplanması ile elde edilen sonuçların, Jonksiyon Saçılma Matrisleri kullanılarak elde edilen sonuçlarla aynı olduğu gösterilmektedir. Ele alınan problemde gerek Blok gerekse de Jonksiyon Saçılma Matrislerinin hesaplanabilmesi için daha önce bahsedildiği üzere TE_{m0} modlarının çözümleri gerekmektedir. Bu nedenle bu bölümün ilk kısmında bu çözümler yer almaktadır.

2.1 Kesitte Ardışık Dielektrik Yüklü Dikdörtgen Dalga Kılavuzunda TE_{m0} Modlarının Çözümleri

Bu tezin tümünde yalnızca frekans domen çözümleri ile ilgilenilmiş, $e^{j\omega t}$ olarak alınan zaman değişimine bağıntılarda yer verilmemiştir. Dikdörtgen dalga kılavuzu geometrisi ardışık dielektrik yüklü yapıda y yönünde değişmediğinden, çözümler y 'den bağımsız TE_{m0} modlarını içeren bir açılımla ifade edilebilirler. Dalga denklemi H_z magnetik alan bileşeni için $H_z(x, y, z) = h_z(x, y)e^{-j\beta z}$ olmak üzere her bir dielektrik bölgede ayrı ayrı yazıldığında,

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + k_i^2 \right) h_z = 0 \quad i = 1, 2, 3 \quad (2.1)$$

$$k_i = \sqrt{k_0^2 \epsilon_{ri} - \beta^2} \quad i = 1, 2, 3 \quad (2.2)$$

elde edilir. Burada k_i $i = 1, 2, 3$ her bir dielektrik bölge için $(0 < x < t_1, t_1 < x < t_2, t_2 < x < A)$ dalga sayılarını, β propagasyon sabiti, ϵ_{ri} ise dielektrikle yüklü bölgelerin bağıl dielektrik sabitini göstermektedir. (2.1) denkleminin çözümünden h_z alan bileşeni

$$h_z = \begin{cases} A_e \cos k_1 x + B \sin k_1 x & 0 \leq x \leq t_1 \\ C \cos k_2 x + D \sin k_2 x & t_1 \leq x \leq t_2 \\ E \cos k_3 (A - x) + F \sin k_3 (A - x) & t_2 \leq x \leq A \end{cases} \quad (2.3)$$

olarak bulunur. e_y alan bileşeni ise

$$e_y = \frac{j\omega\mu}{k_i^2} \cdot \frac{\partial h_z}{\partial x} \quad (2.4)$$

denklemini kullanılarak elde edilip $x=0$ ve $x=A$ 'da $e_y = 0$ sınır koşulu uygulandığında $B = F = 0$ bulunur. Dielektrik ara yüzeyler olan $x=t_1$ ve $x=t_2$ 'de e_y ve h_z alan bileşenlerinin sürekliliği koşulunun kullanılmasıyla elde edilen denklemler matris formunda ifade edildiğinde

$$\mathbf{L} \cdot \mathbf{G} = \mathbf{0} \quad (2.5)$$

$$\mathbf{L} = \begin{bmatrix} -\frac{\sin(k_1 t_1)}{k_1} & \frac{\sin(k_2 t_1)}{k_2} & -\frac{\cos(k_2 t_1)}{k_2} & 0 \\ 0 & -\frac{\sin(k_2 t_2)}{k_2} & \frac{\cos(k_2 t_2)}{k_2} & -\frac{\sin(k_3 (A - t_2))}{k_3} \\ \cos(k_1 t_1) & -\cos(k_2 t_1) & -\sin(k_2 t_1) & 0 \\ 0 & \cos(k_2 t_2) & \sin(k_2 t_2) & -\cos(k_3 (A - t_2)) \end{bmatrix}, \mathbf{G} = \begin{bmatrix} A_c \\ C \\ D \\ E \end{bmatrix} \quad (2.6)$$

bulunur. (2.5) denkleminin her iki tarafını $k_1 k_2 k_3$ ile çarpalım. Anlamlı çözüm için $k_1 k_2 k_3 \mathbf{L}$ matrisinin determinantı sıfır olmalıdır. Böylece elde edilen, özdeğer denklemi transandantal bir denklemdir. Bu denklemde k_1 , k_2 ve k_3 yerlerine yazıldığında özdeğer denklemi bilinen geometrik parametreler için sadece β 'nın fonksiyonu olur. Özdeğer denklemi uygun bir sayısal yöntemle, örneğin aralık bölme yöntemi ile çözüldüğünde propagasyon sabitleri bulunurlar.

2.1.1 Modal Açılımda Kullanılacak Ardışık Dielektrik Yüklü Yapının Öz Fonksiyonları Olan E_y Alan Bileşenlerinin Elde Edilmesi

Özdeğer denkleminin sayısal olarak çözülmesi sonucunda bulunan propagasyon sabitlerinden yararlanarak k_1 , k_2 ve k_3 kesim dalga sayıları her mod için sırasıyla bulunurlar. Sınır koşullarının uygulanması sonucunda elde edilen denklemler arasında katsayıların diğer denklemlerde yerlerine yazılmaları sonucunda e_y alan ifadesi aşağıdaki gibi bulunur:

$$e_y = A_1 \begin{cases} \frac{\sin k_1 x}{k_1} & 0 \leq x \leq t_1 \\ \frac{C_{11} \sin k_2 x - D_{11} \cos k_2 x}{k_2} & t_1 \leq x \leq t_2 \\ -\frac{E_{11} \sin k_3 (A-x)}{k_3} & t_2 \leq x \leq A \end{cases} \quad (2.7)$$

$$C_{11} = \frac{1}{k_1} \left(\frac{k_2 \sin k_1 t_1 + k_1 \cot k_2 t_1 \cos k_1 t_1}{\sin k_2 t_1 + \cot k_2 t_1 \cos k_2 t_1} \right) \quad (2.8)$$

$$D_{11} = \frac{\cos k_1 t_1 - C_{11} \cos k_2 t_1}{\sin k_2 t_1}, \quad (2.9)$$

$$E_{11} = \frac{C_{11} \cos k_2 t_2 + D_{11} \sin k_2 t_2}{\cos k_3 (A-t_2)} \quad (2.10)$$

bulunur. e_y alan ifadesinde bilinmeyen A_1 katsayısı bulunmaktadır. Bu katsayı uyarmaya bağlıdır. Mod çözümleri kendi aralarında dik fonksiyonlardır. İç çarpım işlemlerinde işlem kolaylığı sağlamak için normalizasyon işlemi kesit üzerinden

$$\int_{x=0}^a \int_{y=0}^b e_y^2 dx dy = 1 \quad (2.11)$$

biçiminde tanımlanarak A_1 hesaplanır.

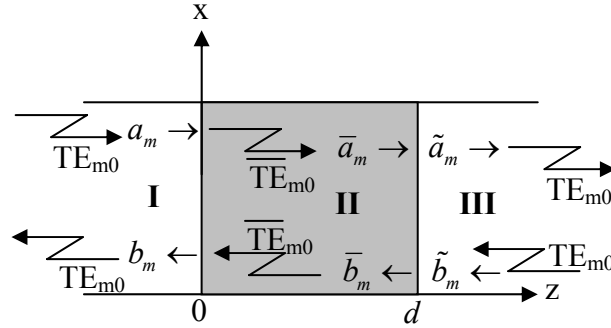
2.2 Genelleştirilmiş Blok Saçılma Matrisinin Elde Edilmesi

Bu kısımda, Şekil 2.1’de problem geometrisi verilen, eksen doğrultusunda sonlu uzunlukta, kesitte ise ardışık dielektrik yüklü dikdörtgen dalga kılavuzunun, $z=0^-$ ve $z=d^+$ düzlemleri ile sınırlı bölgesinin Genelleştirilmiş Blok Saçılma Matrisi elde edilmektedir.

Mikrodalga uygulamalarında genellikle boş dalga kılavuzu içerisinde sadece baskın modun yayıldığı frekans bölgesinde çalışılmaktadır. Kılavuzu besleyen kaynaktan yeterince uzakta boş dalga kılavuzunda sadece baskın mod yayılmaktadır. Bu nedenle, kılavuzun sadece baskın TE_{10} modu ile uyarıldığı varsayılarak analizlerin yapılabileceği düşünülebilir. Ancak, dalga kılavuzunun ekseni boyunca yer alan ardışık süreksizlikli yapılar nedeniyle yüksek dereceli TE_{m0} modları da

uyarılmaktadır. Ardışık süreksizlikler arasındaki mesafe dalga boyundan yeterince büyük olmadığında sadece dominant moda ait modelleme geçerliliğini yitirir. Dalga kılavuzlarında birbirine yakın ardışık süreksizlikler bulunması durumunda yüksek dereceli, kesim ötesi modların etkileri önem taşır ve bu nedenle ardışık bloklar birbirlerinden bağımsız olarak modellenemezler. Bu nedenle, dalga kılavuzu içerisinde oluşan süreksizliklerin uyardığı modlara ilişkin tüm interaksiyonu ortaya koyabilmek ve çözümlerin genelliğini korumak amacıyla dalga kılavuzunun TE_{m0} modları ile uyarıldığı varsayılarak analizler yapılacaktır.

Şekil 2.2’de, I ve III bölgeleri hava, II bölgesi ise kesitte ardışık dielektrik yüklü olmak üzere (bkz. Şekil 2.1) x-z düzlemi problem geometrisi verilmiştir. Buna göre, I bölgesinde boş borunun öz fonksiyonları ile tanımlanabilen gelen ve yansıyan TE_{m0} modları (a_m, b_m) , II bölgesinde ise kesitte parçalı dielektrik yüklü borunun öz fonksiyonları ile tanımlanabilen giden ve yansıyan $\overline{TE}_{m0}$ modları $(\bar{a}_m, \bar{b}_m)$, III bölgesinde ise boş borunun öz fonksiyonları ile tanımlanabilen giden ve yansıyan TE_{m0} modları $(\tilde{a}_m, \tilde{b}_m)$, oluşacaktır. II bölgesinin öz fonksiyonları, I bölgesinin öz fonksiyonlarından farklı olduğu için çözümlerde $\overline{TE}$ notasyonu kullanılmaktadır.



Şekil 2.2. I, II ve III bölgelerinde oluşan TE_{m0} modları

I, II ve III bölgelerindeki alanlar bu bölgeler içindeki modal bileşenler cinsinden bir açılımla ifade edilebilir,

I.Bölgede: ($z < 0$)

$$E_y^I = \sum_{m=1}^P a_m \sqrt{Z_m} f_m e^{\alpha_m z} + \sum_{m=1}^P b_m \sqrt{Z_m} f_m e^{-\alpha_m z} \quad (2.12)$$

$$H_x^I = \sum_{m=1}^P a_m \sqrt{Y_m} f_m e^{\alpha_m z} - \sum_{m=1}^P b_m \sqrt{Y_m} f_m e^{-\alpha_m z} \quad (2.13)$$

II.Bölgede:

$$E_y^{II} = \sum_{m=1}^P \bar{a}_m \sqrt{\bar{Z}_m} \bar{f}_m e^{-\bar{\alpha}_m z} + \sum_{m=1}^P \bar{b}_m \sqrt{\bar{Z}_m} \bar{f}_m e^{\bar{\alpha}_m z} \quad (2.14)$$

$$H_x^{II} = \sum_{m=1}^P \bar{a}_m \sqrt{\bar{Y}_m} \bar{f}_m e^{-\bar{\alpha}_m z} - \sum_{m=1}^P \bar{b}_m \sqrt{\bar{Y}_m} \bar{f}_m e^{\bar{\alpha}_m z} \quad (2.15)$$

III.Bölgede:

$$E_y^{III} = \sum_{m=1}^P \tilde{a}_m \sqrt{\tilde{Z}_m} \tilde{f}_m e^{-\alpha_m(z-d)} + \sum_{m=1}^P \tilde{b}_m \sqrt{\tilde{Z}_m} \tilde{f}_m e^{\alpha_m(z-d)} \quad (2.16)$$

$$H_x^{III} = \sum_{m=1}^P \tilde{a}_m \sqrt{\tilde{Y}_m} \tilde{f}_m e^{-\alpha_m(z-d)} - \sum_{m=1}^P \tilde{b}_m \sqrt{\tilde{Y}_m} \tilde{f}_m e^{\alpha_m(z-d)} \quad (2.17)$$

Burada a_m , $\bar{a}_m$, $\tilde{a}_m$, b_m , $\bar{b}_m$, ve $\tilde{b}_m$ modal açılım katsayılarını, f_m (2.11) yardımıyla elde edilen I ve III bölgelerindeki e_y alan bileşenini, $\bar{f}_m$ ise II bölgesindeki e_y alan bileşenini, m ilgilenilen modu, P modal açılımda kullanılan mod sayısını, α_m , Z_m ve Y_m boş borunun zayıflama sabitini, dalga empedansını, dalga admitansını, $\bar{\alpha}_m$, $\bar{Z}_m$, $\bar{Y}_m$ ise parçalı dielektrik yüklü borunun zayıflama sabitini, dalga empedansını, dalga admitansını göstermektedir. α_m , β_m , Y_m ve Z_m aşağıdaki gibi tanımlanır.

$$\alpha_m = j\beta_m \quad (2.18)$$

$$\beta_m = \sqrt{k_0^2 - \left(\frac{m\pi}{a}\right)^2} \quad (2.19)$$

$$Y_m = \frac{-j\alpha_m}{\omega\mu_0}, \quad Z_m = \frac{\omega\mu_0}{\beta_m} \quad (2.20)$$

$\bar{\alpha}_m$, $\bar{Z}_m$, $\bar{Y}_m$ ise parçalı dielektrik yüklü borunun özdeğer denkleminin çözülmesi ile hesaplanırlar. Dalga kılavuzunun kesiti üzerinde aşağıdaki gibi bir iç çarpım ($\langle \rangle$ gösterilimi) işlemi tanımlanarak

$$\langle f_1, f_2 \rangle = \int_S^{\Delta} f_1 \cdot f_2 ds \quad (2.21)$$

f_m ve $\bar{f}_m$ mod fonksiyonlarına, $\delta_{n,m}$ kroneker deltasını göstermek üzere aşağıdaki normalizasyon işlemi

$$\langle f_n, f_m \rangle = \langle \bar{f}_n, \bar{f}_m \rangle = \delta_{n,m} = \begin{cases} 1 & n = m \\ 0 & n \neq m \end{cases} \quad (2.22)$$

uygulanmıştır. $z = 0$ ve $z = d$ 'de E_y , H_x 'in sürekliliği kullanıldığında $z = 0$ için $E_y^I = E_y^{II} = E_{a1}$ ve $H_x^I = H_x^{II} = H_{a1}$,

$$\sum_{m=1}^P \sqrt{Z_m} f_m(a_m + b_m) = \sum_{m=1}^P \sqrt{\bar{Z}_m} \bar{f}_m(\bar{a}_m + \bar{b}_m) = E_{a1} \quad (2.23)$$

$$\sum_{m=1}^P \sqrt{Y_m} f_m(a_m - b_m) = \sum_{m=1}^P \sqrt{\bar{Y}_m} \bar{f}_m(\bar{a}_m - \bar{b}_m) = H_{a1} \quad (2.24)$$

$z = d$ için $E_y^{II} = E_y^{III} = E_{a2}$ ve $H_x^{II} = H_x^{III} = H_{a2}$

$$\sum_{m=1}^P \sqrt{\bar{Z}_m} \bar{f}_m(\bar{a}_m e^{-\bar{\alpha}_m d} + \bar{b}_m e^{\bar{\alpha}_m d}) = \sum_{m=1}^P \sqrt{Z_m} f_m(\tilde{a}_m + \tilde{b}_m) = E_{a2} \quad (2.25)$$

$$\sum_{m=1}^P \sqrt{\bar{Y}_m} \bar{f}_m(\bar{a}_m e^{-\bar{\alpha}_m d} - \bar{b}_m e^{\bar{\alpha}_m d}) = \sum_{m=1}^P \sqrt{Y_m} f_m(\tilde{a}_m - \tilde{b}_m) = H_{a2} \quad (2.26)$$

ifadeleri elde edilir. (2.23) ve (2.25) denklemlerinin, f_m ve $\bar{f}_m$ ile iç çarpımları alındığında (2.22) yardımıyla

$$\langle E_{a1}, f_m \rangle = \sqrt{Z_m} (a_m + b_m) \quad (2.27)$$

$$\langle E_{a1}, \bar{f}_m \rangle = \sqrt{\bar{Z}_m} (\bar{a}_m + \bar{b}_m) \quad (2.28)$$

$$\langle E_{a2}, f_m \rangle = \sqrt{Z_m} (\tilde{a}_m + \tilde{b}_m) \quad (2.29)$$

$$\langle E_{a2}, \bar{f}_m \rangle = \sqrt{\bar{Z}_m} (\bar{a}_m e^{-\bar{\alpha}_m d} + \bar{b}_m e^{\bar{\alpha}_m d}) \quad (2.30)$$

elde edilir. Bu denklemlerden $\bar{a}_m$ ve $\bar{b}_m$ çözüldüğünde

$$\bar{b}_m = \frac{\langle \bar{f}_m, E_{a2} - E_{a1} e^{-\bar{a}_m d} \rangle}{2\sqrt{\bar{Z}_m} \sinh \bar{\alpha}_m d} \quad (2.31)$$

$$\bar{a}_m = \frac{\langle \bar{f}_m, E_{a1} e^{\bar{a}_m d} - E_{a2} \rangle}{2\sqrt{\bar{Z}_m} \sinh \bar{\alpha}_m d} \quad (2.32)$$

bulunur. $\bar{a}_m$ ve $\bar{b}_m$ değerlerini magnetik alan bileşenlerinin denklemleri olan H_{a1} ve H_{a2} 'de yerine konulduğunda

$$\sum_{m=1}^P \sqrt{Y_m} f_m (a_m - b_m) = \sum_{m=1}^P \frac{\bar{f}_m \bar{Y}_m}{\sinh \bar{\alpha}_m d} \langle \bar{f}_m, E_{a1} \cosh \bar{\alpha}_m d - E_{a2} \rangle \quad (2.33)$$

$$\sum_{m=1}^P \sqrt{Y_m} f_m (\tilde{a}_m - \tilde{b}_m) = \sum_{m=1}^P \frac{\bar{f}_m \bar{Y}_m}{\sinh \bar{\alpha}_m d} \langle \bar{f}_m, E_{a1} - E_{a2} \cosh \bar{\alpha}_m d \rangle \quad (2.34)$$

bulunur. (2.27) denkleminde b_m

$$b_m = \frac{\langle E_{a1}, f_m \rangle}{\sqrt{Z_m}} - a_m \quad (2.35)$$

ve (2.29) denkleminde $\tilde{a}_m$

$$\tilde{a}_m = \frac{\langle E_{a2}, f_m \rangle}{\sqrt{Z_m}} - \tilde{b}_m \quad (2.36)$$

çekilerek (2.33) ve (2.34) denklemlerinde yerlerine yazıldıklarında

$$\sum_{m=1}^P \sqrt{Y_m} f_m (2a_m - \sqrt{Y_m} \langle E_{a1}, f_m \rangle) = \sum_{m=1}^P \frac{\bar{f}_m \bar{Y}_m}{\sinh \bar{\alpha}_m d} \langle \bar{f}_m, E_{a1} \cosh \bar{\alpha}_m d - E_{a2} \rangle \quad (2.37)$$

$$\sum_{m=1}^P \sqrt{Y_m} f_m (\sqrt{Y_m} \langle E_{a2}, f_m \rangle - 2\tilde{b}_m) = \sum_{m=1}^P \frac{\bar{f}_m \bar{Y}_m}{\sinh \bar{\alpha}_m d} \langle \bar{f}_m, E_{a1} - E_{a2} \cosh \bar{\alpha}_m d \rangle \quad (2.38)$$

bulunur. Bu denklemleri çözmek için $z=0$ ve $z=d$ kesitlerindeki alanlar olan E_{a1} ve E_{a2} 'yi parçalı dielektrik yüklü bölgedeki modların süperpozisyonu olarak

$$E_{a1} \cong \sum_{t=1}^N C_t \bar{f}_t \quad (2.39)$$

$$E_{a2} \cong \sum_{t=1}^N D_t \bar{f}_t \quad (2.40)$$

denklemleriyle ifade edebiliriz. (2.39) ve (2.40) denklemleri (2.37) ve (2.38) denklemlerinde yerlerine yazıldıklarında

$$\sum_{m=1}^P \sqrt{Y_m} f_m (2a_m - \sqrt{Y_m} \sum_{t=1}^N C_t \langle f_m, \bar{f}_t \rangle) = \sum_{t=1}^N \frac{\bar{f}_t \bar{Y}_t}{\sinh \bar{\alpha}_t d} (C_t \cosh \bar{\alpha}_t d - D_t) \quad (2.41)$$

$$\sum_{m=1}^P \sqrt{Y_m} f_m (\sqrt{Y_m} \sum_{t=1}^N D_t \langle f_m, \bar{f}_t \rangle - 2\tilde{b}_m) = \sum_{t=1}^N \frac{\bar{f}_t \bar{Y}_t}{\sinh \bar{\alpha}_t d} (C_t - D_t \cosh \bar{\alpha}_t d) \quad (2.42)$$

elde edilir. (2.41) ve (2.42) denklemlerinin her iki tarafının $\bar{f}_\gamma$ $\gamma = 1, 2, \dots$ ile iç çarpımı alındığında

$$\sum_{m=1}^P 2\sqrt{Y_m} \langle f_m, \bar{f}_\gamma \rangle a_m = \sum_{t=1}^N \left\{ \sum_{m=1}^P Y_m \langle f_m, \bar{f}_\gamma \rangle \langle f_m, \bar{f}_t \rangle + \bar{Y}_t \coth \bar{\alpha}_t d \delta_{\gamma,t} \right\} C_t - \sum_{t=1}^N \frac{\bar{Y}_t \delta_{\gamma,t}}{\sinh \bar{\alpha}_t d} D_t \quad (2.43)$$

$$\sum_{m=1}^P 2\sqrt{Y_m} \langle f_m, \bar{f}_\gamma \rangle \tilde{b}_m = \sum_{t=1}^N \left\{ \sum_{m=1}^P Y_m \langle f_m, \bar{f}_t \rangle \langle f_m, \bar{f}_\gamma \rangle + \bar{Y}_t \coth \bar{\alpha}_t d \delta_{\gamma,t} \right\} D_t - \sum_{t=1}^N \frac{\bar{Y}_t \delta_{\gamma,t}}{\sinh \bar{\alpha}_t d} C_t \quad (2.44)$$

bulunur. Bu denklemler matrisler biçimde ifade edildiğinde

$$\mathbf{U} = \mathbf{Q} \cdot \mathbf{C} - \mathbf{M} \cdot \mathbf{D} \quad (2.45)$$

$$\tilde{\mathbf{U}} = \mathbf{Q} \cdot \mathbf{D} - \mathbf{M} \cdot \mathbf{C} \quad (2.46)$$

elde edilir. Burada $\mathbf{U}_{N \times 1}$, $\mathbf{Q}_{N \times N}$ ve $\mathbf{M}_{N \times N}$ boyutlu, $\mathbf{C}$ ve $\mathbf{D}$ ise açılım katsayılarına ilişkin $N \times 1$ boyutlu matrislerdir. Bu matrislerin elemanları

$$U_\gamma = \sum_{m=1}^P 2\sqrt{Y_m} \langle f_m, \bar{f}_\gamma \rangle a_m, \quad \tilde{U}_\gamma = \sum_{m=1}^P 2\sqrt{Y_m} \langle f_m, \bar{f}_\gamma \rangle \tilde{b}_m \quad (2.47)$$

$$\mathcal{Q}_{\gamma,t} = \left[\sum_{m=1}^P Y_m \langle f_m, \bar{f}_\gamma \rangle \langle f_m, \bar{f}_t \rangle \right] + \bar{Y}_t \coth \bar{\alpha}_t d \delta_{\gamma,t} \quad (2.48)$$

$$M_{\gamma,t} = \frac{\bar{Y}_t \delta_{\gamma,t}}{\sinh \bar{\alpha}_t d} \quad (2.49)$$

ifadeleri ile tanımlanır. (2.46) denkleminde

$$\mathbf{D} = \mathbf{Q}^{-1} \cdot \tilde{\mathbf{U}} + \mathbf{Q}^{-1} \cdot \mathbf{M} \cdot \mathbf{C} \quad (2.50)$$

bulunarak (2.45) denkleminde yerine yazıldığında

$$\mathbf{U} + \mathbf{M} \cdot \mathbf{Q}^{-1} \cdot \tilde{\mathbf{U}} = \{ \mathbf{Q} - \mathbf{M} \cdot \mathbf{Q}^{-1} \cdot \mathbf{M} \} \mathbf{C} \stackrel{\Delta}{=} \mathbf{T} \cdot \mathbf{C} \quad (2.51)$$

elde edilir. (2.51) denkleminde sırasıyla

$$\mathbf{C} = \mathbf{T}^{-1} \cdot (\mathbf{U} + \mathbf{M} \cdot \mathbf{Q}^{-1} \cdot \tilde{\mathbf{U}}) \quad (2.52)$$

bulunur. $\mathbf{C}$ bulunması ile (2.50) denklemini ile $\mathbf{D}$ ’de belirlenmiş olur. (2.35) ve (2.36) denklemleri ile belirlenen b_m ve $\tilde{a}_m$

$$b_m = \frac{\langle E_{a1}, f_m \rangle}{\sqrt{Z_m}} - a_m = \sqrt{Y_m} \sum_{t=1}^N C_t \langle f_m, \bar{f}_t \rangle - a_m \quad (2.53)$$

$$\tilde{a}_m = \frac{\langle E_{a2}, f_m \rangle}{\sqrt{Z_m}} - \tilde{b}_m = \sqrt{Y_m} \sum_{t=1}^N D_t \langle f_m, \bar{f}_t \rangle - \tilde{b}_m \quad (2.54)$$

ifadeleri elde edilir.

$$\begin{bmatrix} b_1 \\ b_2 \\ \dots \\ b_m \\ \tilde{a}_1 \\ \tilde{a}_2 \\ \dots \\ \tilde{a}_m \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{1,1}^{BLOK} & \dots & \dots & S_{1,N}^{BLOK} & S_{1,N+1}^{BLOK} & \dots & \dots & S_{1,2N}^{BLOK} \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ S_{N,1}^{BLOK} & \dots & \dots & S_{N,N}^{BLOK} & S_{N+1,N+1}^{BLOK} & \dots & \dots & \dots \\ S_{N+1,1}^{BLOK} & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ S_{2N,1}^{BLOK} & \dots & \dots & S_{2N,N}^{BLOK} & S_{2N+1,2N+1}^{BLOK} & \dots & \dots & S_{2N,2N}^{BLOK} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \\ \dots \\ a_m \\ \tilde{b}_1 \\ \tilde{b}_2 \\ \dots \\ \tilde{b}_m \end{bmatrix} \quad (2.55)$$

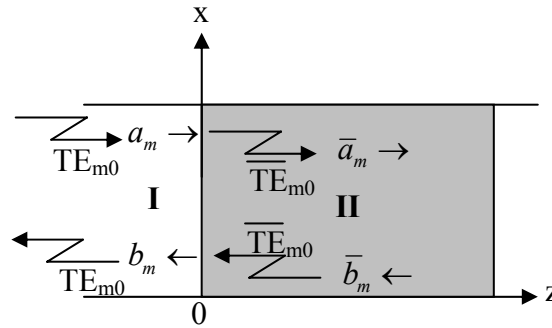
b_m ve $\tilde{a}_m$ katsayılarının bulunması ile $z = 0^-$ ve $z = d^+$ düzlemleriyle sınırlı yapının Blok S Matrisi elemanları belirlenmiş olur. Genelleştirilmiş Blok Saçılma Matrisi (2.55) biçiminde bulunur.

2.3 Genelleştirilmiş Jonksiyon Saçılma Matrislerinin Elde Edilmesi

Bu kısımda, $z=0^-$ ve $z=0^+$, $z=d^-$ ve $z=d^+$ düzlemleri ile sınırlı jonksiyonların, Genelleştirilmiş Jonksiyon Saçılma Matrisleri elde edilmektedir. $z=0^-$ ve $z=0^+$, $z=d^-$ ve $z=d^+$ düzlemleri ile sınırlı jonksiyonların Jonksiyon Saçılma Matrislerinden sırasıyla 1. ve 2. Jonksiyon Saçılma Matrisleri olarak bahsedilecektir.

2.3.1 Genelleştirilmiş 1. Jonksiyon Saçılma Matrisinin Belirlenmesi

1. Jonksiyon $z=0^-$ ve $z=0^+$ düzlemleri ile sınırlı jonksiyondur. Problemin geometrisi Şekil 2.3'de gösterilmiştir. Havadan kısmen dielektrik yüklü bölgeye geçişi karakterize eden 1. Jonksiyon Saçılma Matrisinin belirlenmesi için I ve II bölgelerindeki alanlar bu bölgeler içindeki modal bileşenler cinsinden bir açılımla ifade edildiğinde,



Şekil 2.3. I ve II bölgelerinde oluşan dalgalar

I.Bölgede: ($z < 0$)

$$E_y^I = \sum_{m=1}^P a_m \sqrt{Z_m} f_m e^{\alpha_m z} + \sum_{m=1}^P b_m \sqrt{Z_m} f_m e^{-\alpha_m z} \quad (2.56)$$

$$H_x^I = \sum_{m=1}^P a_m \sqrt{Y_m} f_m e^{\alpha_m z} - \sum_{m=1}^P b_m \sqrt{Y_m} f_m e^{-\alpha_m z} \quad (2.57)$$

II.Bölgede:

$$E_y^{II} = \sum_{m=1}^P \bar{a}_m \sqrt{\bar{Z}_m} \bar{f}_m e^{-\bar{a}_m z} + \sum_{m=1}^P \bar{b}_m \sqrt{\bar{Z}_m} \bar{f}_m e^{\bar{a}_m z} \quad (2.58)$$

$$H_x^{II} = \sum_{m=1}^P \bar{a}_m \sqrt{\bar{Y}_m} \bar{f}_m e^{-\bar{a}_m z} - \sum_{m=1}^P \bar{b}_m \sqrt{\bar{Y}_m} \bar{f}_m e^{\bar{a}_m z} \quad (2.59)$$

alanlar yazılır. $z=0$ için $E_y^I = E_y^{II} = E_{a1}$ ve $H_x^I = H_x^{II} = H_{a1}$,

$$\sum_{m=1}^P \sqrt{Z_m} f_m (a_m + b_m) = \sum_{m=1}^P \sqrt{Z_m} \bar{f}_m (\bar{a}_m + \bar{b}_m) = E_{a1} \quad (2.60)$$

$$\sum_{m=1}^P \sqrt{Y_m} f_m (a_m - b_m) = \sum_{m=1}^P \sqrt{Y_m} \bar{f}_m (\bar{a}_m - \bar{b}_m) = H_{a1} \quad (2.61)$$

elde edilir. (2.60) denkleminin f_m ve $\bar{f}_m$ ile iç çarpımları alındığında

$$\langle E_{a1}, f_m \rangle = \sqrt{Z_m} (a_m + b_m) \quad (2.62)$$

$$\langle E_{a1}, \bar{f}_m \rangle = \sqrt{\bar{Z}_m} (\bar{a}_m + \bar{b}_m) \quad (2.63)$$

elde edilir. Bu denklemlerden $\bar{a}_m$ ve b_m çözüldüğünde

$$b_m = \sqrt{Y_m} \langle E_{a1}, f_m \rangle - a_m \quad (2.64)$$

$$\bar{a}_m = \sqrt{\bar{Y}_m} \langle E_{a1}, \bar{f}_m \rangle - \bar{b}_m \quad (2.65)$$

bulunur. $\bar{a}_m$ ve b_m değerlerini magnetik alan bileşeni olan H_{a1} 'de yerine konulduğunda

$$\sum_{m=1}^P \sqrt{Y_m} f_m (2a_m - \sqrt{Y_m} \langle E_{a1}, f_m \rangle) = \sum_{m=1}^P \sqrt{\bar{Y}_m} \bar{f}_m (\sqrt{\bar{Y}_m} \langle E_{a1}, \bar{f}_m \rangle - 2\bar{b}_m) \quad (2.66)$$

bulunur. Bu denklemleri çözmek için $z=0$ kesitindeki E_{a1} alanı dielektrik yüklü bölgedeki modların süperpozisyonu olarak

$$E_{a1} \cong \sum_{t=1}^N C_t \bar{f}_t \quad (2.67)$$

ifade edilebilir. (2.67) denklemi (2.66) denkleminde yerine yazıldığında

$$\begin{aligned} \sum_{m=1}^P \sqrt{Y_m} f_m (2a_m - \sqrt{Y_m} \sum_{t=1}^N C_t \langle f_m, \bar{f}_t \rangle) &= \sum_{m=1}^P \sqrt{Y_m} \bar{f}_m (\sqrt{Y_m} \sum_{t=1}^N C_t \langle \bar{f}_m, \bar{f}_t \rangle - 2\bar{b}_m) \\ \sum_{m=1}^P 2\sqrt{Y_m} f_m a_m &= \sum_{m=1}^P Y_m f_m \sum_{t=1}^N C_t \langle f_m, \bar{f}_t \rangle + \sum_{m=1}^P \bar{Y}_m \bar{f}_m \sum_{t=1}^N C_t \langle \bar{f}_m, \bar{f}_t \rangle - \sum_{m=1}^P 2\sqrt{Y_m} \bar{f}_m \bar{b}_m \end{aligned} \quad (2.68)$$

elde edilir. (2.68) denkleminin her iki tarafının $\bar{f}_\gamma$ $\gamma = 1, 2, \dots$ ile iç çarpımı alındığında

$$\sum_{m=1}^P 2\sqrt{Y_m} \langle f_m, \bar{f}_\gamma \rangle a_m = \sum_{t=1}^N \left\{ \sum_{m=1}^P Y_m \langle f_m, \bar{f}_\gamma \rangle \langle f_m, \bar{f}_t \rangle + \bar{Y}_t \delta_{\gamma,t} \right\} C_t - \sum_{m=1}^P 2\sqrt{Y_m} \bar{b}_m \delta_{\gamma,m} \quad (2.69)$$

bulunur. Bu denklemler matrisler biçimde ifade edildiğinde

$$\mathbf{U} = \mathbf{Q} \cdot \mathbf{C} \cdot \tilde{\mathbf{U}} \quad (2.70)$$

elde edilir. Bu matrislerin elemanları

$$U_\gamma = \sum_{m=1}^P 2\sqrt{Y_m} \langle f_m, \bar{f}_\gamma \rangle a_m, \quad \tilde{U}_\gamma = \sum_{m=1}^P 2\sqrt{Y_m} \delta_{\gamma,m} \bar{b}_m \quad (2.71)$$

$$Q_{\gamma,t} = \sum_{m=1}^P Y_m \langle f_m, \bar{f}_\gamma \rangle \langle f_m, \bar{f}_t \rangle + \bar{Y}_t \delta_{\gamma,t} \quad (2.72)$$

ifadeleri ile tanımlanır. (2.70) denkleminde

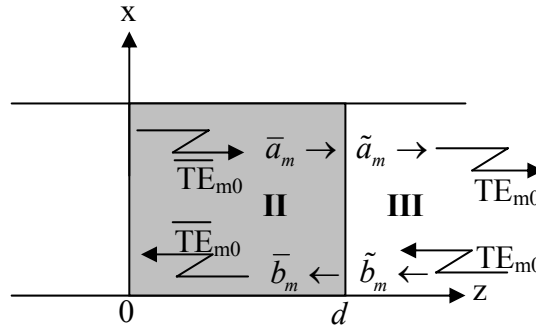
$$\mathbf{C} = \mathbf{Q}^{-1} \{ \mathbf{U} + \tilde{\mathbf{U}} \} \quad (2.73)$$

bulunur. $\mathbf{C}$ bulunması ile (2.64) ve (2.65) denklemleri ile b_m ve $\bar{a}_m$ belirlenirler. b_m ve $\bar{a}_m$ katsayılarının bulunması $z = 0^-$ ve $z = 0^+$ düzlemleriyle sınırlı jonksiyonun Saçılma Matrisi elemanlarının belirlenmesi için yeterlidir. Genelleştirilmiş 1. Jonksiyon Saçılma Matrisi aşağıdaki biçimde bulunur.

$$\begin{bmatrix} b_1 \\ b_2 \\ \dots \\ b_m \\ \bar{a}_1 \\ \bar{a}_2 \\ \dots \\ \bar{a}_m \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{1,1}^{1.Jonk} & \dots & S_{1,N}^{1.Jonk} & S_{1,N+1}^{1.Jonk} & \dots & S_{1,2N}^{1.Jonk} \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ S_{N,1}^{1.Jonk} & \dots & S_{N,N}^{1.Jonk} & S_{N,N+1}^{1.Jonk} & \dots & \dots \\ S_{N+1,1}^{1.Jonk} & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ S_{2N,1}^{1.Jonk} & \dots & S_{2N,N}^{1.Jonk} & S_{2N,N+1}^{1.Jonk} & \dots & S_{2N,2N}^{1.Jonk} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \\ \dots \\ a_m \\ \bar{b}_1 \\ \bar{b}_2 \\ \dots \\ \bar{b}_m \end{bmatrix} \quad (2.74)$$

2.3.2 Genelleştirilmiş 2. Jonksiyon Saçılma Matrisinin Belirlenmesi

2. Jonksiyon $z=d^-$ ve $z=d^+$ düzlemleri ile sınırlı jonksiyondur. Problemin geometrisi Şekil 2.4'de gösterilmiştir. Kısmen dielektik yüklü bölgeden havaya geçişi karakterize eden 2. Jonksiyon Saçılma Matrisinin belirlenmesi işlemi için II ve III bölgelerindeki alanlar bu bölgeler içindeki modal bileşenler cinsinden bir açılımla ifade edilerek problem benzer biçimde çözülebilir. Ancak 1. jonksiyon Saçılma Matrisi belirlenmiş ise 2. jonksiyon Saçılma Matrisi doğrudan yazılabilir.



Şekil 2.4. II ve III bölgelerinde oluşan dalgalar

$2N \times 2N$ boyutlu 1. jonksiyon Saçılma Matrisi $N \times N$ boyutlu alt matrisler biçiminde aşağıdaki gibi ifade edildiğinde

$$\mathbf{S}^{J1} = \begin{bmatrix} S_{11}^{J1} & S_{12}^{J1} \\ S_{21}^{J1} & S_{22}^{J1} \end{bmatrix} \quad (2.75)$$

yazılabilir. Bu durumda 2. Jonksiyon Saçılma Matrisi aşağıdaki gibi bulunur.

$$\mathbf{S}^{J2} = \begin{bmatrix} S_{11}^{J2} & S_{12}^{J2} \\ S_{21}^{J2} & S_{22}^{J2} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{22}^{J1} & S_{21}^{J1} \\ S_{12}^{J1} & S_{11}^{J1} \end{bmatrix} \quad (2.76)$$

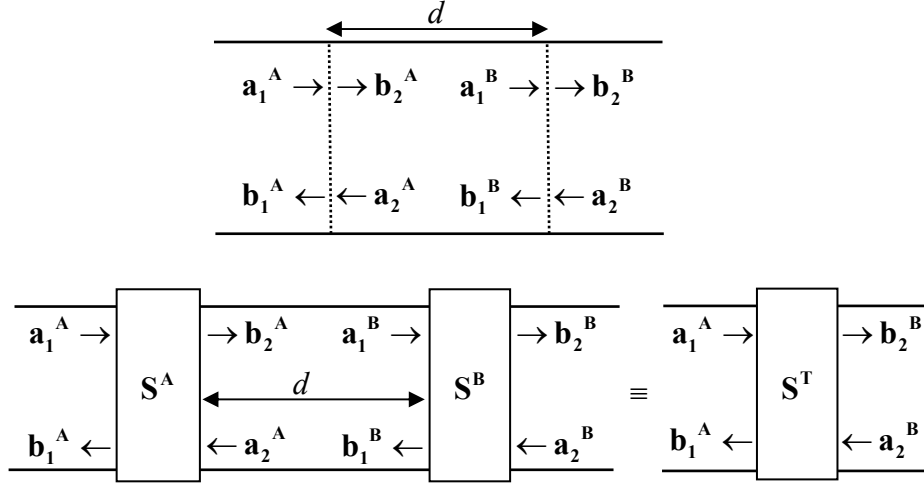
2.4 Kaskat Süreksizliklerin Genelleştirilmiş Saçılma Matrisleri

Gerek devre teorisinde ve gerekse de mikrodalga devrelerinde kullanılan saçılma matrislerine çok benzeyen bir yapıda olan Genelleştirilmiş Saçılma Matrisi kavramı ilk kez 1960'lı yıllarda literatüre girmiştir [51-52]. Genelleştirilmiş Saçılma Matrisleri propagasyon yapan modların yanı sıra sönümlü olan modları da içerdiklerinden saçılma matrislerinden farklıdır. Bu tanımlamanın sonucu olarak dalga kılavuzu jonksiyon problemlerinin çözümünde Genelleştirilmiş Saçılma Matrisinin boyutu genel anlamda sonsuz olabilir. İşte bu nedenle saçılma matrisi yerine Genelleştirilmiş Saçılma Matrisi adı kullanılmaktadır.

Ardışık süreksizlikli yapılarda genellikle iletim matrisleri ile çalışılmaktadır. Kesim frekanslarının altında uyarılan yüksek dereceli modların yer aldığı problemlerde bu yöntemi kullanmak uygun değildir. İletim matrisi parametreleri sözü geçen durumlarda pozitif argümana sahip üstel terimler içermektedir. Bu durum ise pek çok uygulamadaki geometrik parametreler için bilgisayarın hesaplama aralığını aşan durumlar meydana getirmektedir [73]. Genelleştirilmiş Saçılma Matrisleri ise sadece negatif argümana sahip üstel fonksiyonlar içermektedirler [74]. Bu nedenle Genelleştirilmiş Saçılma Matrisleri yöntemi, İletim Matrislerinin çarpımı yaklaşımına göre avantaj sağlamakla, sayısal doğruluğu ve kararlılığı doğrudan korumaktadır [27].

Genelleştirilmiş Saçılma Matrislerinin birleştirilmesi için türetilen denklemlerde kullanılan tek bir standart tanımlama yoktur. Bu amaçla [53-55]'de türetilen denklemlerde farklılık gözükmesine rağmen denklemler birbirlerine özdeşleştirilir. Benzer şekilde bu çalışma sırasında türetilen denklemlerde literatürde yer alan durumları dikkate alacak genellikte türetilmiş ve sonuçların belirtilen çalışmalardakilere özdeş olduğu görülmüştür.

Genelleştirilmiş Saçılma Matrisinin tüm elemanları Modal Açılım Tekniğinin uygulanması ile elde edilebilir. N modluk modal açılım yapıldığında 1. ve 2. jonksiyon S matrislerini S^A ve S^B olarak tanımlayalım. Bu durumda S^A ve S^B $2N \times 2N$ boyutlu matrislerdir. Bu matrislerin alt matrisleri ise $N \times N$ boyutlu matrislerdir. İki jonksiyonun aralarında d uzunlukta bir transmisyon borusu ile bağlanmaları durumunda tüm yapının Genelleştirilmiş Saçılma Matrisi S^T elde edilmek istensin. Yapının devre eşdeğerleri Şekil 2.5'de gösterilmiştir.



Şekil 2.5. Genelleştirilmiş Saçılma Matrislerinin birleştirilmesi

Ek A'da ayrıntıları verilmiş olan hesaplama adımları sonucu, D matrisi $N \times N$ boyutlu ve elemanları $D_{ii} = e^{-\bar{\gamma}_i d}$ bağıntısı ile belirlenen ($\bar{\gamma}$: d uzunluklu boruya ait modların propagasyon sabitleri) bir diyagonal matris ve I matrisi $N \times N$ boyutlu birim matris olmak üzere tüm yapının Genelleştirilmiş Saçılma Matrisi S^T 'nin $N \times N$ boyutlu alt matrisleri aşağıdaki gibi bulunur:

$$S_{11}^T = S_{11}^A + S_{12}^A F D S_{11}^B D S_{21}^A \quad (2.77)$$

$$S_{11}^T = S_{11}^A + S_{12}^A D S_{11}^B D E S_{21}^A \quad (2.78)$$

$$S_{12}^T = S_{12}^A D S_{12}^B + S_{12}^A D S_{11}^B D E S_{22}^A D S_{12}^B \quad (2.79)$$

$$S_{12}^T = S_{12}^A F D S_{12}^B \quad (2.80)$$

$$S_{21}^T = S_{21}^B D S_{21}^A + S_{21}^B D S_{22}^A F D S_{11}^B D S_{21}^A \quad (2.81)$$

$$S_{21}^T = S_{21}^B D E S_{21}^A \quad (2.82)$$

$$S_{22}^T = S_{22}^B + S_{21}^B D E S_{22}^A D S_{12}^B \quad (2.83)$$

$$S_{22}^T = S_{22}^B + S_{21}^B D S_{22}^A F D S_{12}^B \quad (2.84)$$

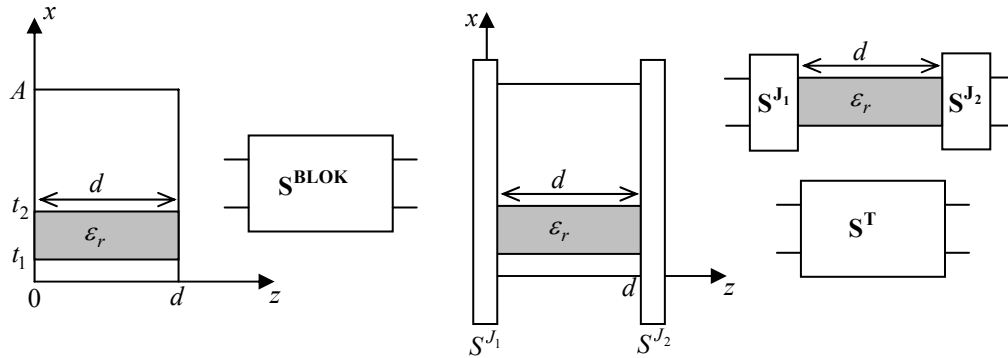
$$E \triangleq (I - S_{22}^A D S_{11}^B D)^{-1}, \quad F \triangleq (I - D S_{11}^B D S_{22}^A)^{-1} \quad (2.85)$$

E veya F matrislerinin kullanımı ile birbirine denk olan ancak ele alınan probleme bağlı olarak bazı bölgelerde sayısal açıdan avantajlar sağlayan farklı gösterimler elde edilir.

2.4.1 Genelleştirilmiş Blok ve Jonksiyon S Matrislerinin Sayısal Olarak İrdelenmesi

Bu kısımda seçilen parametreler için Şekil 2.6’de verilen yapının Blok Saçılma Matrisi, 1. ve 2. Jonksiyon Saçılma Matrisleri hesaplanmaktadır. Hesaplanan Jonksiyon Saçılma Matrislerinin birleştirilmesi sonucunda bulunan Genelleştirilmiş Saçılma Matrisinin yapının Genelleştirilmiş Blok Saçılma Matrisine eşit olduğu gösterilmektedir.

Sayısal uygulama için seçilen parametreler: mod sayısı=2; $\epsilon_{r1}=1$, $\epsilon_{r3}=1$, $\epsilon_{r2}=2.56$, $t_1=A/8$, $t_2=A/4$, WR-90 X bandı dalga kılavuzu ($A=2.286\text{cm}$, $B=1.016\text{cm}$), $d=1\text{cm}$, $f=10\text{ GHz}$ (1. mod iletimde ikinci mod kesimde). Bu parameter değerleri için hesaplanan Blok S Matrisinin alt matrisleri aşağıda gibi



Şekil 2.6 Blok ve Jonksiyon Gösterimler

$$S_{11}^{\text{BLOK}} = \begin{bmatrix} -0.1534 + 0.0386i & -0.0007 - 0.1537i \\ -0.0007 - 0.1537i & 0.1427 - 0.0251i \end{bmatrix}$$

$$S_{12}^{\text{BLOK}} = \begin{bmatrix} -0.2407 - 0.9576i & -0.0619 - 0.1510i \\ -0.0619 - 0.1510i & 0.2667 - 0.0233i \end{bmatrix}$$

$$S_{21}^{\text{BLOK}} = S_{12}^{\text{BLOK}}, S_{22}^{\text{BLOK}} = S_{11}^{\text{BLOK}}$$

bulunur. Jonksiyon S Matrisleri de

$$\mathbf{S}_{11}^{J_1} = \begin{bmatrix} -0.0702 + 0.0220i & -0.0281 - 0.1464i \\ -0.028135 - 0.1464i & 0.1432 - 0.0222i \end{bmatrix}$$

$$\mathbf{S}_{12}^{J_1} = \begin{bmatrix} 0.9973 - 0.0035i & -0.1472 - 0.0061i \\ 0.1481 + 0.0168i & 0.9894 - 0.0035i \end{bmatrix}$$

$$\mathbf{S}_{21}^{J_1} = \begin{bmatrix} 0.9973 - 0.0035i & 0.1481 + 0.0168i \\ -0.1472 - 0.0061i & 0.9894 - 0.0035i \end{bmatrix}$$

$$\mathbf{S}_{22}^{J_1} = \begin{bmatrix} 0.0703 + 0.0215i & -0.0036 + 0.1440i \\ -0.0036 + 0.1440i & -0.1434 - 0.0212i \end{bmatrix}$$

$$\mathbf{S}^{J_2} = \begin{bmatrix} \mathbf{S}_{11}^{J_2} & \mathbf{S}_{12}^{J_2} \\ \mathbf{S}_{21}^{J_2} & \mathbf{S}_{22}^{J_2} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mathbf{S}_{22}^{J_1} & \mathbf{S}_{21}^{J_1} \\ \mathbf{S}_{12}^{J_1} & \mathbf{S}_{11}^{J_1} \end{bmatrix}$$

olarak bulunurlar. Parçalı dielektrik bölgeyi karakterize eden diyagonal **D** matrisi ise

$$\mathbf{D} = \begin{bmatrix} -0.2477 - 0.9688i & 0 \\ 0 & 0.2727 \end{bmatrix}$$

olarak hesaplanır. Daha önce türetilen (2.78), (2.80), (2.82) ve (2.84) denklemlerinin kullanılmasıyla hesaplanan genelleştirilmiş **S^T** matrisi

$$\mathbf{S}^T = \mathbf{S}^{\text{BLOK}}$$

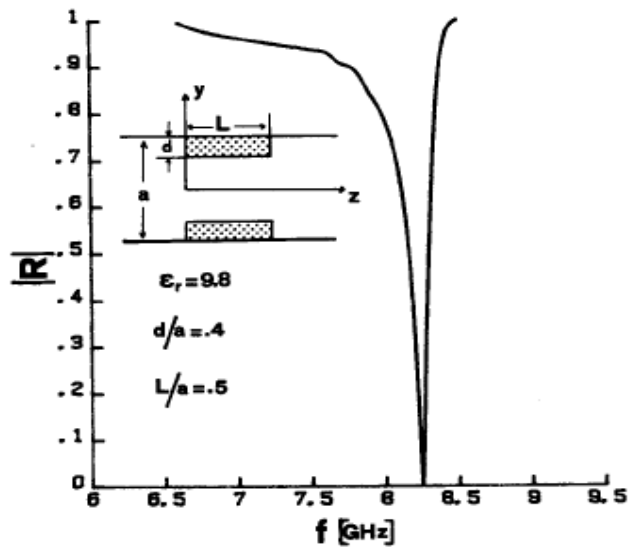
olarak bulunmaktadır. Böylelikle temel bir örnek üzerinde ilgili denklemlerin kullanılışı ve her iki yöntemle bulunan sayısal sonuçların aynı olduğu gösterilmektedir.

3. GENELLEŞTİRİLMİŞ SAÇILMA MATRİSLERİNİN LİTERATÜR KARŞILAŞTIRMALARI

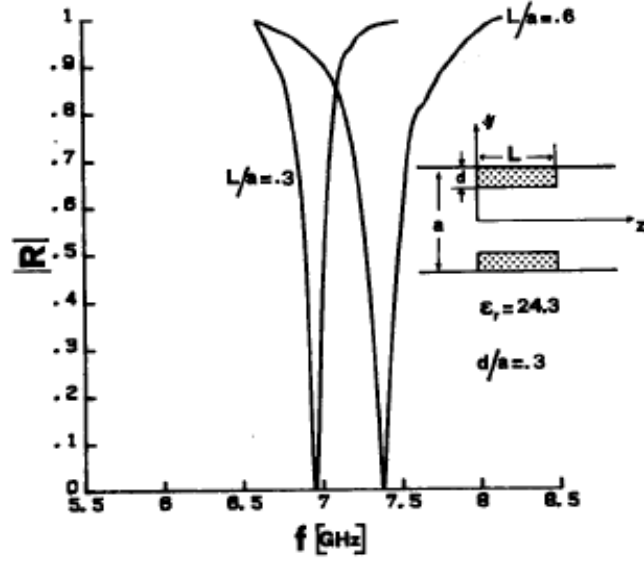
Bu bölümde ardışık dielektrik yüklü dikdörtgen dalga kılavuzlarının literatürde filtre ve faz kaydırıcı olarak kullanıldığı uygulamalar ele alınmaktadır. Ele alınan problemler referans makalelerdeki parametre değerleri için Bölüm 2’de ayrıntısı ile anlatılan Modal Açılım Tekniği ve Genelleştirilmiş Saçılma Matrisleri (MM-GSM) kullanılarak tekrar çözülmüştür. Bulunan sayısal sonuçların literatürde verilen sonuçlarla çok iyi uyduğu gösterilerek, tezde kullanılan yöntem ve yazılımla bu tarz yapıların analizlerinin doğru olarak yapıldığı ortaya konulmaktadır. Bunu takiben, ilerleyen bölümlerde ise Genelleştirilmiş Saçılma Matrisleri doğrudan kullanılacaktır.

3.1 Filtre Uygulamaları

Ardışık dielektrik yüklü dikdörtgen dalga kılavuzlarının uygulama alanlarından biri de filtre tasarımıdır. Burada örnek olarak ele alınan problem geometrileri ve parametre değerleri doğrudan [39] makalesinden alınarak Şekil 3.1 ve Şekil 3.2’de verilmektedir. $|R|$ yansıma katsayısının genliği olan $|S_{11}|$ ’i göstermektedir.

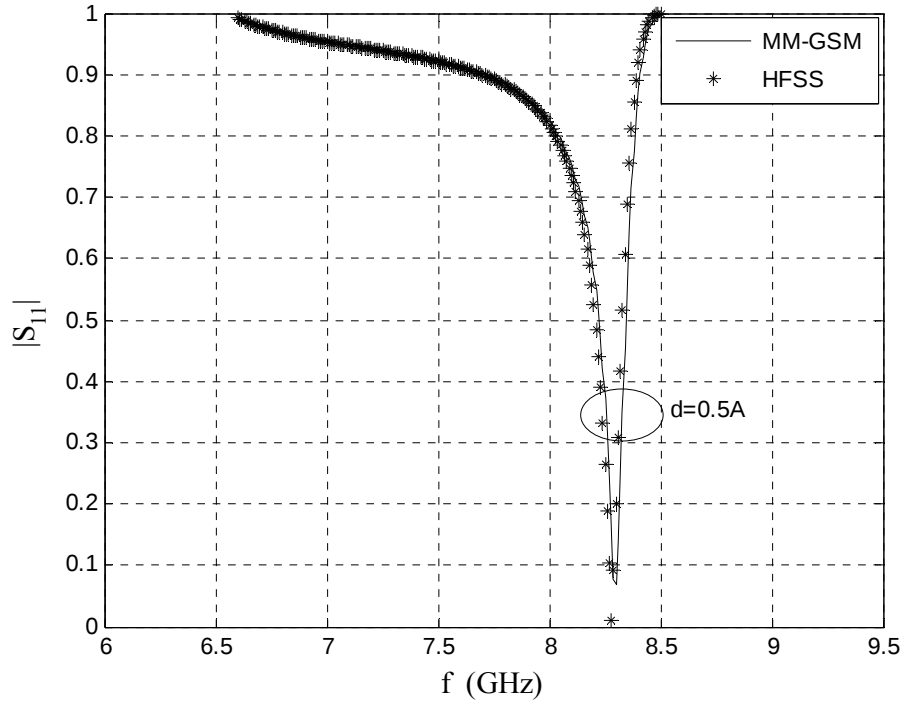


Şekil 3.1 Band geçiren filtre örneği

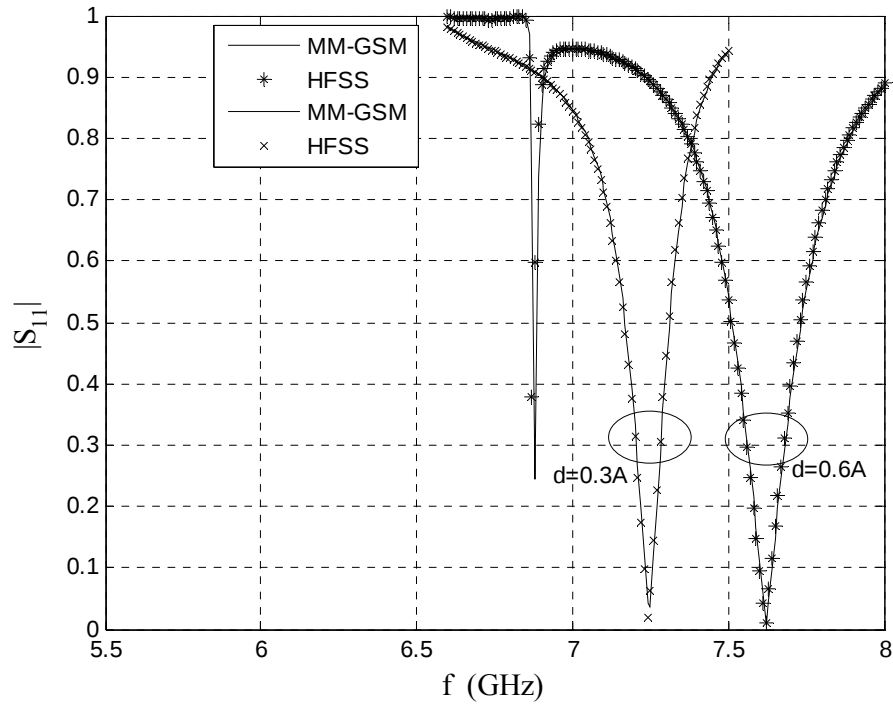


Şekil 3.2 İki farklı band geçiren filtre örneği

Aynı problem Modal Açılım Tekniği ve Genelleştirilmiş Saçılma Matrisi Yöntemi ile çözüldüğünde elde edilen sonuçlar Şekil 3.3 ve Şekil 3.4'te verilmektedir. Aynı zamanda doğrulama amacıyla bağımsız bir sayısal modelleme ortamı olarak HFSS ticari yazılımı ile elde edilen sonuçlar da Şekil 3.3 ve Şekil 3.4'de verilmektedir.



Şekil 3.3 $\epsilon_{r1} = \epsilon_{r3} = 9.8$, $\epsilon_{r2} = 1$, $t_1 = 0.4A$, $t_2 = 0.6A$, $d = 0.5A$ için MM-GSM ve HFSS sonuçları



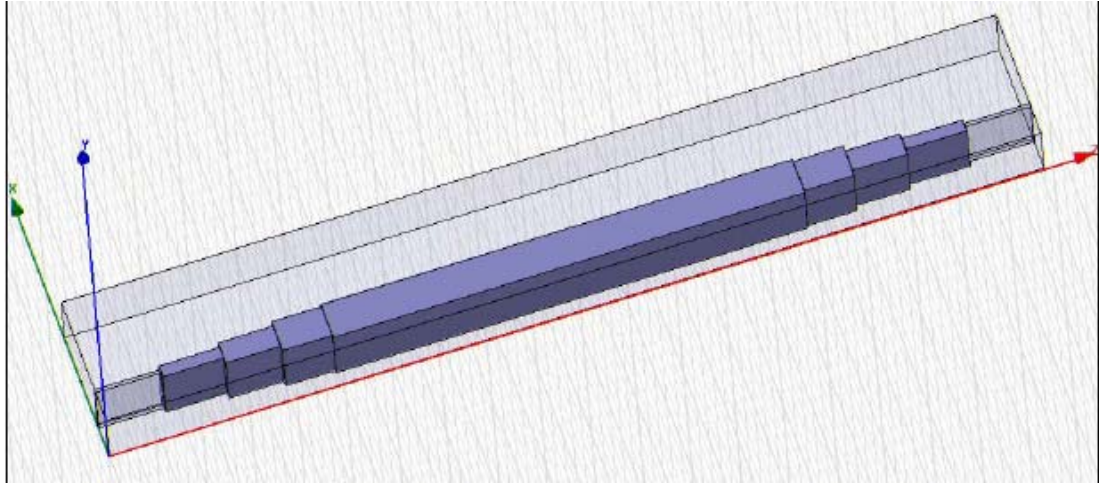
Şekil 3.4 $\varepsilon_{r1} = \varepsilon_{r3} = 24.3$, $\varepsilon_{r2} = 1$, $t_1 = 0.3A$, $t_2 = 0.7A$, $d = 0.3A$ ve $d = 0.6A$ için MM-GSM ve HFSS sonuçları

Bu sonuçlar incelendiğinde Şekil 3.1'deki sonuçlarla, Şekil 3.3'deki sayısal sonuçlarımızın ve HFSS sonuçlarının tutarlı olduğu görülmektedir. Ancak Şekil 3.2'deki sonuçlarla Şekil 3.4'deki sonuçlar arasında önemli farklar olduğu görülmektedir. Bu durumun nedeni, [39] makalesinde yeterli sayıda terim hesaba katılmamasına rağmen yakınsamanın sağlanacağı belirtilerek, S parametrelerinin üç transandantal fonksiyonun toplamı olarak ifade edilmiş olmasıdır. Yeterli sayıda terimin hesaba katılacak şekilde modelin kurulmaması hatalı sonuçlara neden olmuştur. Bu nedenle [39]'daki frekans bandları hatalı bulunmuştur. Bu durumu göstermek amacıyla dalga kılavuzu içerisinde oluşan tüm yüksek dereceli mod interaksyonunu içeren Genelleştirilmiş Saçılma Matrisi sonuçları HFSS ile karşılaştırma yapılarak gösterilmiştir. HFSS sonuçlarının MM-GSM sonuçlarını doğruladığı Şekil 3.4'den görülmektedir. Böylelikle, dalga kılavuzu içerisine yerleştirilen süreksizlik yapılarında doğru sonuçlar elde edilmesi açısından yüksek dereceli mod interaksyonunun ne kadar önemli olduğu bir kez daha bu örneklerde ortaya çıkmıştır.

3.2 Faz Kaydırıcı Uygulamaları

Ardışık dielektrik yüklü dikdörtgen dalga kılavuzlarının uygulama alanlarından biri de faz kaydırıcı ve empedans uygunlaştırıcı olarak kullanılmalarıdır. Bu kısımda empedans uygunlaştırıcı kısımların faz kaydırıcının ön ve arka kısımlarında yer aldığı örnek uygulamalar irdelenmiştir.

Çözülmek istenen problem, ardışık dielektrik malzemeler kullanarak faz kaydırıcı tasarlamaktır. [27] makalesinde yer alan 3 boyutlu problem geometrisinin HFSS modellemesi Şekil 3.5’de gösterilmektedir. Burada fazı esas olarak kaydıran kısım genişliği ve uzunluğu ile hemen dikkati çeken ortadaki dielektrik kısımdır. Ön ve arka kısımda yer alan dielektrik parçaların temel görevi ise empedans uygunluğunu sağlamaktır.



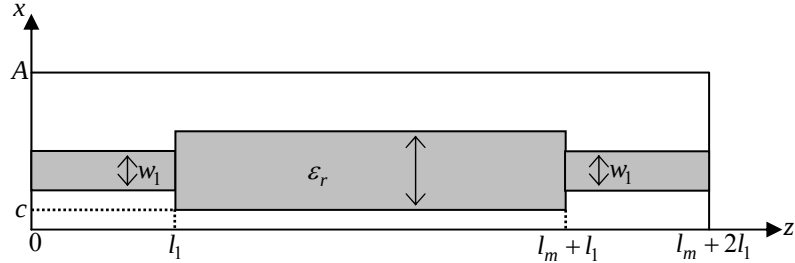
Şekil 3.5. Dört kısımlı empedans uygunlaştırıcıdan oluşan faz kaydırıcı

3.2.1 Tek Kısımlı Empedans Uygunlaştırıcılı Faz Kaydırıcı Uygulamaları

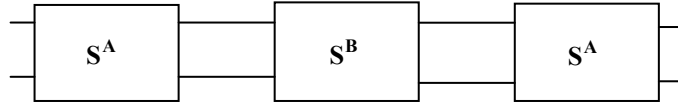
İlk olarak [27]’de tek kısımlı empedans uygunlaştırıcı kullanılma durumunda, eşdeğer devre yaklaşımını kullanan [75]’in sonuçları ile yüksek dereceli mod interaksyonunu içeren kendi sonuçları arasında karşılaştırma yapılmaktadır. Bu nedenle yapının x-z düzlemindeki problem geometrisi Şekil 3.6’da gösterildi. Tek kısımlı empedans uygunlaştırıcılı faz kaydırıcının Genelleştirilmiş Saçılma Matrisleri ile modellenmesi ise Şekil 3.7’de verildi.

Ele alınan problem parametreleri [27]’de $A=72.136\text{mm}$, $B=36.68\text{mm}$, $l_1=32\text{mm}$, $w_1=1.799\text{mm}$, $l_m=134.85\text{mm}$, $w_m=3.607\text{mm}$ ve $\epsilon_r=8.2$ olarak verilmektedir. Her bir bloğun Genelleştirilmiş Saçılma Matrisleri daha önce

ayrıntısıyla çözümü yapıldığı şekilde hesaplandı. Empedans uygunlaştırıcılara ait GSM matrislerini S^A , ana faz kaydırıcı kısma ait GSM matrisi ise S^B olarak Şekil 3.7’de gösterildi. Daha önce türetilen Genelleştirilmiş Saçılma Matrislerinin birleştirilmesi durumundaki matrissel denklemler kullanılarak tüm yapının Genelleştirilmiş Saçılma Matrisi hesaplandı.

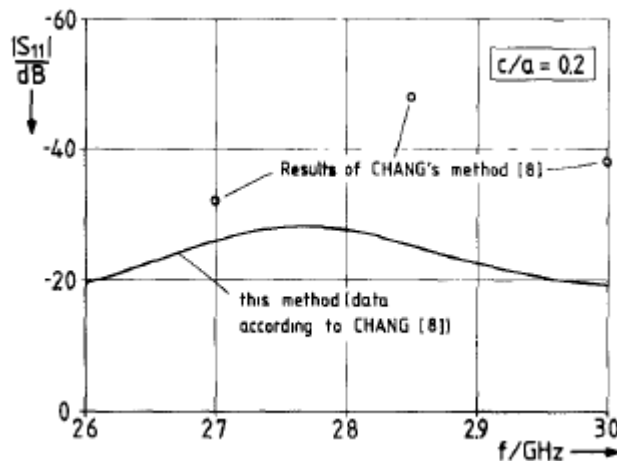


Şekil 3.6. x-z düzleminde tek kısımlı empedans uygunlaştırıcıdan oluşan faz kaydırıcı problem geometrisi.

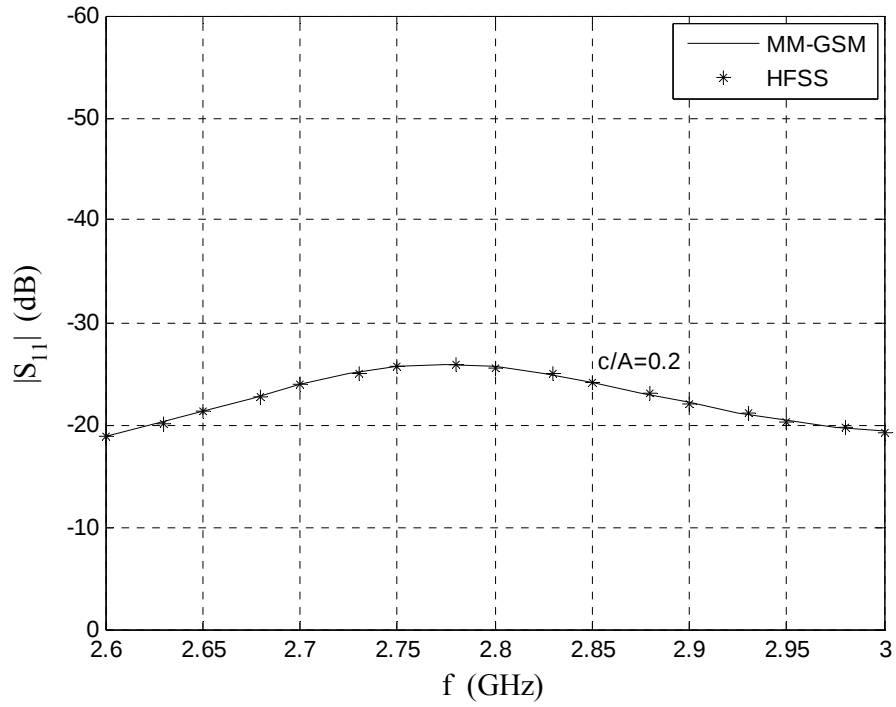


Şekil 3.7 Genelleştirilmiş S Matrisleri ile tek kısımlı empedans uygunlaştırıcı problemin gösterilmesi

2.6-3.0 GHz frekans bandında [27]’de bulunan sonuçlar Şekil 3.8 ile, MM-GSM ve HFSS sonuçları ise Şekil 3.9’da verildi. Buradan, MM-GSM sayısal sonuçlarının [27]’de verilen Şekil 3.8 sonuçları ve Şekil 3.9’da verilen HFSS sonuçları ile son derece tutarlı olduğu görülmektedir.

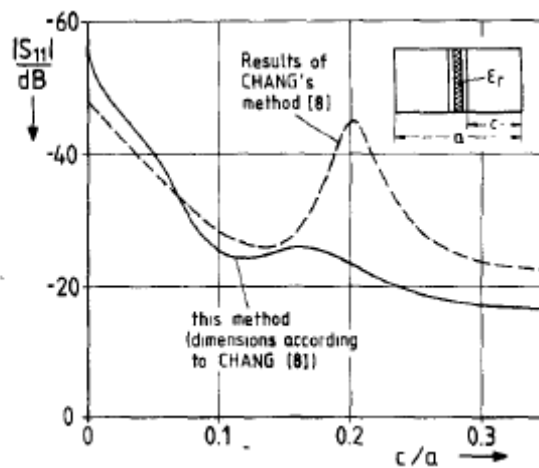


Şekil 3.8 Tek kısımlı empedans uygunlaştırıcı için [27] sonuçları

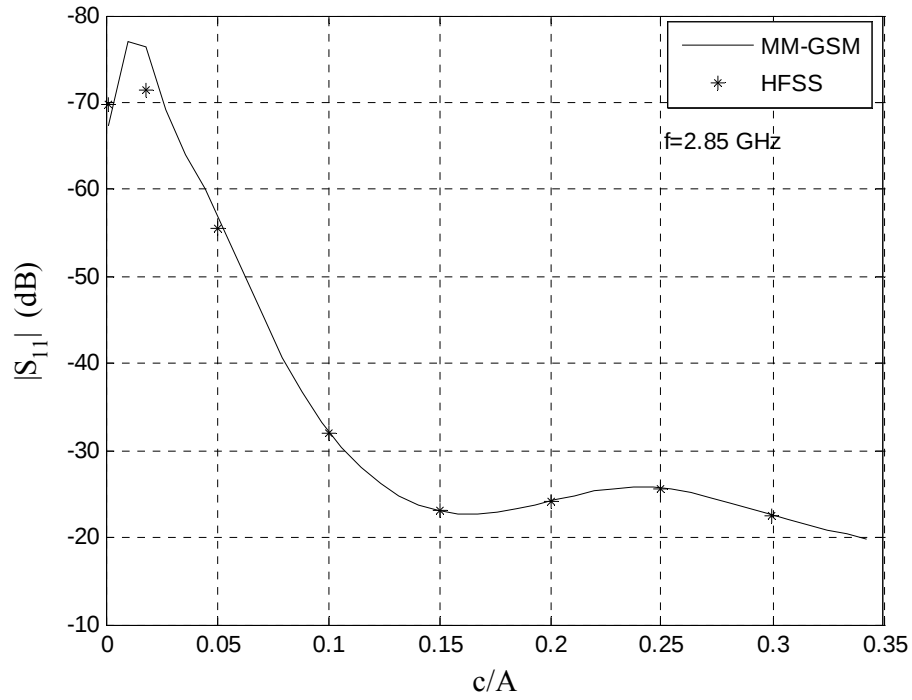


Şekil 3.9 Tek kısımlı empedans uygunlaştırıcı için MM-GSM ve HFSS sonuçları

Yine [27]'de $f = 2.85$ GHz sabit frekansında değişken c/A değerleri için bulunan sayısal sonuçlar Şekil 3.10'da, MM-GSM ve HFSS sonuçlarında Şekil 3.11'de verilmektedir. Şekil 3.11'de bulunan sonuçlarla, [27]'de verilen Şekil 3.10 sonuçları arasında bazı farklılık olduğu gözükmemektedir. HFSS ile bulunan sonuçlar ise MM-GSM sonuçlarımızı doğrulamaktadır.



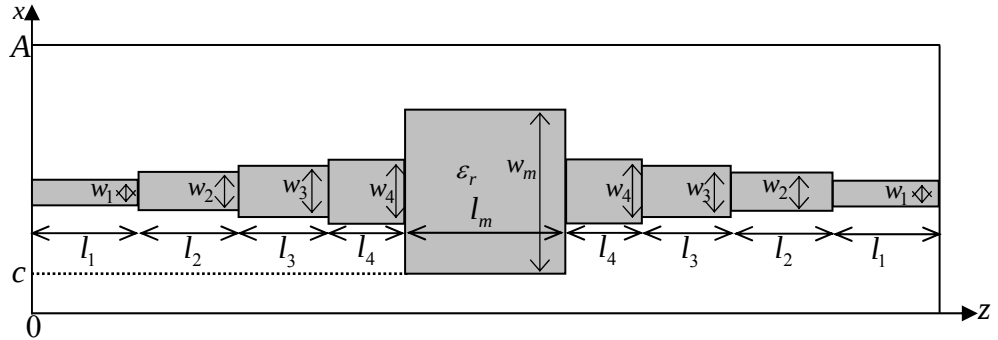
Şekil 3.10. $f = 2.85$ GHz'de değişken c/A için [27]'deki sonuçlar



Şekil 3.11 $f = 2.85$ GHz’de değişken c / A için MM-GSM ve HFSS sonuçları

3.2.2 Dört Kısımlı Empedans Uyumlaştırıcılı Faz Kaydırıcı Uygulamaları

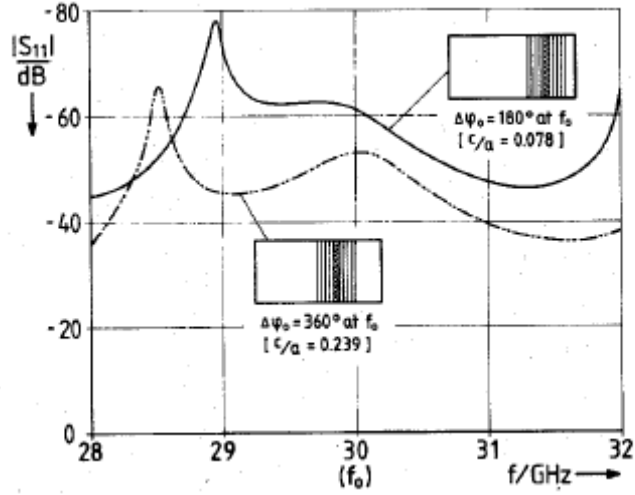
Dört kısımlı empedans uyumlaştırıcılı faz kaydırıcının 3 boyutlu geometrisi Şekil 3.5’de, x-z düzlemi geometrisi ise Şekil 3.12’de verilmektedir.



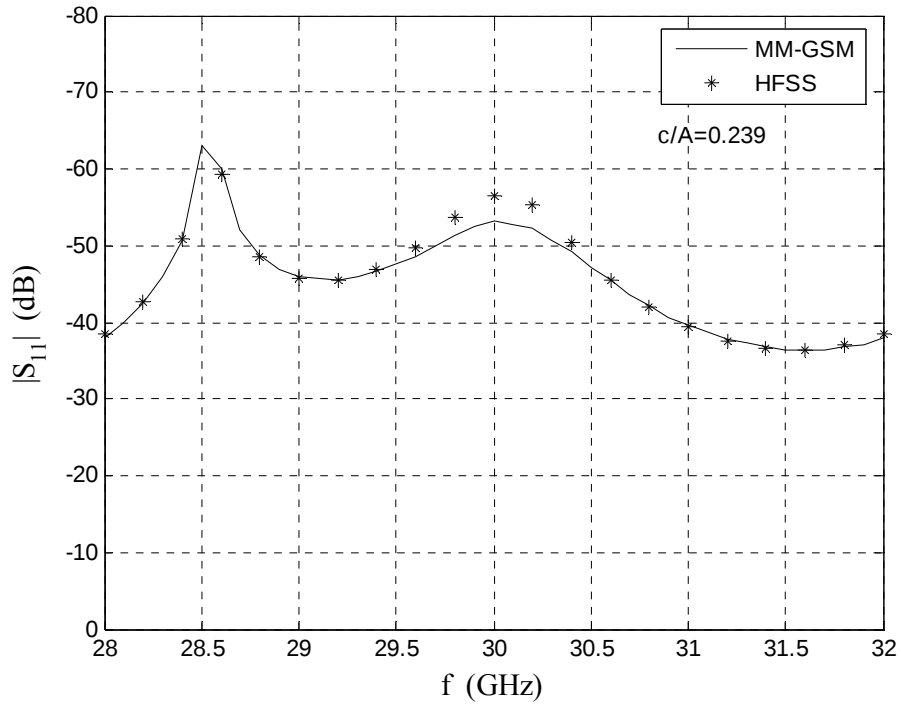
Şekil 3.12 Dört kısımlı empedans uyumlaştırıcıdan oluşan faz kaydırıcının x-z düzleminde problem geometrisi.

Bahsedildiği üzere fazı esas olarak kaydıran kısım l_m uzunluğunda w_m genişliğindeki dielektrik kısımdır. Ön ve arka kısımda yer alan dielektrik parçaların temel görevi ise empedans uygunluğunu sağlamaktır. Ele alınan problem parametreleri, Ka-Band WR-28 dalga kılavuzu, $A=7.112$ mm, $B=3.556$ mm, $l_1 = 3.414$ mm, $w_1 = 0.194$ mm, $l_2 = 3.163$ mm, $w_2 = 0.646$ mm, $l_3 = 2.852$ mm, $w_3 = 1.2$ mm, $l_4 = 2.6$ mm, $w_4 = 1.742$ mm, $l_m = 24.5$ m, $w_m = 2$ mm ve $\epsilon_r = 2.54$

olarak tanımlanmıştır. 28-32 GHz frekans bandında $c/A = 0.239$ değeri için [27]'de bulunan sayısal sonuçlar Şekil 3.13'de, MM-GSM ve HFSS sonuçları ise Şekil 3.14'de verilmektedir.

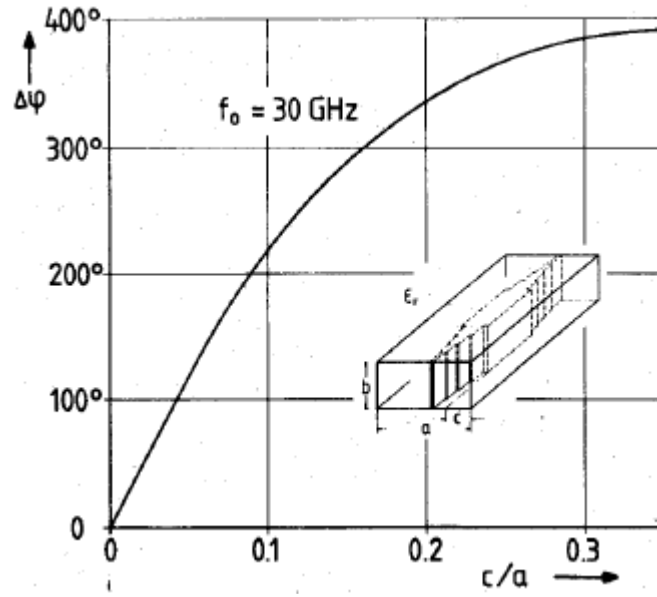


Şekil 3.13. $c/A = 0.239$ ve $c/A = 0.078$ için [27]'deki sonuçlar

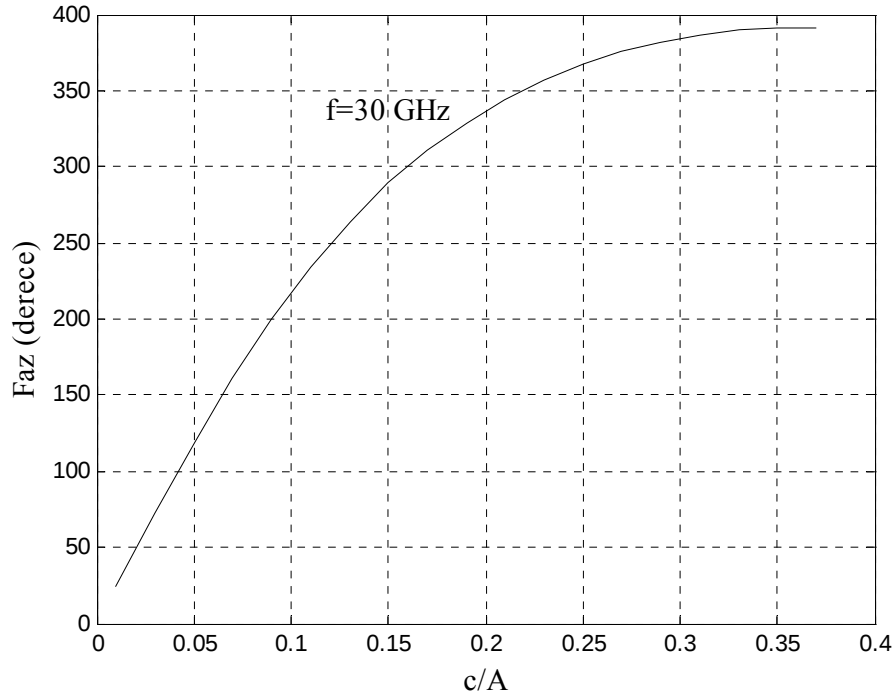


Şekil 3.14. $c/A = 0.239$ için MM-GSM ve HFSS sonuçları

Şekil 3.14'de HFSS ve MM-GSM sonuçlarının genel olarak tutarlı olduğu ancak $f=30$ GHz etrafında bir farklılık olduğu gözükmemektedir. Şekil 3.13 ise bu bölgede MM-GSM sonuçlarını doğrulamaktadır.



Şekil 3.15. Dört kısımlı empedans uygunlaştırıcının [27]'de verilen faz kayması



Şekil 3.16. Dört kısımlı empedans uygunlaştırıcının MM-GSM ile faz kayması

Dört kısımlı empedans uygunlaştırıcıdan oluşan faz kaydırıcının faz kayması için [27]'de bulunan sayısal sonuçlar Şekil 3.15'de, MM-GSM sonuçları ise Şekil 3.16'da verilmektedir. Bağlı Faz Kayması $c=0$ 'a (ana faz kaydırıcının x ekseninden olan uzaklığı) göre hesaplanmaktadır. $c=0$ için $f=30$ GHz de, 4 kısımlı empedans uygunlaştırıcının fazı (S_{21} 'in fazı) -42.52° olarak MM-GSM ile hesaplandı. Daha sonra farklı c değerleri için fazlar hesaplandı. Hesaplanan her faz değerinden $c=0$ 'daki değer çıkarılarak faz kayması belirlendi. Sonuç faz değerleri ise sürekli faz

grafîgi oluşturacak şekilde şekil 3.16'da çizildi. Faz kayması içinde bulunan sayısal sonuçların tutarlılığı şekil 3.15 ve şekil 3.16'dan görölmektedir.

4. İLETİM/YANSIMA ÖLÇÜMLERİ İLE MALZEMELERİN KOMPLEKS PERMITİVİTESİNİN BELİRLENMESİ İÇİN ÖNERİLEN YENİ BİR YÖNTEM

Kısmen dielektrik yüklü yapılar kullanılarak S parametrelerinin belirlenmesi işlemi düz problem olarak tanımlamak uygundur. Bu durumda belirlenen ya da ölçülen S parametrelerinden yararlanarak tanımlanan amaç fonksiyonlarını kullanarak yapının bilinmeyen parametrelerinin belirlenmesi işlemi ters problem olarak tanımlanabilir. Ters problem uygulaması olarak dielektrik yüklü dalga kılavuzlarını kullanarak malzemenin kompleks permitivitesinin belirlenmesi pratik öneme sahip bir problemdir.

Bu bölümde, iletim/yansımaya ölçümleri ile malzemelerin kompleks permitivitesinin belirlenmesi için tez çalışmasında geliştirilen ve literatüre [41] ile önerilen yöntem yer almaktadır.

4.1 Problemin Tanımlanması

Dikdörtgen dalga kılavuzunda frekans domeninde yansıma/iletim ölçmeleri için Şekil 4.1’de verilen problem ele alınmıştır. Ölçülmek istenen malzeme dikdörtgen prizması biçiminde, dalga kılavuzunun dar kenarını tamamen dolduracak şekilde eksen boyunca d uzunluğundadır (Şekil 4.1’de II. Bölge). Üç dielektrik tabakanın kalınlıklarının ve dielektrik özelliklerinin uygun seçimi ile kılavuzun geniş eksenini boyunca herhangi bir pozisyona ve duruma göre yerleştirilebilen malzeme numunesi modellenebilmektedir. I ve III bölgelerinin boş olduğu ve sadece baskın TE_{10} modunun yayıldığı, dalga kılavuzunun soldan uyarıldığı ve sağdan uygun empedansla sonlandırıldığı varsayılmaktadır.

II bölgesinin dışında bu saçılma problemi iki kapılı olarak modellendiğinde S parametreleri belirlenebilir. Referans giriş düzlemi $z=0^-$ ve çıkış düzlemi $z=d^+$ seçilerek yapının yapının S parametreleri modal açılımla bulunabilir. Bu durumda S matrisi simetrik olur ve sadece S_{11} ve S_{21} parametrelerinin belirlenmesi

gerekmektedir. Bu kısımda kullanılan düz ve ters problem kavramları arasındaki farkı açıklamakta fayda vardır. Bu kapsamda, incelenen malzeme için S_{11} ve S_{21} parametrelerinin belirlenmesi düz problem, ölçülen S_{11} ve S_{21} parametrelerinden yararlanarak malzemenin kompleks permitivitesinin belirlenmesi ise ters problem olarak tanımlandı. Her iki problemde literatürde incelenmiştir.

Şekil 4.1. Kesiti ardışık dielektrik yüklü dikdörtgen dalga kılavuzu

4.2 Düz Problem

Şekil 4.1’de gösterilen saçılma problemi TE_{m0} , $m=1,2 \dots$ modlarını içeren bir modal açılım ile çözülebilir. I ve III bölgelerindeki eksenel propagasyon sabitleri ve modal fonksiyonları β_m ve $f_m(x)$ ile, II bölgesindekileri ise $\bar{\beta}_m$ ve $\bar{f}_m(x)$ ile gösterelim. β_m ve $f_m(x)$ sırasıyla o moda ait boş borunun propagasyon sabitine ve kesit üzerinden normalize edilmiş E_y alan bileşenlerine karşı düşmektedir. $\bar{\beta}_m$ ve $\bar{f}_m(x)$ ise parçalı dielektrik yüklü boruda o moda ait propagasyon sabitine ve kesit üzerinden normalize edilmiş E_y alan bileşenlerine karşı düşmektedir. β_m ve $f_m(x)$ çözümleri boş boruya ait oldukları için kolaylıkla elde edilirler [2]. $\bar{\beta}_m$ ve $\bar{f}_m(x)$ ise Bölüm 2.1 de ayrıntısıyla izah edildiği üzere parçalı dielektrik yüklü boruya ait özdeğer denkleminin çözülmesi sonucunda bulunurlar.

Bölüm 2.2’de eksen doğrultusunda sonlu uzunlukta, kesitte ise ardışık dielektrik yüklü dikdörtgen dalga kılavuzunun, $z=0^-$ ve $z=d^+$ düzlemleri ile sınırlı bölgesinin Genelleştirilmiş Blok Saçılma Matrisinin elde edilmesi ayrıntısı ile izah edilmişti. Bölüm 2.1’deki çözümler daha genel bir yapıdadır. Burada ise Şekil 4.1’den görüleceği üzere soldan sadece baskın TE_{10} modu gelmekte ve dalga kılavuzu sağdan uygun empedansla sonlandırılmaktadır. Bu durumda Bölüm 2.2’deki çözümlerde I bölgesindeki modal açılımda gelen modlara ilişkin sadece a_1 terimi mevcut olacak ve III bölgesindeki modal açılımda ise kılavuzun uygun empedansla sonlandırılmasından dolayı yansıyan dalgalara ait $\tilde{b}_m$ ’lı tüm terimler ortadan yok olacaktır. Buna göre I, II ve III bölgelerindeki alanlar bu bölgeler içindeki modal bileşenler cinsinden bir açılımla ifade edildiklerinde

I.Bölgede: ($z<0$)

$$E_y^I = a_1 \sqrt{Z_1} f_1 e^{\alpha_1 z} + \sum_{m=1}^P b_m \sqrt{Z_m} f_m e^{-\alpha_m z} \quad (4.1)$$

$$H_x^I = a_1 \sqrt{Y_1} f_1 e^{\alpha_1 z} - \sum_{m=1}^P b_m \sqrt{Y_m} f_m e^{-\alpha_m z} \quad (4.2)$$

II.Bölgede:

$$E_y^{II} = \sum_{m=1}^P \bar{a}_m \sqrt{\bar{Z}_m} \bar{f}_m e^{-\bar{\alpha}_m z} + \sum_{m=1}^P \bar{b}_m \sqrt{\bar{Z}_m} \bar{f}_m e^{\bar{\alpha}_m z} \quad (4.3)$$

$$H_x^{II} = \sum_{m=1}^P \bar{a}_m \sqrt{\bar{Y}_m} \bar{f}_m e^{-\bar{\alpha}_m z} - \sum_{m=1}^P \bar{b}_m \sqrt{\bar{Y}_m} \bar{f}_m e^{\bar{\alpha}_m z} \quad (4.4)$$

III.Bölgede:

$$E_y^{III} = \sum_{m=1}^P \tilde{a}_m \sqrt{\bar{Z}_m} f_m e^{-\alpha_m(z-d)} \quad (4.5)$$

$$H_x^{III} = \sum_{m=1}^P \tilde{a}_m \sqrt{\bar{Y}_m} f_m e^{-\alpha_m(z-d)} \quad (4.6)$$

olarak yazılırlar. Ara işlemler Bölüm 2.2’de ayrıntısı ile verildiği üzere yapıldığında bulunan Genelleştirilmiş Saçılma Matrisinin (1,1) elemanı S_{11} ’e, (N+1,1) elemanı ise S_{21} ’e karşı düşer ve

$$S_{11} \cong \sum_{t=1}^N C_t \langle \bar{f}_t, f_1 \rangle - 1 \quad (4.7)$$

$$S_{21} \cong \sum_{t=1}^N D_t \langle \bar{f}_t, f_1 \rangle \quad (4.8)$$

olarak bulunur. **C** ve **D** açılım katsayılarına ilişkin alt matrislerde

$$U_\gamma = 2\beta_1 \langle f_1, \bar{f}_\gamma \rangle \quad (4.9)$$

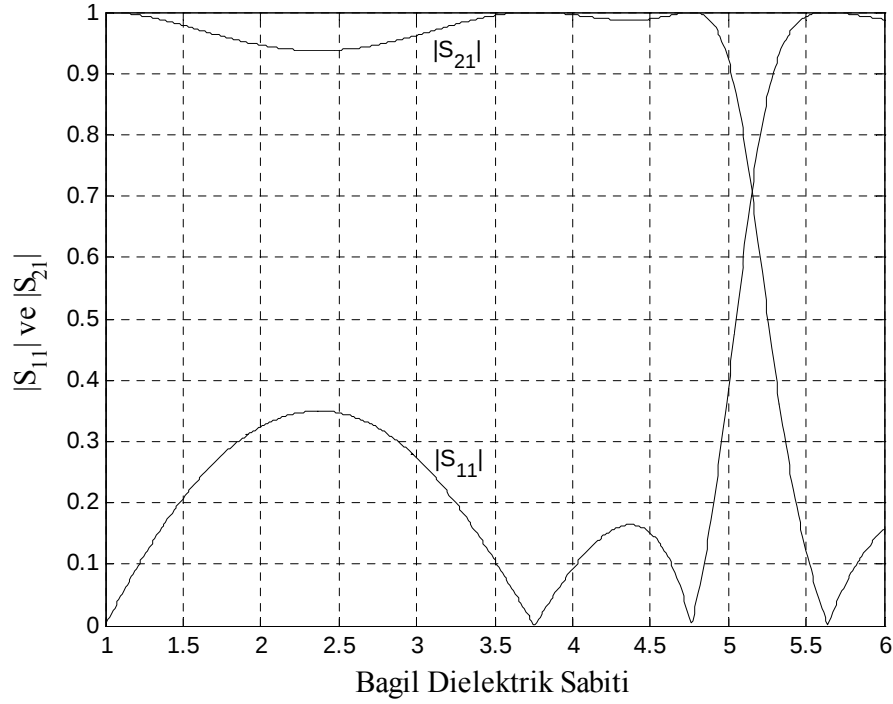
$$Q_{\gamma,t} = \sum_{m=1}^P \beta_m \langle f_m, \bar{f}_\gamma \rangle \langle f_m, \bar{f}_t \rangle - j\bar{\beta}_t \cot(\bar{\beta}_t d) \delta_{\gamma,t} \quad (4.10)$$

$$M_{\gamma,t} = \frac{-j\bar{\beta}_t \delta_{\gamma,t}}{\sin \bar{\beta}_t d} \quad (4.11)$$

$$\mathbf{C} = \{\mathbf{Q} \cdot \mathbf{M} \cdot \mathbf{Q}^{-1} \cdot \mathbf{M}\}^{-1} \cdot \mathbf{U}, \quad \mathbf{D} = \mathbf{Q}^{-1} \cdot \mathbf{M} \cdot \mathbf{C} \quad (4.12)$$

olarak bulunurlar [41]. Ek B’de, Bölüm 2.2’de verilen denklemlerin

indirgenmesinden yukarıda verilen denklemlerin elde edilmesi ayrıntısı ile gösterilmiştir. Bu gösterilim ele alınan yapının yansıma/iletim karakteristiklerinin S parametrelerine olan bağılığının araştırılmasında kullanılabilir. Örnek olarak bağıl dielektrik sabiti ε_r 'nin S_{11} ve S_{21} ile değişimini inceleyen [40] ile verilen problem bu gösterilim ile tekrar çözülerek Şekil 4.2'de verildi. Şekil 4.2'de verilen sonuçlar [40] ile birebir örtüşmektedir. Şekil 4.2'de $|S_{11}|$ ve $|S_{21}|$ 'in durağan noktalarına rastlayan ε_r değerleri görülmektedir.



Şekil. 4.2 $t_1 = 0$, $t_2 = A/2$, $d = A/2$, $\varepsilon_{r3} = 1$ ve $\lambda = 1.4A$ için $|S_{11}|$ ve $|S_{21}|$ 'in $1 < \varepsilon_{r2} < 6$ aralığındaki değişimleri.

4.3 Ters Problem

Buradaki amaç, ölçülen yansıma/iletim katsayı değerlerinden ele alınan malzemenin kompleks permitivitesini hesaplayan bir algoritma geliştirmektir. Ölçülen S parametreleri S_{11}^m ve S_{21}^m ile gösterildiğinde malzemenin kompleks permitivitesinin belirlenmesi için iki amaç fonksiyonu [41]'de aşağıda verildiği gibi tanımlandı:

$$F_1(\varepsilon) = \sum_{t=1}^N C_t \langle \bar{f}_t, f_1 \rangle - S_{11}^m - 1, \quad (4.13)$$

$$F_2(\varepsilon) = \sum_{t=1}^N D_t \langle \bar{f}_t, f_1 \rangle - S_{21}^m \quad (4.14)$$

$F_i(\varepsilon)$ $i=1,2$ malzemenin permitivitesinin fonksiyonlarıdır. Bu amaç fonksiyonlarının her ikisi ölçülen malzemenin doğru permitivite değeri için sıfır olurlar. O halde problem kök bulma problemine indirgenmiştir. ε_r 'nin tahmini ilk değerinden başlayarak daha iyi değerlere geçen ve nihayetinde $F_i(\varepsilon)$ 'nin sıfırı olan doğru değere yakınsayan bir algoritmaya ihtiyaç vardır. Ancak verilen iki amaç fonksiyonundan bir kompleks büyüklüğün belirlenmesi olan ters problemin genelde tek türlü çözümü mevcut olmaz. Bu olayın literatürde farkına varılmış olup fiziksel olmayan çözümlerin ortaya çıktığı ve/veya permitivitenin belirlenmesinde doğruluk kaybı meydana geldiği [47-48]'de belirtilmektedir. Tezde ters problemin çözümü için iyi bir ilk değer kullanıldığında (4.13), (4.14) denklemlerinin köklerinin hızlı bir şekilde belirlenmesi için Newton-Raphson yöntemi uygulandı. Bu durumda ardışık ε değerleri ε_n ile gösterilmek üzere iteratif işlem

$$\varepsilon_{n+1} = \varepsilon_n - F(\varepsilon_n) / F_{\varepsilon}(\varepsilon_n) \quad (4.15)$$

bağıntısı ile yapılır. Buradaki F_{ε} , F_1 veya F_2 'nin ε 'na göre her bir aşamada sayısal olarak hesaplanan kısmi türevlerini göstermektedir. Şekil 4.2'den anlaşılaacağı üzere, amaç fonksiyonlarının durağan noktalarına rastlayan ilk değerler için yukarıda belirtilen iterasyon yakınsamayabilir. Amaç fonksiyonu [48]'de önerildiği üzere F_1 ve F_2 'nin lineer birleşimi şeklinde ağırlaştırılarak da tanımlanabilir. Diğer taraftan sayısal sonuçların yakınsamasına yol açan kötü ilk değerlerin belirlenmesi ve atılması kolaylıkla gerçekleştirilebilir. Buradaki esas zorluk ise ters problemin doğası sonucu ortaya çıkan fiziksel olmayan (malzemeyi temsil etmeyen) çözümlerin atılmasıdır. Malzemenin kompleks permitivitesini belirlemek için birbirine yakın iki frekansta yapılan ölçmenin ortaya çıkabilecek fiziksel olmayan çözümlerin atılması için genellikle yeterli olacağı bu çalışmada ortaya konmuştur. Bu nedenle ters problemin çözümü için aşağıdaki algoritma önerilmiştir:

(i) Malzemenin beklenen ε_r değeri etrafında reel eksen üzerinde geniş bir bölge seçilsin.

- (ii) Verilen amaç fonksiyonlarından (4.13) veya (4.14)'ten herhangi birine ölçüm değeri girilerek, ölçülen frekansta bu aralıkta tüm olası kompleks permitivitelere (4.15) ile belirlensin.
- (iii) Aynı işlem başka bir frekanstaki ölçüm değeri için tekrarlansın.
- (iv) ii ve iii adımlarında elde edilen çözümlerden ortak olan dışındaki tüm fiziksel olmayan çözümler elensin.

4.4 Deneysel Ölçüm Sonuçları İle Yöntemin Doğrulanması

Ortaya konan yaklaşımın doğruluğunu ve sayısal verimliliğini göstermek amacıyla deneysel ölçüm yapıldı. Polipropilen malzeme WR90 X bandı dalga kılavuzuna Şekil 4.1'de gösterildiği gibi kesilerek yerleştirildi ($t_1 = 0$ mm, $t_2 = 9.6$ mm, $d = 24.90$ mm, $\epsilon_{r3} = 1$). Tablo 4.1'de parametre değerleri verilen malzeme için HP 8410B network analizör ile iki farklı frekansta yapılan yansıma katsayısı ölçme sonuçları ve önerilen algoritmada (4.13) amaç fonksiyonunda 10 modluk modal açılım kullanarak ϵ_r 'nin 1 ile 10 arasında taranması sonucunda hesaplanan kompleks permitivitelere gösterilmektedir.

Tablo 4.1 Fiziksel olmayan çözümlerin elenmesi

(GHz)	Ölçülen S_{11}	Kompleks Permitivite
$f = 8.585$	$S_{11} = 0.402e^{j183.5^\circ}$	$\epsilon_r = 1.8689 - j2.7640$ $\epsilon_r = \mathbf{2.3565 - j0.0286}$ $\epsilon_r = 4.4592 - j0.2139$ $\epsilon_r = 7.5037 - j0.6078$
$f = 9.001$	$S_{11} = 0.396e^{j163^\circ}$	$\epsilon_r = 2.2047 - j2.9545$ $\epsilon_r = \mathbf{2.3582 - j0.0282}$ $\epsilon_r = 4.2370 - j0.3898$ $\epsilon_r = 6.9511 - j0.9162$ $\epsilon_r = 7.5546 - j3.8736$ $\epsilon_r = 8.6064 - j0.0040$ $\epsilon_r = 9.8028 - j0.6361$

Tablo 4.1'den görüleceği üzere önerilen algoritma malzemenin kompleks permitivitelere için her iki ölçme frekansında farklı değerlere yakınsamıştır. Ancak Tablo 4.1'de koyu olarak gösterildiği üzere her iki hesaplamada ortak olan tek çözüm mevcuttur ve bu çözüm fiziksel olan çözümdür. Böylelikle her iki ölçmede ortak

olmayan çözümlerin fiziksel olmadıkları tespit edilerek atılırlar. Yapılan ölçmeler sonucunda malzemenin kompleks permitivitesi önerilen bu yeni yöntemle $\epsilon_r = 2.36 - j0.028$ olarak bulunur.

Dikdörtgen dalga kılavuzu içerisine yerleştirilen dielektrik malzemenin kompleks permitivitesinin belirlenmesi ters saçılma problemi olarak modellenmiştir. Kısmen dielektrik yüklü dalga kılavuzlarında oldukça esnek ve genel tipteki problemleri içerecek şekilde, doğru ve sayısal olarak verimli bir algoritma bu çalışmada verilmiştir. Sonuç olarak, deneysel ölçümlerle yöntemin doğruluğu ve uygulanabilirliği de ortaya konarak, malzemelerin kompleks permitivitesinin az sayıda frekansta yapılan ölçmelerle belirlenmesi için yeni bir yöntem geliştirilmiştir.

5. PERİYODİK OLARAK DİELEKTRİK YÜKLÜ METALİK DALGA KILAVUZLARINDA GENELLEŞTİRİLMİŞ SAÇILMA MATRİSLERİNİN YENİ BULUNAN BAZI ÖZELLİKLERİ

Bu bölümde, eksel olarak periyodik dielektrik yüklü metalik dalga kılavuzları için Genelleştirilmiş Saçılma Matrislerinin özellikleri üzerine tez çalışmasında yeni bulunan ve literatüre [76] ile önerilen özgün sonuçlar yer almaktadır.

Bu kısımda verilen sonuçlar üç temel noktada özgünlük içermektedir [76]. Bunlardan ilki, tek modlu ve çok modlu bölge içerisinde, propagasyon yapan ya da yapmayan ve kompleks Floquet modlarının ortaya çıkışlarının tespit edilmesini sağlayan ve frekansa olan bağımlılıklarını açıklayan sistematik ve genel bir yöntemin ortaya konulmuş olmasıdır. Diğer iki özgün katkı ise kayıpsız periyodik yapılarda birim hücrenin Genelleştirilmiş Saçılma Matrisi için iki yeni sakınım ilişkisinin formüle edilmesidir. Bu yeni iki sakınım ilişkisinden biri, hesaplanan Genelleştirilmiş Saçılma Matrisi elemanlarının doğruluğunun kontrol edilmesi için yeni bir yol sağlamaktadır. Diğer ilişki ise, tek Floquet modlu bölge içerisinde yer alan iletim/durdurma band geçiş frekanslarını doğru olarak kestiren yeni bir yöntem sağlamaktadır. Önerilen bu yeni yöntem Floquet koşulunun uygulanmasını ve özdeğer denkleminin çözümünü gerektirmediği için çok verimli bir şekilde uygulanabilir niteliktedir ve bu nedenle ardışık tasarım-simülasyon/ölçme-tasarım iyileştirme adımlarını izleyen optimizasyon çalışmalarını içeren cihaz gerçekleştirme süreçlerinde önemli avantajlar sağlamaktadır.

5.1 Giriş

Periyodik yapılarda propagasyon yapan dalgalar uzun süredir gerek fizikçilerin gerekse de mühendislerin ilgi alanındadır [2,56,77-79]. Periyodik yüklü dalga kılavuzları ise periyodik yapıların bir boyutlu ayırık doğrusal simetri gösteren ve birim hücrenin belirlenmesi ile tam olarak tanımlanabilen alt kümeleridir [78]. Periyodik yüklü dalga kılavuzlarının propagasyon karakteristikleri, yavaş dalgalı yapılar, filtreler, faz kaydırıcıları, polarizörler, empedans uygunlaştırıcı cihazlar,

antenler, anten beslemeleri ve darbe sıkıştırıcıları gibi pek çok mühendislik uygulamasının tasarım problemlerinde önemli rol oynamaktadır [27,57-61]. Bu cihazlarda karşılaşılan periyodiklik, sonlu sayıda kaskat bağlı birim hücrenin uygun şekilde sonlandırmalara bağlanmasını içermektedir. Dolayısı ile cihaz propagasyon karakteristiklerinin birim hücre yaklaşımı ile analizi, tasarımda kullanılan birim hücre sayısına bağlı olarak doğruluğu iyileştirilebilen bir yaklaşıklık sağlamaktadır. Gerçek cihaz tasarımı ise birim hücreyi ve sonlandırmaları karakterize eden parametrelerin çok parametrelili optimizasyonlar ile hassas olarak ayarlanmasını içermektedir.

Düzgün dalga kılavuzu modları cinsinden periyodik birim hücrenin Genelleştirilmiş Saçılma Matrisi gösterilimleri [62-64]'deki araştırmacılar tarafından periyodik yüklü dalga kılavuzlarını içeren oldukça geniş bölgedeki problemleri kapsayacak şekilde kullanılmış olan bir yaklaşımdır. Periyodik yüklü dalga kılavuzlarında propagasyon konusunda literatürde yer alan çalışmalar kapsamında elde edilen belli başlı gelişmeler, bu tarz yapılar tarafından desteklenen Floquet modlarının özdeğer spektrumunun [63,65-66]'da incelenmesi ve kayıpsız yapılarda Genelleştirilmiş Saçılma Matrisleri tarafından sağlanan belirli sakınım ilişkilerinin [67-72]'de türetilmiş olması şeklinde özetlenebilir. Bu tez çalışması ile bahsedilen her iki alanda literatürde verilmiş olan sonuçların genişletilmesi hedeflenmiştir. Bu amaçla ilk olarak tek ve çok Floquet modlu bölgede iletim ve durdurma bandında periyodik yüklü dalga kılavuzlarının özdeğerlerinin frekansa bağıllığı için sistematik bir yaklaşım ortaya konulmuştur. Bu bağlamda, kompleks propagasyon sabitleri ile karakterize edilen kompleks modların davranışları özellikle vurgulanmıştır. Kompleks özdeğerleri içermeyecek birim hücre yapılarında, periyodiklik sonucu kompleks modların ortaya çıkmasına ilişkin gerek koşullar elde edilmiştir. Daha sonra, kayıpsız periyodik yapılarda Genelleştirilmiş Saçılma Matrisleri tarafından sağlanan yeni bir korunum ilişkisi sunulmuştur. Bu korunum bağıntısı, hesaplanan Genelleştirilmiş Saçılma Matrislerinin doğruluğunun kontrol edilmesi amacıyla kullanılabilecek niteliktedir. Aynı zamanda uygulama açısından büyük öneme sahip olabilecek, simetrik birim hücrenin Genelleştirilmiş Saçılma Matrisi elemanları arasında, tek modlu Floquet bölgesinde iletim/durdurma band geçiş frekanslarının doğru olarak kestirilmesinde kullanılabilecek yeni bir yaklaşık ilişki elde edilmiştir. Önerilen bu yaklaşım, Floquet koşulunu uygulamaksızın ve özdeğer denklemi çözmeksizin çok verimli bir şekilde uygulanabilmektedir. Çalışma sırasında bulunan

önemli noktaların geçerliliğini ve uygulanabilirliğini göstermek amacıyla, Floquet modlarının özdeğerleri ve öz vektörlerinin davranışları ve dispersiyon diyagramları için sayısal sonuçlar elde edildi. Ayrıca önerilen yeni yaklaşık yöntemin uygulanması ile kestirilen band-kenar frekans değerleri verildi. Buna ek olarak iletim/durdurma band bölgelerinin birim hücrenin parametrelerine olan bağımlılığı da araştırıldı.

5.2 Özdeğer Spektrumu

Kayıpsız dielektrik bölgeler ile yüklü düzgün metalik dalga kılavuzlarında zaman-harmonik dalgaların yayılımını ele alalım. Dalga kılavuzu kesitte bağıl dielektrik sabiti $\epsilon_{r,i}(x,y)$ ve eksenel uzunlukları l_i , $i=1,N$ olan dielektrik bölgelerle $p = \sum l_i$ periyodu ile periyodik olarak yüklenmiş olsun. Birim hücre dalga kılavuzunun $z=z_1$ ve $z=z_2=z_1+p$ düzlemleri ile sınırlı kısmı olarak tanımlansın. Periyodik yapıların transfer karakteristiği periyodik yapının birim hücresi ile tam olarak belirlenir. Bu durumda, $z=z_1$ ve $z=z_2$ 'deki enine alan bileşenleri sırasıyla $\vec{E}_1(x,y)$, $\vec{H}_1(x,y)$ ve $\vec{E}_2(x,y)$, $\vec{H}_2(x,y)$ olsun. Buna göre Floquet teoremi uyarınca

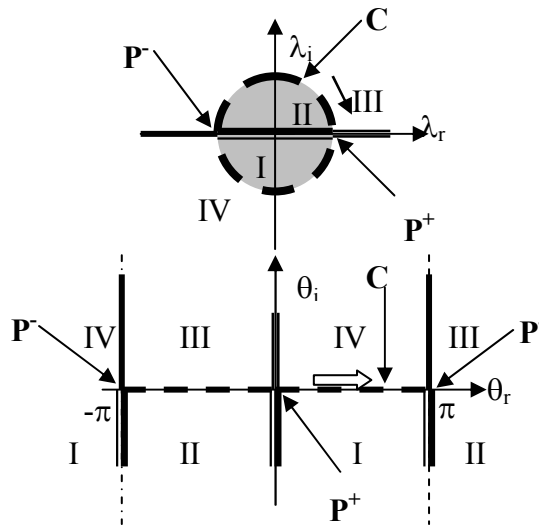
$$(\vec{E}_2, \vec{H}_2) = \lambda (\vec{E}_1, \vec{H}_1) \quad (5.1)$$

yazılabilir. Burada λ , verilen frekansta birim hücre tarafından belirlenen özdeğeri ifade eder ve birim hücrenin tanımlanmasında seçilen z_1 'den bağımsızdır. Bu bağımsızlık, birim hücre yansıma ve kayma yansıma simetrilerini gösterecek şekilde seçildiğinde özdeğer denkleminin formülasyonunun basitleştirilmesinde kullanılabilir [80]. Özdeğerler genellikle kompleks ve dörtlü halde $\lambda_{1,4}=\lambda$, $1/\lambda$, λ^* , $1/\lambda^*$ (* simgesi kompleks eşleniği göstermektedir) ortaya çıkarlar [63,70]. Her bir λ 'ya karşı düşen çözüm periyodik yapının bir Floquet modu olarak olarak adlandırılacaktır. Buradaki kullanımı ile mod sözcüğü eksenel düzlemlerdeki alanların, kendisinden p kadar uzaktaki alandan λ gibi sabit faktör kadar farklı olması anlamını taşımaktadır. Ardışık süreksizlikler arasındaki interaksiyon elektromagnetik dalganın periyodik yapı boyunca belirli frekans aralıklarında iletimine izin vermektedir. Yani bu etkileşim periyodik yapıda, frekans domeninde iletim/durdurma bandlarının oluşmasına neden olmaktadır. İletim ve durdurma bandları ele alınan frekans bölgesinde periyodik yapıda en az bir Floquet modunun propagasyon yapıp yapmadığına göre karakterize edilebilir. Diğer bir deyişle istenen frekans bölgesinde

en az bir Floquet modu iletimde ise bu bölge iletim bandıdır. Mod iletimi söz konusu olmayan frekans aralığı durdurma bandı olarak tanımlanır. Verilen bir frekansta Floquet modunun iletilebilmesi için o moda karşı düşen özdeğer saf faz faktörü şeklinde olmalıdır. Bu durumda $\lambda = 1/\lambda^*$, $1/\lambda = \lambda^*$ olur ve özdeğerler λ_{1-4} dörtlü dağılımdan $\lambda_{1,2}$ çiftlerine indirgenerek $|\lambda_1| = |\lambda_2| = 1$ olur. Sonuç olarak, iletim bandında

$$\lambda_{1,2} = e^{\pm j\theta}, \quad \theta = \beta p \in (0, \pi) \quad (5.2)$$

yazılabilir. Bu tezde zamana bağımlılığın $e^{j\omega t}$ olarak seçildiği hatırlandığında, (5.2) denklemindeki – ve + işaretlere karşı düşen propagasyon yapan dalga çözümleri, sırasıyla pozitif ve negatif yönlerde β Floquet faz faktörü ile propagasyon yapan dalgaları göstermektedir. Şekil 5.1’de kompleks λ düzlemi $\lambda = e^{-j\theta}$ dönüşümü ile θ düzlemine dönüştürülmüştür. Propagasyon yapan bir modun özdeğerleri λ düzleminde birim daire üzerinde yer alır ve frekans iletim bandı içerisinde süpürüldüğünde özdeğerler zıt yönlerde hareket ederler. Mod bir iletim/durdurma bandı kesim geçişine uğradığında uygun özdeğerler birleşir ve ardından $\lambda_{1,2}$ özdeğer çifti reel eksen üzerinde kalacak şekilde birim daireden ayrılırlar. Bu nedenle kesim geçişleri aşağıdaki iki yoldan herhangi biri ile olabilir [76]:



Şekil 5.1. λ düzleminin θ düzlemine dönüştürülmesi

i) Periyodik yapının sadece bir modun propagasyonunu desteklediği frekans bölgesi içerisinde, $+z$ ve $-z$ yönlerinde alanlara karşı düşen propagasyon yapan

özdeğer çiftleri $\lambda_1=\lambda_2 = +1$ (veya -1) olarak birleştiğinde kesim meydana gelir [78]. Kesim ötesinde, λ_1 ve λ_2 özdeğer çiftleri reel eksen üzerinde olmak üzere orjine doğru veya orjinden uzaklaşacak şekilde ayrılırlar. Özdeğerler $\lambda_1 \cdot \lambda_2 = 1$ koşulunu sağlamak üzere, $|\lambda| < 1$ ve $|\lambda| > 1$, sırasıyla $+z$ ve $-z$ yönlerindeki sönümlü alanlara karşı düşmektedirler. Kesim geçişi θ düzleminde $\theta=0$ (veya $\theta=\pm\pi$) ile yerleri belirlenen iletim/durdurma band kenarları ile sonuçlanmaktadır. Sonuç olarak tek modlu bölgede kesim geçişleri ancak Şekil 5.1’de gösterilen P^+ ve P^- noktalarında meydana gelebilir [76].

ii) Çok modlu bölgede kesim geçişleri λ düzleminde birim daire üzerinde genel noktalarda meydana gelebilir ve bu durum θ düzleminde $\theta=0$ veya $\theta=\pm\pi$ ile çakışmayan iletim/durdurma band kenarları ile sonuçlanmaktadır. Bu geçiş noktası Şekil 5.1’de C noktası ile gösterildi. Bu geçiş olayını açıklamak için propagasyon yapan iki modu ele alalım. Bu modların λ özdeğer çiftlerini $\lambda_{1,2}=e^{\mp j\theta_1}$ ve $\lambda_{3,4}=e^{\mp j\theta_2}$, $\theta_1, \theta_2 > 0$ olarak tanımlayalım. Frekans değiştirildiğinde θ_1 ve θ_2 her biri diğerine yaklaşarak θ değerinde birleşmekte ve kesim geçişleri meydana gelmektedir [76]. Kesim ötesinde dört özdeğer birim daireden uzağa hareket ederler ve (1)’den dolayı $Ae^{\pm j\phi}$ ve $1/(Ae^{\pm j\phi})$ $A>1$ olarak ifade edilebilirler (Şekil 5.6). Bu özdeğerler kompleks β değerlerine karşı düşerler ve bu çözümlere kompleks modlar denir. Kompleks modların dielektrik yüklü [70] ve meta-malzeme yüklü [81] dalga kılavuzlarında belirli koşullar altında mevcut olabildiği bilinmektedir. Periyodik yapılarda ortaya çıkan kompleks modları birim hücrenin desteklemesi gerekmez [63]. Kompleks mod iletimini desteklemeyen N tane kayıpsız inhomojen dielektrik yüklü $\epsilon_i(x,y)$, $i=1,..N$ bölgeyi içeren bir birim hücre, periyodik yapı olarak kullanıldığında belirli frekans bölgesinde kompleks özdeğerlere sahip Floquet modlarına neden olabilir. Bu durum, Bölüm 5.4.2’de Şekil 5.6’da λ düzleminde frekans değiştirildiğinde hesaplanan özdeğer yer ailesi ile kesim geçişinden kompleks Floquet modlarını içerecek şekilde gösterilmiştir. Periyodik yapıda kompleks modlara ilişkin olarak ilave edilmesinde yarar olan iki önemli nokta: (a) kompleks modların ortaya çıkışları dispersiyon diyagramındaki kesim geçişlerinin zorunlu olarak $\beta p=\theta \neq (0, \pm\pi)$ ’da meydana gelmesi [76], (b) fiziksel içerikli spektral objeler elde etmek için kesim ötesindeki sıradan bir Floquet modu gibi, iki kompleks

eşlenikli moda durdurma bandında sönümlü alanlara katkıda bulunan tek bir mod gibi muamele edilmesi gerekliliğidir [66].

5.3 Genelleştirilmiş Saçılma Matrislerinin Bazı Özellikleri

Periyodik yapının propagasyon karakteristikleri birim hücrenin Genelleştirilmiş Saçılma Matrisi ile tanımlanabilir [69,71]. Birim hücre için Saçılma Matrisi gösterilimlerinde, genelliği kaybetmeden giriş çıkış kapılarının referansları boş dalga kılavuzuna göre alınabilir. Düzgün boş dalga kılavuzunda TE veya TM tipi öz fonksiyonları $\vec{e}_i(x,y)$ olarak tanımlandığında normalizasyon aşağıdaki gibi yapılmaktadır.

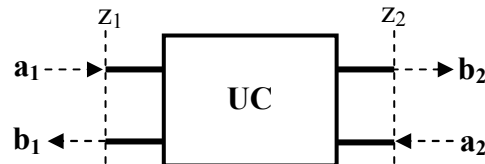
$$\langle \vec{e}_i, \vec{e}_j \rangle = \int_{S_i} \vec{e}_i \cdot \vec{e}_j ds = \delta_{i,j} \quad (5.3)$$

i, j mod indislerini, $\delta_{i,j}$ kroneker deltasını göstermekte, integral ise boş dalga kılavuzunun S_i kesiti üzerinde alınmaktadır. Birim hücrenin giriş ($z=z_1$) ve çıkış ($z=z_2=z_1+p$) kapılarındaki enine alan bileşenleri, boş dalga kılavuzunun öz fonksiyonları cinsinden temsil edildiğinde

$$\vec{E}(z_1) = \vec{E}_1 = (\mathbf{a}_1 + \mathbf{b}_1)^t \mathbf{Z}^{1/2} \vec{e}, \quad \vec{H}(z_1) = \vec{H}_1 = (\mathbf{a}_1 - \mathbf{b}_1)^t \mathbf{Z}^{-1/2} \vec{u}_z \times \vec{e} \quad (5.4a)$$

$$\vec{E}(z_2) = \vec{E}_2 = (\mathbf{a}_2 + \mathbf{b}_2)^t \mathbf{Z}^{1/2} \vec{e}, \quad \vec{H}(z_2) = \vec{H}_2 = -(\mathbf{a}_2 - \mathbf{b}_2)^t \mathbf{Z}^{-1/2} \vec{u}_z \times \vec{e} \quad (5.4.b)$$

olur. Burada t transpoz operatörünü, $\vec{e}$ modal fonksiyonları gösteren sütun vektörünü, $\mathbf{Z}$ ise modal empedansları gösteren diyagonal matrisi simgelemektedir. $\mathbf{a}_i, \mathbf{b}_i$ $i=1,2$ ise sırasıyla, Şekil 5.2’de gösterilen birim hücrenin kapılarından içeri ve dışarı doğru propagasyon yapan dalgaların modal genliklerine karşı düşen sütun vektörleridir.



Şekil 5.2. Birim hücrenin kapılarındaki genlik ve yansıma parametrelerinin tanımlanması

$\mathbf{a}$ ve $\mathbf{b}$ 'nin elemanlarının yukarıdaki normalizasyonu, boş dalga kılavuzunda iletilen modlar için birim hücrenin kapılarından içeri ve dışarı yönde güç akışı ölçüsünü oluşturmaktadır. (5.1) ve (5.4) denklemlerini kullanarak Floquet teoremi alternatif bir biçimde

$$\mathbf{b}_2 = \lambda \mathbf{a}_1, \quad \mathbf{a}_2 = \lambda \mathbf{b}_1 \quad (5.5)$$

olarak yazılabilir. Portlardaki modal genlikler $\mathbf{a}$ ve $\mathbf{b}$ Genelleştirilmiş Saçılma Matrisi ile $\mathbf{b}=\mathbf{S} \cdot \mathbf{a}$ olarak birbirlerine bağlıdır. (5.4)'de verilen gösterilim modal açılımında N mod kullanılarak kesildiğinde, $2N \times 2N$ boyutlu Genelleştirilmiş Saçılma Matrisi elde edilir. Genelleştirilmiş Saçılma Matrisi alt blok matrislere bölündüğünde

$$\begin{bmatrix} \mathbf{b}_1 \\ \mathbf{b}_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mathbf{S}_{11} & \mathbf{S}_{12} \\ \mathbf{S}_{21} & \mathbf{S}_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{a}_1 \\ \mathbf{a}_2 \end{bmatrix} \quad (5.6)$$

elde edilir.

S Matrisinin hesaplanması birim hücre için boş dalga kılavuzunun $\vec{e}$ modlarını kullanarak tam dalga analizini gerektirmektedir. Bu işlem ise genellikle oldukça zordur. Bununla birlikte pratik uygulamalarda karşılaşılan tipten yüklü dalga kılavuzlarında oldukça geniş problem grupları için Saçılma Matrisi gösterilimleri [41,82-84]'te geliştirilmiştir. Bölüm 2'de Genelleştirilmiş Saçılma Matrislerinin hesaplanması ayrıntısıyla izah edildi. Bu nedenle ilerleyen kısımlarda Genelleştirilmiş Saçılma Matrislerinin belirlenmiş olduğu kabul edilerek, resiprok kayıpsız periyodik yapılarda, bazı genel karakteristikler ortaya konacaktır.

(5.6) içerisinde (5.5)'i kullanarak periyodik yapının özdeğer denklemi aşağıdaki gibi

$$\begin{bmatrix} \mathbf{I} & -\mathbf{S}_{11} \\ \mathbf{0} & -\mathbf{S}_{12} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{b}_1 \\ \mathbf{a}_1 \end{bmatrix} + \lambda \begin{bmatrix} -\mathbf{S}_{12} & \mathbf{0} \\ -\mathbf{S}_{22} & \mathbf{I} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{b}_1 \\ \mathbf{a}_1 \end{bmatrix} = \mathbf{0} \quad (5.7)$$

elde edilir [64]. Burada $\mathbf{I}$ birim matrisi temsil etmektedir. Frekansın taranması ile her bir adımda özdeğerler hesaplanarak, β -k dispersiyon diyagramı elde edilir. Böylelikle periyodik yapının iletim/durdurma bantları belirlenir. Daha önce bahsedildiği üzere, iletim/durdurma bantları en az bir modun propagasyonunun mevcut olup olmamasına göre karakterize edilirler. Buna karşı düşen özdeğer çiftleri $\lambda_1, \lambda_2 = 1/\lambda_1 = \lambda_1^*$ olarak elde edilirler.

Diğer yandan (5.4)'ü kullanarak birim hücrede depo edilen kompleks güç Ψ aşağıdaki gibi ifade edilebilir (bkz. Ek C),

$$\Psi = \mathbf{a}^t \mathbf{Q} \mathbf{a}^* = \begin{bmatrix} \mathbf{a}_1 \\ \mathbf{a}_2 \end{bmatrix}^t \begin{bmatrix} \mathbf{Q}_{11} & \mathbf{Q}_{12} \\ \mathbf{Q}_{21} & \mathbf{Q}_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{a}_1 \\ \mathbf{a}_2 \end{bmatrix}^* \quad (5.8.a)$$

$$\mathbf{Q}_{11} = (\mathbf{I} + \mathbf{S}_{11}) \mathbf{U} (\mathbf{I} - \mathbf{S}_{11}^*) - \mathbf{S}_{12} \mathbf{U} \mathbf{S}_{12}^* \quad \mathbf{Q}_{12} = \mathbf{S}_{12} \mathbf{U} (\mathbf{I} - \mathbf{S}_{22}^*) - (\mathbf{I} + \mathbf{S}_{11}) \mathbf{U} \mathbf{S}_{12}^* \quad (5.8.b)$$

$$\mathbf{Q}_{21} = \mathbf{S}_{12} \mathbf{U} (\mathbf{I} - \mathbf{S}_{11}^*) - (\mathbf{I} + \mathbf{S}_{22}) \mathbf{U} \mathbf{S}_{12}^* \quad \mathbf{Q}_{22} = (\mathbf{I} + \mathbf{S}_{22}) \mathbf{U} (\mathbf{I} - \mathbf{S}_{22}^*) - \mathbf{S}_{12} \mathbf{U} \mathbf{S}_{12}^* \quad (5.8.c)$$

burada $\mathbf{U}$ elemanları propagasyon yapan modlar için 1'e, kesimde olan TE ve TM modları için j ve $-j$ eşit olan $N \times N$ boyutlu diyagonal matrisi göstermektedir. Kayıpsız yapılarda Ψ 'nin reel kısmı özdeş olarak sıfır olacağı için (bkz. Ek D), $\mathbf{Q}$ matrisinin elemanları $\mathbf{Q}_{ij} = -\mathbf{Q}_{ji}^*$ bağıntısını sağlamak zorundadır [71]. Diğer taraftan, kayıpsızlık koşulunu zorladığımızda iletim bandında Ψ özdeş olarak sıfıra, durdurma bandında sonlu sanal değerlere eşit olur. Bu özellik Ek D'de gösterilmiştir. Diğer taraftan, Ψ 'nin bu özelliği, periyodik yapı transfer fonksiyonu genliğinin iletim durdurma bandlarında 1/0 değerlerinde olması zorunluluğunun ifadesi olarak da düşünülebilir. Ψ boş dalga kılavuzunun dik modal fonksiyonları ile ifade edilen, birim hücre içerisinde depolanan kompleks gücü temsil etmektedir. Bu nedenle, Ψ 'nin ilgilenilen frekans bandında hesaplanması ve iletim/durdurma band kenarlarının Ψ 'nin sıfır geçişlerinin gözlemlenmesi ile belirlenmesi, dispersiyon diyagramının hesaplanmasını gerektiren geleneksel yaklaşıma alternatif bir yaklaşımdır [76]. Bununla birlikte, Ψ 'nin (5.8) ile hesaplanması için (5.7) özdeğer denkleminin çözümü olan özvektörler gerektiğinden, bu yaklaşım geleneksel yöntemle göre bir üstünlük sağlamaz. Band kenarlarına karşı düşen frekanslarda Ψ tam olarak sıfırdan geçer. İşte bu gerçeğin bize sağlayacağı avantajı dikkate alarak, her bir frekans adımında özdeğer denkleminin çözülmesini gerektirmeyen ve sadece yapının Saçılma Matrisi bilgisinden band kenarlarının yerlerinin belirlenmesini sağlayan yaklaşık bir çözüm yöntemi aşağıda gösterilmektedir.

Bölüm 5.4'te gösterileceği üzere önerilen bu yeni yöntem band kenar frekanslarının belirlenmesinde yeterince doğru sonuçlar vermektedir. Bu yöntem iletim karakteristikleri verilen periyodik yapıların tasarımını içeren parametre

optimizasyonlarında işlem yükünün önemli ölçüde düşürülmesinde etkin bir şekilde kullanılabilir.

Simetrik hücre durumunda

$$\mathbf{S}_{11}=\mathbf{S}_{22}, \mathbf{Q}_{11}=\mathbf{Q}_{22}, \mathbf{Q}_{12}=\mathbf{Q}_{21} \quad (5.9)$$

olur ve $\mathbf{Q}_1=\mathbf{Q}_{11}$, $\mathbf{Q}_2=\mathbf{Q}_{12}$ olmak üzere Ψ ,

$$\Psi = \begin{bmatrix} \mathbf{a}_1^t & \mathbf{a}_2^t \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{Q}_1 & \mathbf{Q}_2 \\ \mathbf{Q}_2 & \mathbf{Q}_1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{a}_1^* \\ \mathbf{a}_2^* \end{bmatrix} = \mathbf{a}_1^t [\mathbf{Q}_1 \mathbf{a}_1^* + \mathbf{Q}_2 \mathbf{a}_2^*] + \mathbf{a}_2^t [\mathbf{Q}_2 \mathbf{a}_1^* + \mathbf{Q}_1 \mathbf{a}_2^*] \quad (5.10)$$

şeklinde bulunur. Birim hücrenin simetrik olmasından dolayı çözümler çift ve tek simetrik bileşenlerle ayrılabilir ve bu durumda

çift simetrik uyarma için $\mathbf{a}_1=\mathbf{a}_2$ ve $\mathbf{b}_1=\mathbf{b}_2$

tek simetrik uyarma için $\mathbf{a}_1=-\mathbf{a}_2$ ve $\mathbf{b}_1=-\mathbf{b}_2$

bağıntıları yazılabilir. n'inci çift/tek modu $\vec{E}_{n,e}$, $\vec{E}_{n,o}$ ile gösterdiğimizizde, z_1 referans düzlemindeki $\vec{E}_1$ alanı çift ve tek modların süperpozisyonu olarak aşağıdaki gibi yazılır

$$\vec{E}_1 = \sum_n \alpha_n \vec{E}_{n,e} + \sum_m \bar{\alpha}_m \vec{E}_{m,o}. \quad (5.11a)$$

Burada α_n ve $\bar{\alpha}_m$ verilen bir frekansta sabit değerlerdir. Bu frekansta $z_2 = z_1 + p$ referans düzlemindeki $\vec{E}_2$ alanı çift ve tek modların süperpozisyonu olarak

$$\vec{E}_2 = \sum_n \alpha_n \vec{E}_{n,e} - \sum_m \bar{\alpha}_m \vec{E}_{m,o} \quad (5.11b)$$

şeklinde elde edilir. Floquet teoremi bu alanların kompleks bir sabit farkıyla özdeş olduklarını ifade eder ve bu durumda $\lambda \vec{E}_1 = \vec{E}_2$ olur. Tek modlu bölgede iletim durdurma band geçişleri $\lambda = \mp 1$ 'de meydana gelir. Bunun sonucunda frekans band kenarlarına karşı düşen bir değere geldiğinde α_n veya $\bar{\alpha}_m$ tüm n veya m değerleri için sıfıra eşit olurlar. Referans düzlemlerdeki alanlar çift ($a_1 = a_2$) veya tek simetrik ($a_1 = -a_2$) duran dalga davranışı gösterirler. Böylelikle, tek modlu bölgede, band

kenarları çift veya tek modlar tarafından depolanan kompleks gücü (Ψ_e/Ψ_o) sıfıra eşitleyerek tespit edilebilirler. Çift ve tek modlar tarafından depolanan kompleks güç

$$\Psi_e = 2\mathbf{a}_1^t \mathbf{\Omega} \mathbf{a}_1^* \quad \mathbf{\Omega} = \mathbf{Q}_1 + \mathbf{Q}_2 = [\mathbf{I} + \mathbf{S}_{11} + \mathbf{S}_{12}] \mathbf{U} [\mathbf{I} - \mathbf{S}_{11}^* - \mathbf{S}_{12}^*] \quad (5.12a)$$

ve

$$\Psi_o = 2\mathbf{a}_1^t \mathbf{\Delta} \mathbf{a}_1^* \quad \mathbf{\Delta} = \mathbf{Q}_1 - \mathbf{Q}_2 = [\mathbf{I} + \mathbf{S}_{11} - \mathbf{S}_{12}] \mathbf{U} [\mathbf{I} - \mathbf{S}_{11}^* + \mathbf{S}_{12}^*] \quad (5.12b)$$

olarak elde edilir [76].

Genelleştirilmiş Saçılma Matrisi gösterilimlerinde ilgilenilen frekansta boş dalga kılavuzunda N adet mod kullanıldığında ve bunlardan M tanesinin propagasyon yaptığı, N-M tanesinin kesimde olduğu varsayılmaktadır. Notasyonu basitleştirmek için 2N kapılının Saçılma Matrisi gösterilimlerinde, giriş (z_1) ve çıkış ($z_2 = z_1 + p$) kapılarına numaraların atanmasında propagasyon yapan modlara öncelik verilecektir. Kayıpsız bir yapıda reel güç sakınımı gereği propagasyon yapan modlara karşı düşen giriş çıkış kapılarına ilişkin alt matris üniter olmalıdır. Ancak yaptığımız araştırmalar sonucunda, mevcut literatürde periyodikliği dikkate almayan [67,68] ve ek normalizasyon işlemleri gerektiren [71] formülasyonları dışında birim hücrenin Genelleştirilmiş S Matrisinin geriye kalan elemanları arasında herhangi bir sakınım ilişkisine rastlanmamıştır.

Ek E’de kanıtlandığı gibi, birim hücrenin Genelleştirilmiş Saçılma Matrisinin geriye kalan elemanları arasında

$$j(\mathbf{W}_{N-M,N-M} - \mathbf{W}_{N-M,N-M}^*) = \mathbf{W}_{M,N-M}^t \mathbf{W}_{M,N-M}^* \quad (5.13)$$

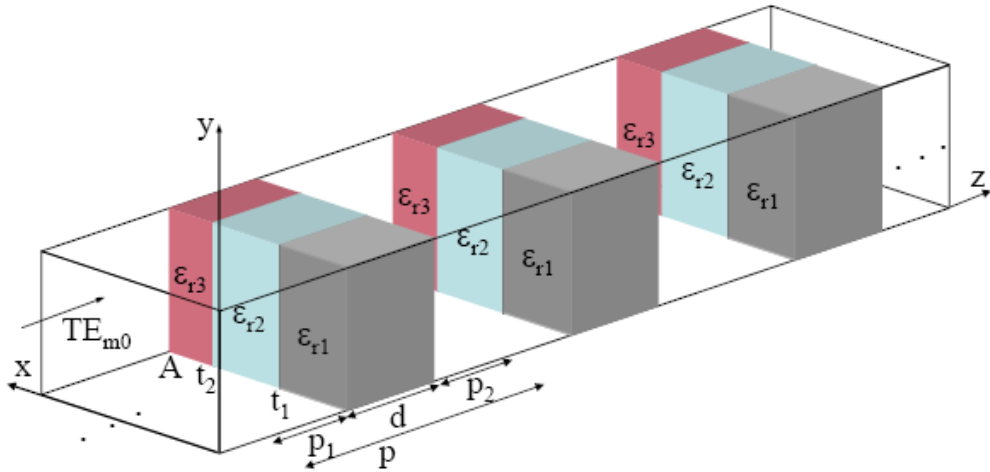
şeklinde ifade edilebilen bir sakınım ilişkisi bulunacaktır. Burada, $\mathbf{W} = \mathbf{S}_{11} \pm \mathbf{S}_{12}$ + ve – işaretleri çift ve tek simetrik modları göstermektedir. Pratikte ilgilenilen frekans bölgesinde Floquet mod gösterilimleri genellikle iletilen tek dalga kılavuzu modunu içermektedir. Ek E’de gösterildiği üzere bu durumda periyodik yapıdaki band kenar frekansları

$$X_{\pm} = 2 \operatorname{Im} \{ S_{\nu,\nu} \pm S_{\nu,\nu+N} \} - \sum_{k=M+1}^N |S_{\nu,k} \pm S_{\nu,k+N}|^2 = 0 \quad (5.14)$$

koşulu yardımıyla iyi bir yaklaşıklıkla belirlenebilir. Önerilen bu yeni denklemde $S_{i,j}$ Genelleştirilmiş Saçılma Matrisinin elemanlarını, ν alt indisi dalga kılavuzunun iletilen ilk (baskın) modunun giriş kapısını göstermektedir. Böylelikle X_+ veya X_- 'nin kökleri olan frekansların bulunması ile band kenar frekanslarının belirlenmesini sağlayan verimli bir yaklaşık yöntem elde edilmiş olur. Periyodik yapının band kenar frekanslarının yaklaşık değerlerinin bu yeni yöntemle kök bulma rutinini kullanarak hesaplanması, frekans bölgesinin sık aralıkla taranmasını ve her bir frekans adımı (5.7) özdeğer denkleminin çözülmesini gerektirmemesi nedeniyle çok daha hızlı bir şekilde gerçekleştirilebilir. Aşağıda, periyodik yapının iletilen tek Floquet modunu desteklediği frekans bölgesinde, (5.14) denklemi kullanılarak elde edilen sonuçların son derece doğru kestirimler olduğu gösterilmektedir.

5.4 Sayısal Uygulama Örnekleri

Bu kısımda, Şekil 5.3'de çizimi verilen periyodik olarak dielektrik yüklü dikdörtgen dalga kılavuzu ele alınmakta ve tezde elde edilen formülasyonların uygulanabilirliğini ortaya koyan sayısal sonuçlar verilmektedir. Sayısal hesaplamalarda göz önüne alınan standart WR-90 X bandı (geniş kenarı $A=2.286\text{cm}$, dar kenarı $B=1.016\text{cm}$) dikdörtgen dalga kılavuzu, eksen doğrultusunda d uzunlukta, kesitte ise inhomojen olarak dielektrik yüklüdür. Ele alınan yapıda dielektrik bölgeler, boş kısımların uzunluğu $p_1 + p_2 = p - d$ ile birbirinden ayrılmak üzere p periyodu ile periyodiktirler.



Şekil 5.3. Periyodik yüklü dikdörtgen dalga kılavuzu

Kısmen ardışık yükleme, kılavuzun geniş kenarına paralel kısa kenarını duvardan duvara dolduran, kalınlıkları farklı üç kayıpsız homojen dielektrik tabaka ile modellenmiştir. Dielektrik sabitlerinin ve dielektrik tabaka kalınlıklarının uygun seçimi ile Şekil 5.3’de verilen problem geometrisi, pratikte karşılaşılan geniş bir problem grubunu modellemede kullanılabilir. Bu şekildeki bir yüklemede dalga kılavuzu kompleks modları desteklememesine rağmen, yapının periyodik olması nedeniyle (5.7) denkleminin çözümünden belirli frekans bölgelerinde kompleks özdeğerler ortaya çıkabilir. Bunlara ait modları kompleks Floquet modları olarak nitelendirmekteyiz. Yapının y eksenı yönünde değışmemesi sonucu, boş ve dielektrik yüklü bölgelerde yalnızca TE_{m0} tipi modlar desteklenirler [41]. Böylelikle, periyodik yapının Genelleştirilmiş Saçılma Matrisi standart modal açılım tekniğinin uygulanması ile belirlenebilir. Floquet modları da az sayıda dalga kılavuzu modlarını içeren bir modal açılımı kullanarak verimli bir şekilde temsil edilebilir. Aşağıda yer alan sonuçlarda hesaplamalarda kullanılan parametreler dahilinde boş ve yüklü dalga kılavuzu içerisinde Floquet modlarının özdeğerlerinin ve özvektörlerinin en az üç hanelik doğruluk sağlamasına yeten 10 modluk bir modal açılım uygulanmıştır.

5.4.1 Homojen Yükleme

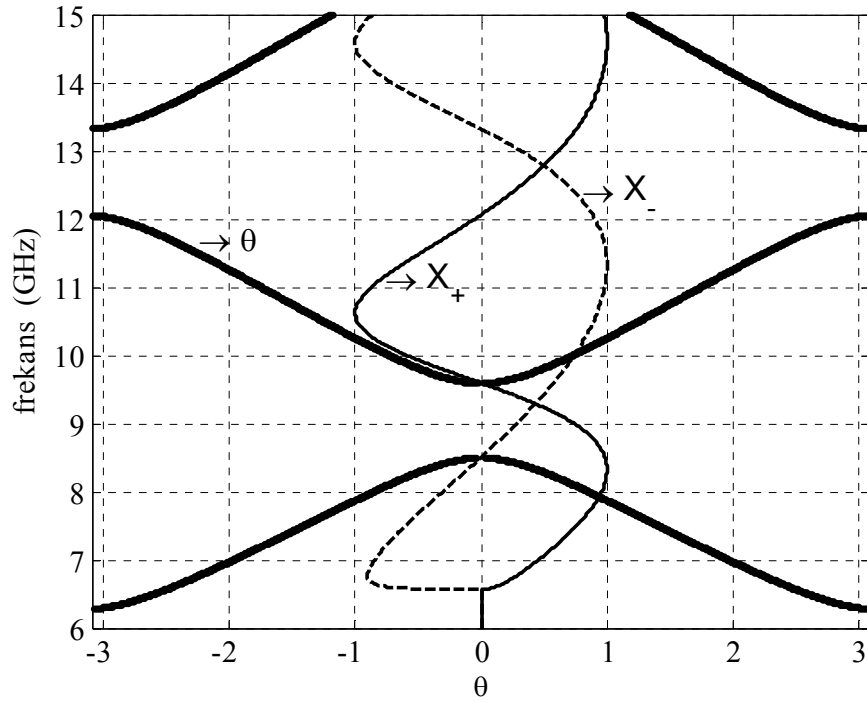
İlk olarak Şekil 5.3’de verilen yapıda $\epsilon_{r1} = \epsilon_{r2} = \epsilon_{r3} = \epsilon_r$ alınarak 1-boyutlu kanonik yapı [2] ele alındı. Kesiti tamamen dolduran bu homojen dielektrik yüklemenin modlar arasında kuplaj oluşturmaması nedeniyle problem büyük ölçüde basitleşir. Genelleştirilmiş Saçılma Matrisinin alt matrisleri S_{11} ve S_{12} diyagonal matrislere indirgenirler. S_{11} ve S_{12} ’nin v.ci diyagonal elemanları, v.ci moda ait yansıma ve iletim katsayılarına karşı düşerler. Bunları sırasıyla ρ ve t ile gösterelim. Bu durumda v.ci Floquet moduna ait $\lambda_{1,2} = e^{\pm j\theta}$ özdeğerleri, v.ci dalga kılavuzu moduna karşı düşen S matrisi elemanlarına bağlıdır ve

$$\cos(\theta) = \frac{1 - S_{11}S_{22} + S_{12}S_{21}}{2 S_{21}} = \frac{1 - \rho^2 + t^2}{2t} \quad (5.15a)$$

denklemleri ile belirlenebilir. Homojen yükleme durumunda (5.14) indirgenerek

$$X_{\pm} = 2\text{Im}\{\rho \pm t\} = 0 \quad (5.15.b)$$

elde edilir ve bu bağıntı yaklaşık değil kesin doğru olur [76]. Şekil 5.4'te $\varepsilon_r = 2.56$, $d/A = 0.88$, $p_1 = p_2 = A/8$ parametre değerleri için en düşük dereceli Floquet modunun dispersiyon diyagramı ve $X_{\pm}$ görülmektedir. Homojen yükleme durumunda, kesit düzlemindeki Floquet modunun değişimi ile bu moda karşı düşen dalga kılavuzu modunun değişimleri özdeşdir. Bu nedenle her bir dalga kılavuzu modunun bir Floquet modunu 'uyardığı' düşünülebilir. Frekans artırıldığında, periyodik yapıda birden fazla Floquet modu desteklenecektir. Her bir Floquet modu Şekil 5.4'te çizilen diyagramın yukarıya doğru ötelenmiş haline benzer ayrı bir dispersiyon diyagramını sağlamaktadır. Ele alınan bu yapıda kompleks Floquet modları olmadığından, herhangi bir Floquet moduna ait tüm band kenarları $\theta = 0$ veya $\theta = \pm\pi$ 'de oluşacaktır ve band kenar frekansları tam olarak (5.15b) ile verilen X_+ veya X_- 'nin sıfırlarına karşı düşecektir [76]. Bu durum Şekil 5.4'de görülmektedir.



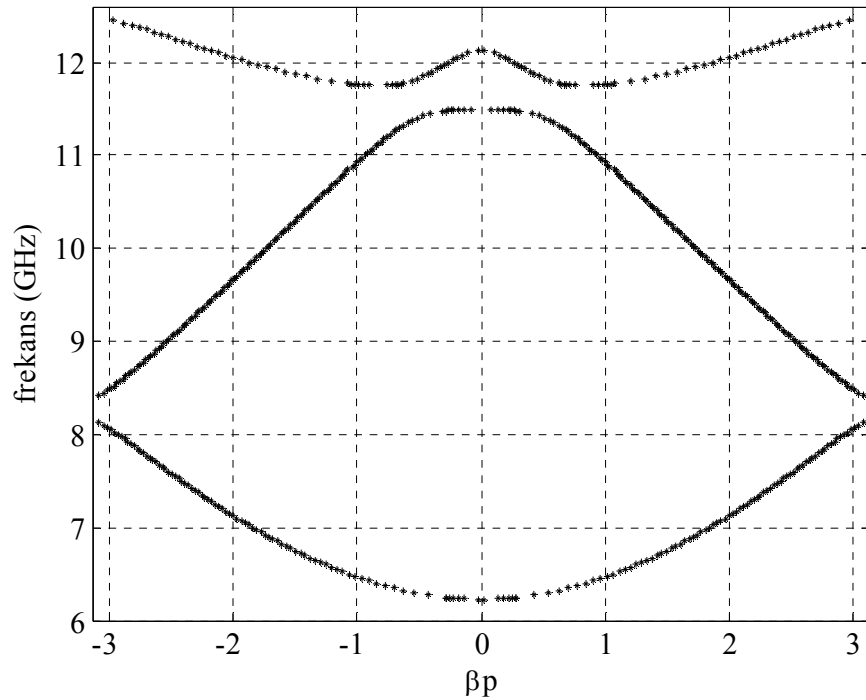
Şekil 5.4. Homojen yüklü dalga kılavuzu içerisinde en düşük dereceli Floquet modunun dispersiyon diyagramı ve $X_{\pm}$ 'nin değişimi (keyfi birim).

5.4.2 İnhojen Yükleme

Bu kısımda da inhojen yüklü birim hücre ele alınmaktadır. İnhojen yükleme için yapılan tüm hesaplamalarda dielektrik sabitleri ve konumlar $\varepsilon_{r1} = 1$, $\varepsilon_{r2} = 2.56$,

$\varepsilon_{r3}=1$, $t_1 = A/8$, $t_2 = A/4$ olarak kabul edilmiştir. Aynı zamanda dielektrik yüklü ve boş dalga kılavuzu eksenel uzunlukları Şekil 5.3’de gösterilmiştir. Şekil 5.5’te $d/A=0.88$ ($d=2\text{cm}$) ve $p_1=p_2=A/8$ değerlerine karşı düşen dispersiyon diyagramı verilmiştir.

İnhomojen yükleme durumunda ele alınan problemle, homojen yükleme durumunda ele alınan problem büyük ölçüde birbirine benzemesine rağmen Şekil 5.4 ve Şekil 5.5’de verilen dispersiyon diyagramları son derece farklıdır. Bunun sebebi inhomojen yükleme durumunda uyarılan dalga kılavuzu modları arasındaki kuplajdır. Şekil 5.5’den gözlemlenen dikkate değer bir durum, 11.7 GHz civarında iletim durdurma band geçişlerinin $\theta=0$ ve $\theta=\pm\pi$ değerlerinden farklı bir θ değerinde ortaya çıkmasıdır.

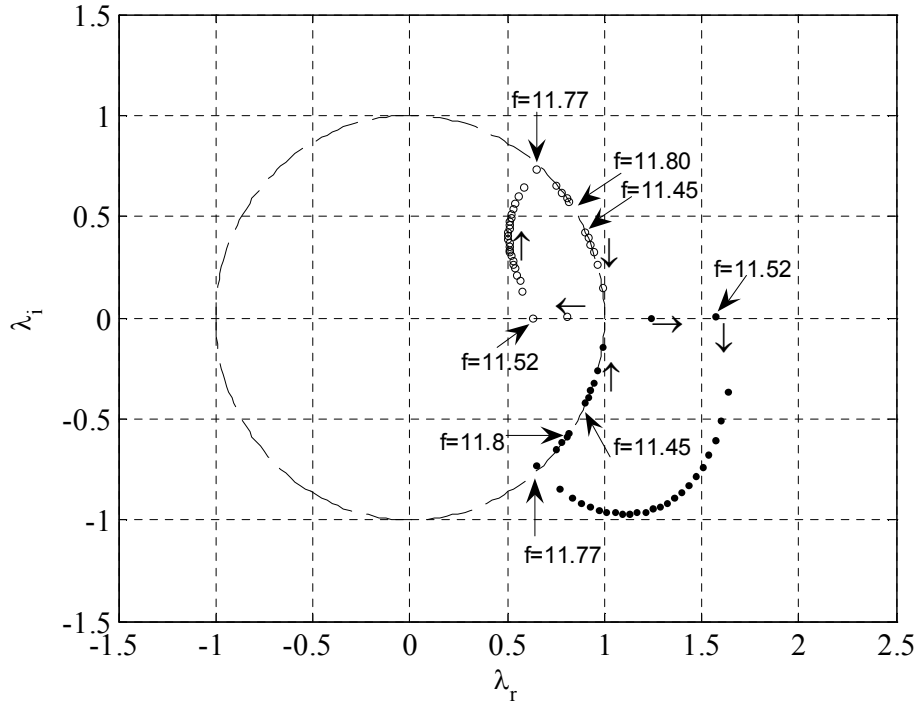


Şekil 5.5. İnhomojen yüklü dalga kılavuzunun dispersiyon diyagramı

Bölüm 5.2’de verilen nedenlerden ötürü, bu geçişin kompleks mod içerdiği sonucuna varılır. Bu durumu ayrıntısıyla açıklamak için Şekil 5.6a ve Şekil 5.6b’de bu kesim geçişi etrafında özdeğerlerin kök-yer eğrisi verilmektedir. Şekil 5.5 ve Şekil 5.6’dan açık bir şekilde görülebileceği üzere bu geçişler daha önce bölüm 5.2’de tanımlanan durumlara tam olarak uygun biçimde meydana gelmiştir. Şekil 5.5’e bakıldığında 8.5 GHz’den yukarıya doğru yapının tek bir Floquet modunun iletimini desteklediği görülmektedir. Frekansın artması ile birlikte $\pm z$ yönlerinde iletilen alanları

tanımlayan özdeğerler çiftleri birbirlerine doğru hareket ederler ve 11.5 GHz etrafında $\theta = 0$ ($\lambda = 1$) 'de birleşirler ve Şekil 5.6a'da gösterildiği üzere başlangıçta reel eksen üzerinde kalmak üzere kesim geçişine uğrarlar. Şekil 5.6b ise frekans 11.5'e doğru artırıldığında bir başka Floquet moduna ait özdeğer çiftinin reel eksen üzerinde her iki taraftan kesimden $\lambda = 1$ 'e doğru hareket ettiğini göstermektedir.

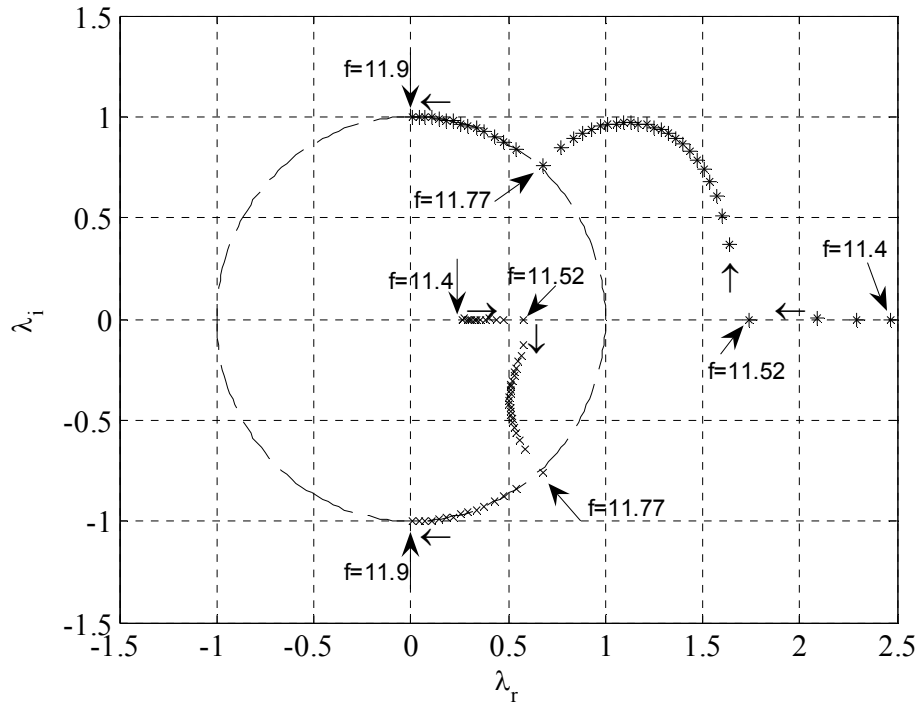
Böylelikle, 11.5 ve 11.52 GHz aralığında dar bir bölgede $\lambda > 1$ ve $\lambda < 1$ reel özdeğerler ile karakterize edilebilen iki adet iletim yapmayan Floquet modu mevcuttur. 11.52 GHz etrafında özdeğerler kompleks λ düzlemine eşlenik çiftler olarak hareket ederler ve frekansın artarak yaklaşık olarak 11.77 GHz'e ulaşması ile eşlenik çiftin bir elemanı diğer çiftin buna karşı düşen bir elemanı ile $|\lambda| = 1$ dairesi üzerinde $\theta \cong \pm \pi/4$ noktalarında birleşir.



Şekil 5.6a

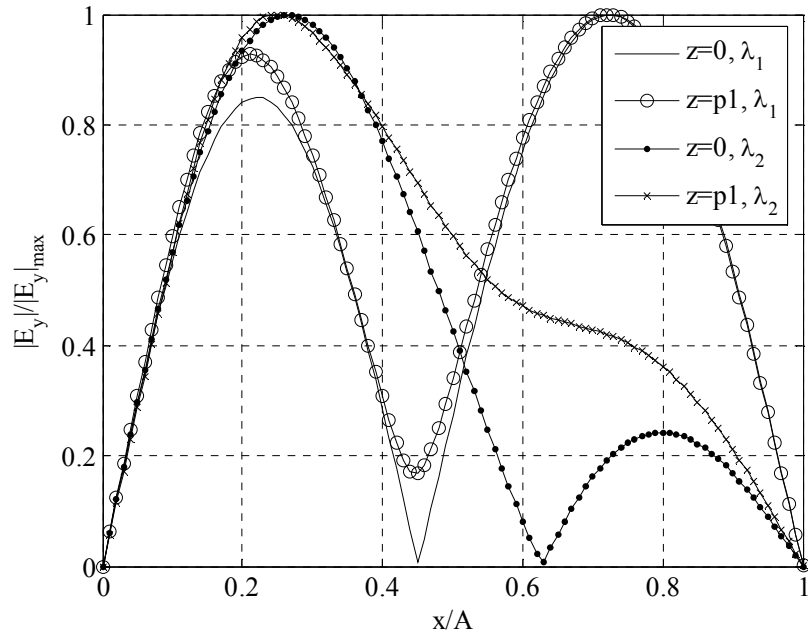
Şekil 5.6a Kompleks modları içeren iletim durdurma band geçişleri için (5.7)'deki özdeğerlerin λ düzlemindeki kök yer eğrisi

Şekil 5.5'de bu geçişten itibaren yaklaşık 600 MHz genişliğinde bir band içinde yapının iki Floquet modunun iletimini desteklediği görülmektedir. Bu modlara ait E alanlarının $f = 11.9$ GHz için farklı düzlemlerdeki genlik ve faz değişimleri Şekil 5.7'de verilmektedir.

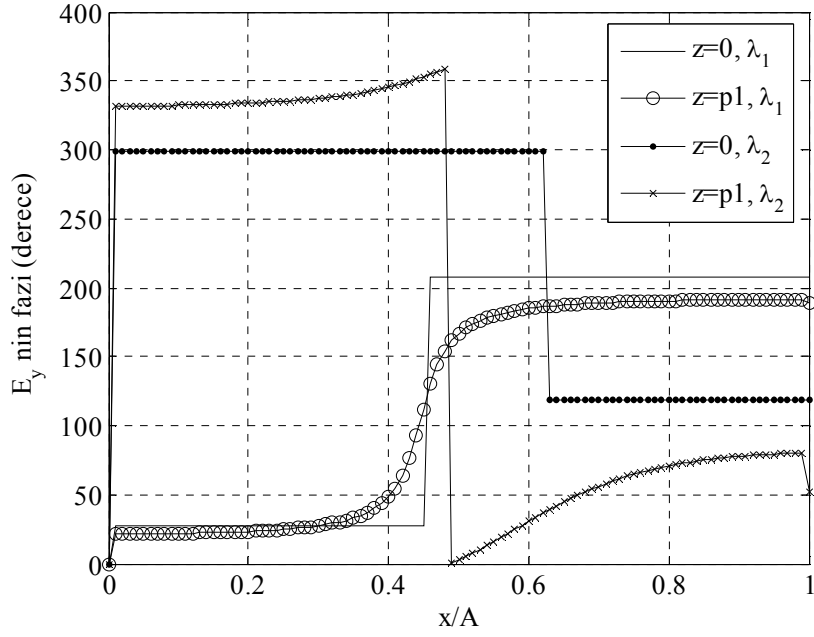


Şekil 5.6b

Şekil 5.6b Kompleks modları içeren iletim durdurma band geçişleri için (5.7)'deki özdeğerlerin λ düzlemindeki kök yer eğrisi



Şekil 5.7a. $f = 11.9$ GHz'de özdeğerleri $\lambda_1 = e^{-j1.562rad}$ ve $\lambda_2 = e^{-j0.43rad}$ olan iki Floquet moduna karşı düşen E_y alanının genlik değişimleri



Şekil 5.7b. $f = 11.9$ GHz’de özdeğerleri $\lambda_1 = e^{-j1.562rad}$ ve $\lambda_2 = e^{-j0.43rad}$ olan iki Floquet moduna karşı düşen E_y alanının faz değişimleri

Homojen durumun aksine, inhomojen yüklü yapıda iletilen Floquet modları birbirlerine dik değildir. Örneğin iletilen ν ve μ .ci modlara karşı düşen (5.7)’nin özvektörleri için $(\mathbf{a}_1 + \mathbf{b}_1)_{\nu}^{\dagger} (\mathbf{a}_1 + \mathbf{b}_1)_{\mu}^* \neq 0$ olur.

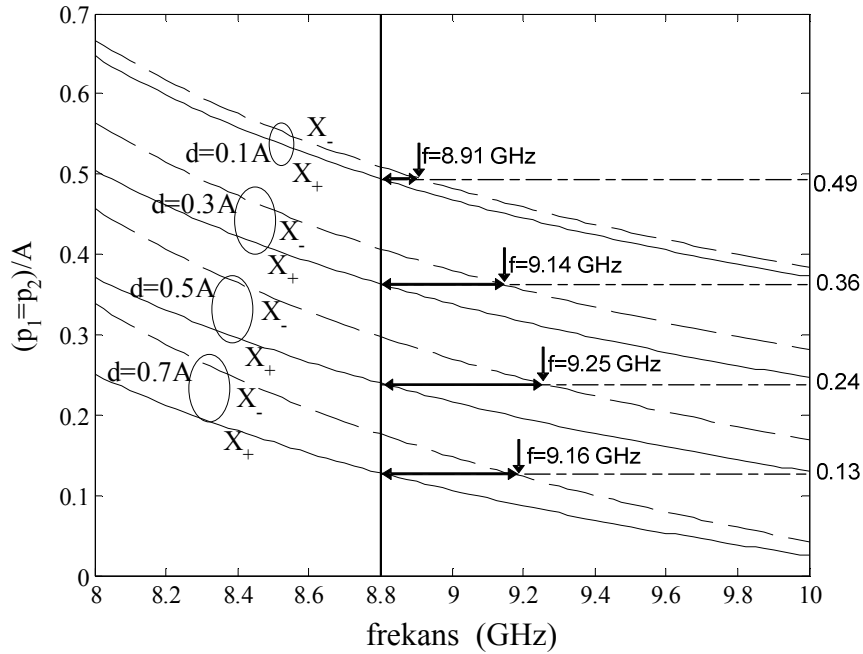
Tablo 5.1’de (5.14)’den kök bulma rutini ile bulunan X_+ ve X_- ’nin kökleri olan iletim durdurma band geçiş frekanslarının yaklaşık değerleri verilmektedir. Tek Floquet modlu bölgede yer alan üç geçiş ile iki modlu bölgedeki iki geçiş Tablo 5.1’de yer almaktadır. Aynı tabloda (5.7) özdeğer denkleminin doğrudan çözülmesi sonucunda bulunan band kenar frekans değerleri ile önerilen yeni yaklaşık yöntem arasındaki mutlak hata da verilmiştir.

Band kenar frekanslarının belirlenmesi için (5.7) denkleminin yerine (5.14) denkleminin kullanılması hesaplama zamanını yaklaşık olarak 100 kat azaltmaktadır. Diğer taraftan Tablo 5.1’den görüleceği üzere tek Floquet modlu bölgede önerilen yeni yaklaşık yöntem olan (5.14)’ün kullanılması ile bulunan sonuçların doğruluğunun %0.5’den daha iyi olduğu görülmektedir. Önerilen bu yeni yaklaşık yöntemin çok sayıda birim hücre içeren dalga kılavuzu cihazlarının tasarımında ve pek çok uygulamada önemli hesaplama avantajı sağlayacağı beklenmektedir.

Tablo 5.1 (5.14) kullanılarak belirlenen Şekil 5.5’deki iletim/durdurma band geçişlerinde oluşan hatalar

Geçiş No	Kökler X_+ (MHz)	Kökler X_- (MHz)	Mutlak Hata (MHz)
1	6230	----	< 1
2	8158	----	3
3	----	8424	3
4	11637	----	134
5	11728	----	32

Önerilen bu yeni yöntemin uygulanabilirliğini göstermek amacıyla, Şekil 5.8’de, birim hücrede bağıl hava ve dielektrik yüklü bölgelerin uzunlukları $(p_1 = p_2)/A$ ve d/A değişken alındığı ve diğer tüm parametreler Şekil 5.5’den Şekil 5.7’ye kadar yapılan hesaplamalarda kullanılanlar ile aynı tutularak, önerilen yeni yaklaşık yöntemdeki X_+ ve X_- ’nin frekansla değişimi verilmiştir.



Şekil 5.8. X_+ ve X_- ’nin köklerinin değişimleri ile kestirilen iletim durdurma bandları

Diğer bir ifade ile, Şekil 5.8’de bir f_0 frekansı seçildiğinde buna karşı düşen $d = d_0$ ve $(p_1 = p_2 = p_0)$ değerleri 5.14 denkleminin (f_0, d_0, p_0) ’da bir kökünün olduğunu

göstermektedir. Kuşkusuz, birim hücreyi belirleyen diğer parametreler için de X_+ ve X_- 'nin frekansla değişim eğrileri elde edilebilir. Böylelikle tüm birim hücre parametrelerinin periyodik yapının propagasyon davranışına etkisi belirlenmiş olur.

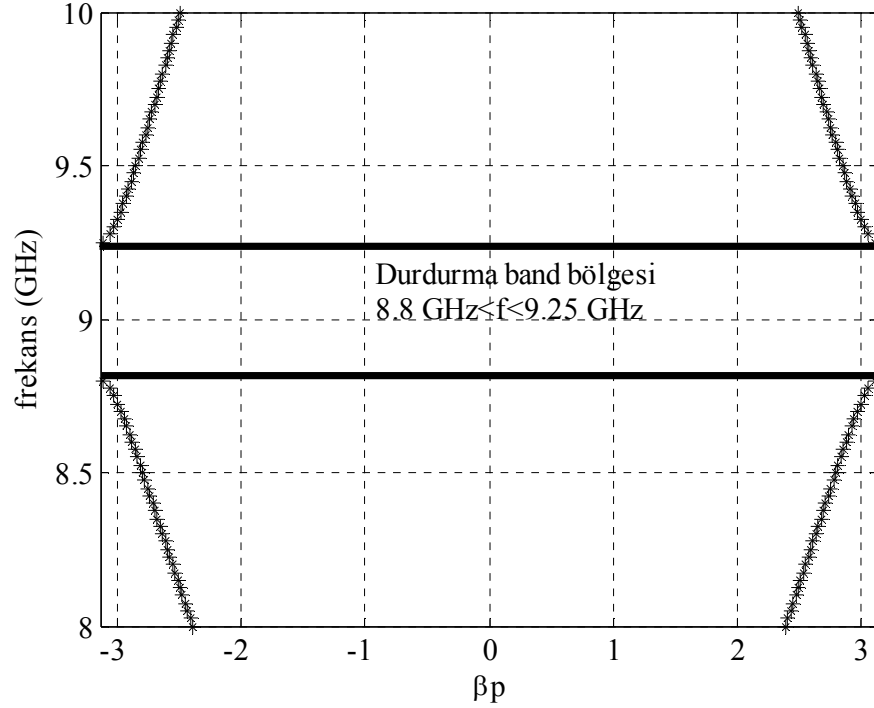
Şekil 5.8'de geniş bir bölgede değişen $(p_1 = p_2)/A$ ve farklı sabit d/A değerleri için X_+ ve X_- 'nin frekansla değişimi görülmektedir. Şekil 5.8 üzerinde seçilen keyfi $(p_1 = p_2)/A$ ve d/A değeri için, X_+ ve X_- çiftleri arasındaki frekans bölgesi durdurma band bölgesini vermektedir. Şekil 5.8'de durdurma bandının düşük frekans değerinin 8.8GHz seçildiği varsayıldı. Bu durumda sırasıyla $(d/A = 0.7, (p_1 = p_2)/A = 0.13)$, $(d/A = 0.5, (p_1 = p_2)/A = 0.24)$, $(d/A = 0.3, (p_1 = p_2)/A = 0.36)$ ve $(d/A = 0.1, (p_1 = p_2)/A = 0.49)$ olarak seçildiğinde durdurma bandlarının üst frekanslarının 9.16 GHz, 9.25 GHz, 9.14 GHz ve 8.91 GHz olarak bulunduğu Şekil 5.8'den görülmektedir. Böylelikle X_+ ve X_- 'nin parametrik değişim yöntemi ile, sırasıyla seçilen bu parameter değerleri için 8.8-9.16 GHz, 8.8-9.25 GHz, 8.8-9.14 GHz ve 8.8-8.91 GHz frekans bandlarında durdurma bölgelerinin mevcut olacağı belirlenmiş olur.

Bu bağlamda Şekil 5.8 farklı frekans bölgelerinde durdurma bandı elde etmek için gerekli birim hücrenin boş ve dielektrik yüklü bölgelerinin uzunluklarının kestirimine olanak sağlamaktadır. Şekil 5.8'e göre $d/A = 0.5$ ve $(p_1 = p_2)/A = 0.24$ parametreleri için 8.8-9.25 GHz frekans bandında periyodik yapıda durdurma bandının oluşup oluşmayacağını ortaya koymak amacıyla, seçilen bu parametreler için geleneksel yöntem (5.7) ile yeniden çözüm yapılmış ve elde edilen sonuç Şekil 5.9'da verilmiştir.

Seçilen parametre değerleri için Şekil 5.9'da bulunan dispersiyon diyagramı ile istenen frekans bandında durdurma bölgesinin oluştuğu görülmektedir. Böylelikle mikrodalga uygulamalarında tasarım amacıyla, periyodik yapının birim hücre parametrelerinin belirlenmesi problemi için alternatif etkili yeni bir yöntem ortaya konmuştur.

Burada ortaya konan yeni yöntem periyodik yapılar için geçerlidir. Pratik uygulamalarda ise sonlu sayıda birim hücreye sahip, sonlu periyodik yapılar (yarı periyodik yapılar) kullanılabilir ve gerçekleştirilebilirler. Sonlu periyodik olarak

dielektrik yüklü dikdörtgen dalga kılavuzlarının iletim özellikleri [85]'de ele alınmış, sonlu periyodik yapının ardışık birim hücre sayısına bağlı olarak periyodik yapıdan ne ölçüde farklılaşacağı da incelenmiştir.

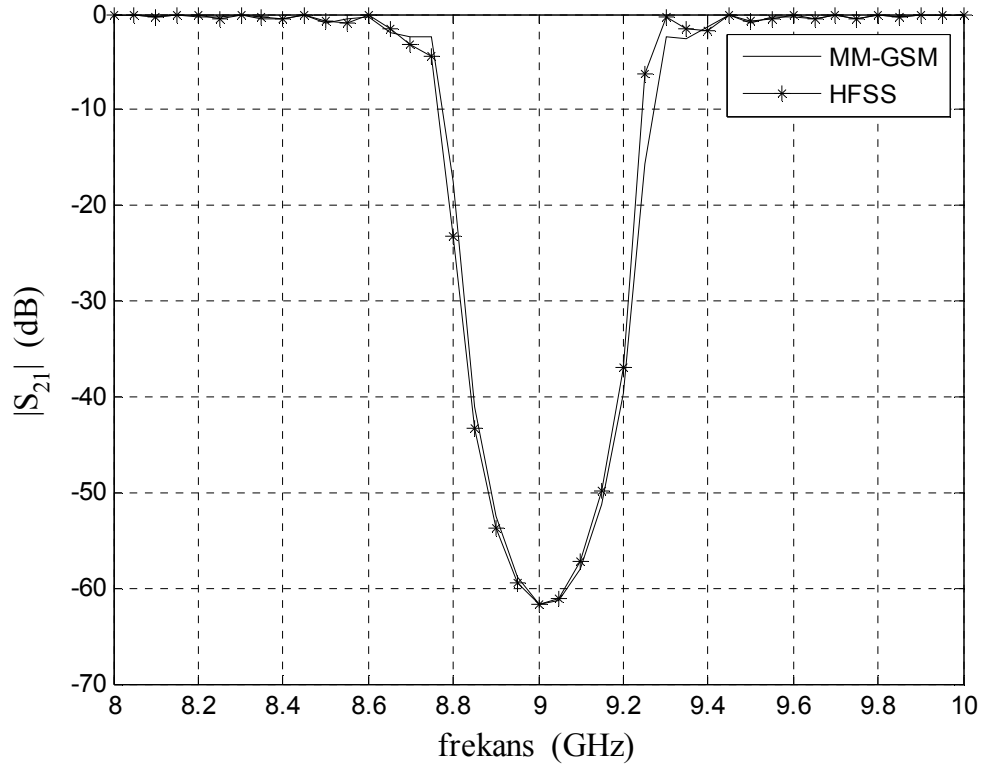


Şekil 5.9. $d/A=0.5$ ve $(p_1=p_2)/A=0.24$ için periyodik yapının dispersiyon diyagramı

Elde edilen sonuçların bağımsız bir program yardımı ile doğrulanması amacıyla, Şekil 5.9'daki parametre değerleri için 50 adet birim hücreden oluşan yarı-periyodik (sonlu periyodik) yapıya ait iletim katsayısı [85]'den yararlanarak Şekil 5.10'da verilmiştir.

Modal Açılım ve Genelleştirilmiş Saçılma Matrisi yöntemleri ile elde edilen sonuçlar (MM-GSM), bağımsız ticari yazılım programı HFSS ile karşılaştırılmıştır. 10 modluk modal açılım kullanılarak Pentium (R) 4 CPU 3.60 GHz ve 4 GB RAM'i olan masaüstü bilgisayarda MATLAB R2007a 'da yapılan hesaplamalar yaklaşık 8 dakika sürmektedir. Yine aynı bilgisayarda çözüm frekansı 9 GHz, maksimum geçiş sayısı 20, maksimum delta S 0.0001, kapı alan duyarlılığı %1 seçilerek yarı periyodik yapı HFSS Ver.10'da modellendiğinde problemin sonuçlanması 8 saat sürmektedir. 50 birim hücreli yarı periyodik yapı beklendiği üzere 9 GHz etrafında durdurma bandı davranışı göstermektedir ve band kenarları beklendiği üzere Şekil 5.9'da gösterilen 8.8 GHz ve 9.25 GHz değerlerine karşı düşmektedir. MM-GSM

sonuçlarının HFSS sonuçları ile son derece tutarlı olduğu da Şekil 5.10'dan görülmektedir.



Şekil 5.10 Sonlu periyodik yapıda HFSS ve MM-GSM sonuçlarının karşılaştırılması.

6. İLETİM DURDURMA BAND BÖLGELERİNİ BULABİLEN YENİ YÖNTEMİN MİKRODALGA UYGULAMALARINDA KULLANIMI

Bölüm 5’de periyodik yapılarda iletim durdurma band bölgelerinin, önerilen yeni yaklaşık bir yöntem ile yüksek doğrulukta bulunabildiği ortaya konuldu. Aynı zamanda bu yeni yöntemin mikrodalga uygulamalarında periyodik yapının birim hücre parametrelerinin belirlenmesi problemi için alternatif etkili yeni bir yöntem olduğu da gösterildi.

Bu bölümde bahsedilen bu yeni yaklaşık yöntemin periyodik olarak dielektrik yüklü metalik dalga kılavuzları ile band geçiren/band durduran filtre tasarımları için bir uygulaması yer almaktadır. Ayrıca, geliştirilen bir band geçiren/band durduran filtre tasarım algoritması verilmektedir. Sayısal örneklerle önerilen yöntemin filtre tasarımı amacıyla kullanılabileceği vurgulanmaktadır. Aynı zamanda elde edilen sayısal sonuçlar, doğrulama amacıyla HFSS ve ölçüm sonuçları ile karşılaştırmalar yapılarak verilmektedir.

6.1 Periyodik Olarak Dielektrik Yüklü Metalik Dalga Kılavuzları İle Band Geçiren/Band Durduran Filtre Tasarımı İçin Önerilen Yeni Bir Yöntem

Periyodik yapılarda dalgaların propagasyonu son iki yüzyıldır bilim adamlarının inceleme konularındandır. Periyodik katmanlı ortamlarda dalgaların propagasyon araştırmaları 19. yüzyılın sonlarına kadar dayanmaktadır [86]. İlerleyen yıllarda ise gerek bilim adamlarının gerekse de mühendislerin ilgisi periyodik yapıların iki önemli özelliğinden dolayı sürekli olarak artmıştır. Bu iki ana özellik [2, 56]: 1)yavaş dalgaları desteklemeleri 2)spektral cevaplarında iletim/durdurma bandlarının mevcut olmasıdır. İlk özellik periyodik yapılarda düşük faz hızı ile dalgaların propagasyonuna izin vermektedir. Yürüyen dalga tüpü (TWT) kuvvetlendiricileri, yavaş dalgalı osilatörler, lineer hızlandırıcılar, antenler ve anten beslemeleri bu ilk özelliğin uygulama alanlarıdır. İkinci özellik ise periyodik yapıların her birinin kendine has iletim/durdurma band bölgelerine sahip olmasından dolayı tasarımcıya

cihazın frekans cevabını ayarlamasında büyük avantaj sağlamaktadır. Filtreler ve rezonatörler de bu özelliğin uygulama alanlarıdır.

Periyodik yüklü dalga kılavuzları da periyodik yapıların ana alt kümelerinden biridir. Bölüm 5’de bahsedildiği üzere periyodik yüklü dalga kılavuzlarının propagasyon karakteristikleri, yavaş dalgalı yapılar, filtreler, faz kaydırıcıları, polarizörler, empedans uygunlaştırıcılar cihazlar, antenler, anten beslemeleri ve darbe sıkıştırıcıları gibi pek çok mühendislik uygulamasının tasarım problemlerinde önemli rol oynamaktadır [27, 57-61].

Periyodik yüklü dalga kılavuzları sonsuz sayıda kaskat bağlı birim hücre içermektedirler. Periyodik yüklü dalga kılavuzlarında dalga propagasyonunu çözmek için birim hücrenin Genelleştirilmiş Saçılma Matrisi belirlenmekte ve Floquet koşulu uygulamaktadır. Dispersiyon diyagramının belirlenmesi ve iletim/durdurma band bölgelerinin tespiti Floquet koşulu altında birim hücrenin özdeğer denkleminin çözümüne indirgenir. Bu yöntem kesin Floquet yaklaşımı olarak isimlendirilebilir. Verilen birim hücre parametreleri için bu geleneksel yaklaşım ilgilenilen frekans bölgesinde özdeğer denkleminin yüksek frekans çözünürlüğü ile çözümünü gerekli kılmaktadır. Diğer taraftan genellikle tasarım birim hücreyi tanımlayan parametrelere göre optimizasyon sürecini içermektedir. Bu durumda optimizasyon işlemi ve sayısal hesaplama yükü oldukça artmaktadır.

Pratik uygulamalarda periyodik yapılar sonlu sayıda birim hücre içeren sonlu-periyodik (yarı-periyodik) yapılardır. Bu durumda birim hücre yaklaşımı cihazın dispersiyon karakteristikleri için yaklaşık bir çözüm sağlamaktadır. Bu yaklaşımın doğruluğu da tasarımda kullanılan birim hücre sayısını artırarak yükseltilmektedir.

Periyodik yapının dispersiyon karakteristiğinin cihazın tüm frekans cevabını ortaya çıkarmak ve bu cevabın birim hücre parametrelerine bağlılığının belirlenmesinde kullanılması, cihazın başlangıç tasarım safhasında ciddi faydalar sağlamaktadır. Bu bağlamda periyodik yapının dispersiyon karakteristiklerinin elde edilmesi sırasında geleneksel yöntemlere göre sayısal iş yükünü azaltan bir yöntem tasarım açısından büyük fayda sağlayacaktır.

Periyodik olarak dielektrik yüklü metalik dalga kılavuzları için tek Floquet modlu bölge içerisinde yer alan iletim/durdurma band geçiş frekanslarını doğru olarak kestiren yeni bir yöntem [76]’da önerilmektedir. Periyodik yapının band kenar

frekanslarının yaklaşık değerlerinin bu yeni yöntemle kök bulma rutinini kullanarak hesaplanması, frekans bölgesinin yoğun olarak taranmasını ve her bir frekans adımında özdeğer denkleminin çözülmesini gerektirmemesi nedeniyle çok daha hızlı bir şekilde gerçekleştirilebilmektedir. Bahsedilen bu yeni yöntem beşinci bölümde ayrıntılı olarak açıklanmıştır.

6.1.1 Band Geçiren/Band Durduran Filtre Tasarım Algoritması

- (i) Tasarımda kullanılmak üzere ilgilenilen frekans bölgesinde elektriksel özellikleri bilinen bir malzemeyi seçin.
- (ii) Simetrik bir birim hücre seçin ve simetrik birim hücreli periyodik yapının band kenar frekanslarını [76]'da önerilen aşağıdaki koşul belirleyin.

$$X_{\pm} = 2 \operatorname{Im} \left\{ S_{\nu,\nu} \pm S_{\nu,\nu+N} \right\} - \sum_{k=M+1}^N \left| S_{\nu,k} \pm S_{\nu,k+N} \right|^2 = 0 \quad (6.1)$$

Önerilen bu denklemde $S_{i,j}$ simetrik birim hücrenin Genelleştirilmiş Saçılma Matrisinin elemanlarını, ν alt indisi dalga kılavuzunun iletilen ilk (baskın) modunun giriş kapısını göstermektedir. İlgilenilen frekansta boş dalga kılavuzunda N adet mod kullanılmakta ve bunlardan M tanesinin propagasyon yapmakta, N-M tanesi ise kesimdedir. İlgilenilen frekans bandında birim hücre parametrelerine göre (6.1)'de verilen $X_{\pm}$ amaç fonksiyonlarının köklerinin değişimlerini elde ediniz.

- (iii) $X_{\pm}$ köklerinin değişimlerinde istenen geçirme veya durdurma frekans bandlarına karşı düşen birim hücre parametrelerini belirleyiniz.
- (iv) Belirlenen birim hücre parametreleri için makul birim hücre sayıları için sonlu periyodik yapının analizlerini yaparak uygun birim hücre sayısını belirleyiniz.
- (v) Belirlenen birim hücre sayısı ve parametreleri için sonlu periyodik yapıyı gerçekleyiniz.

6.1.2 Önerilen Algoritmanın Uygulanması ve Sayısal Sonuçlar

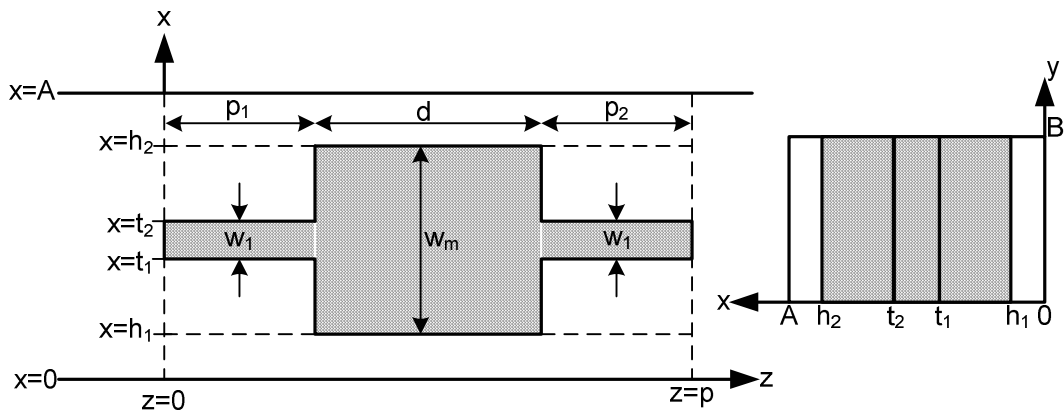
Kılavuz eksenini boyunca periyodik olarak dielektrik yüklü WR-90 X bandı dalga kılavuzu ele alınmaktadır. Dielektrik malzeme kılavuzun dar eksenini tamamen doldurmaktadır. Birim hücrenin saçılma parametrelerinde 3-4 hanelik doğruluk için modal açılımda 10 mod kullanıldı.

(i) Tasarımda Şekil 6.1’de verilen Cuming Mikrodalga Şirketi’nin makinelerde kolay işlenebilen sertlikte ve yoğunlukta olan düşük dielektrik sabitli 3/8"X12"X12" (":inç) boyutlarında Low K-34 malzemesi kullanıldı. Bu malzemenin özellikle anten, dalga kılavuzu ve koaksiyel kablo uygulamalarında kullanımı üretici firma tarafından önerilmekte ve malzemenin elektriksel özellikleri $\epsilon_r = 1.7$ ve $\tan \delta = 0.004$ olarak verilmektedir.



Şekil 6.1 Low K-34 dielektrik malzemesinin üstten görünüşü

(ii) Periyodik yapının seçilen birim hücre geometrisi Şekil 6.2’de verilmektedir.



Şekil 6.2 (a) Birim hücrenin üstten görünüşü

(b) Birim hücrenin kesit görünüşü

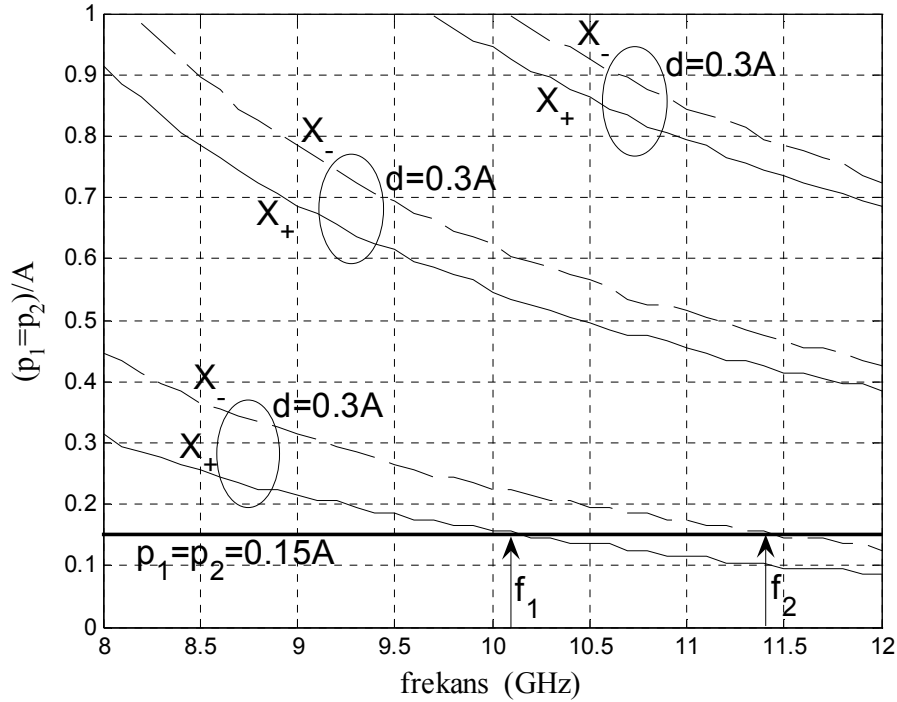
WR-90 X bandı dalga kılavuzunda birim hücre için $h_1 = A/8 = 2.86$ mm, $h_2 = 20.0$ mm ($w_m = h_2 - h_1 = 17.14$ mm), $w_1 = 2$ mm ve $d = 0.3A = 6.86$ mm

değerleri seçildiğinde değişken $(p_1 = p_2)/A$ 'ya karşı X_+ ve X_- fonksiyonlarının köklerinin 8-12 GHz frekans bandındaki değişimleri Şekil 6.3'de verilmektedir.

(iii) Şekil 6.3'de $p_1 = p_2 = 0.15A = 3.43$ mm seçildiğinde f_1 - f_2 ($f_1=10.1$ GHz, $f_2=11.4$ GHz) frekans bandında durdurma bandının oluşacağı anlaşılmaktadır.

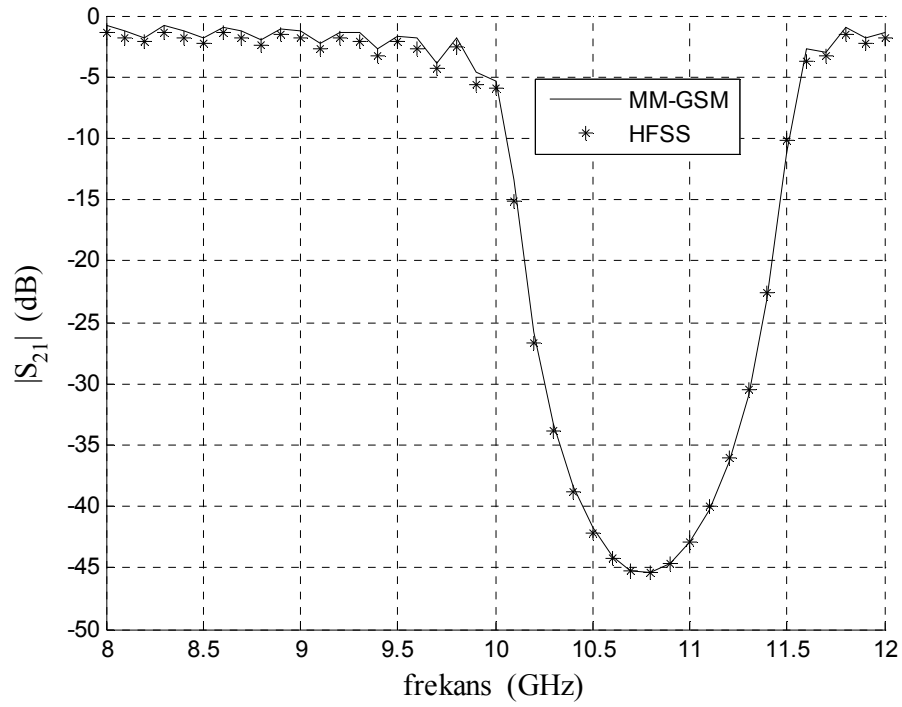
(iv) Bu durumda birim hücre uzunluğu $p = p_1 + p_2 + d = 0.6A$ 'dır. 12" uzunluğundaki dielektrik malzemede yer alabilecek maksimum birim hücre sayısı 22 olmaktadır. 22 birim hücreye sahip sonlu periyodik yapının saçılma parametreleri Şekil 6.4'de verilmektedir.

Aynı zamanda, (i-iv) ile bulunan tasarım parametreleri için Şekil 6.3'de Modal Açılım-Genelleştirilmiş Saçılma Matrisleri (MM-GSM) sonuçları HFSS simülasyon sonuçları ile karşılaştırılmaktadır.

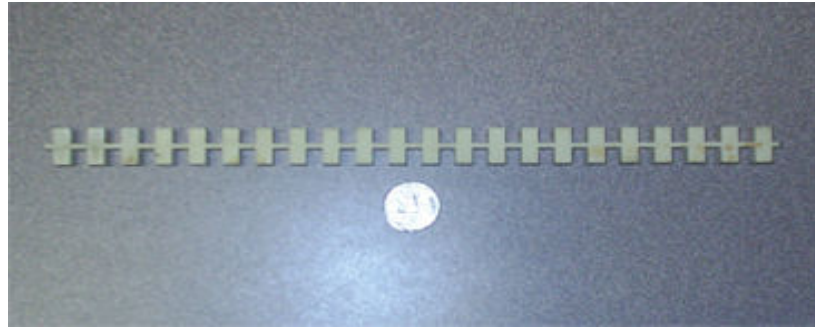


Şekil 6.3 İletim durdurma frekans bandlarının ve birim hücre parametrelerinin $X_{\pm}$ 'nin kökleri ile belirlenmesi

Elde edilen sayısal sonuçlar HFSS sonuçları ile uyum içinde olup, yapılan hesaplamaların doğruluğunu göstermektedir. Şekil 6.4'den görüldüğü üzere, minimum araya girme kaybı (IL) 1.35 dB, araya girme kayıpları $10.2 < f < 11.4$ GHz bandında 20 dB'den büyük, $10.3 < f < 11.3$ GHz bandında 30 dB'den büyük, $10.45 < f < 11.1$ GHz bandında 40 dB'den büyüktür.



Şekil 6.4 22 birim hücreli sonlu periyodik yapının MM-GSM ve HFSS sonuçları
 (v) Elde edilen sonuçlar bu filtrenin fiziksel olarak gerçekleştirildiği takdirde pratik anlamda kullanılabilir olduğunu göstermektedir. Önerilen algoritma ile belirlenen tasarım parametreleri için gerçekleştirilen numunenin üstten ve yandan görünüşleri Şekil 6.5 ve Şekil 6.6’da verilmektedir.

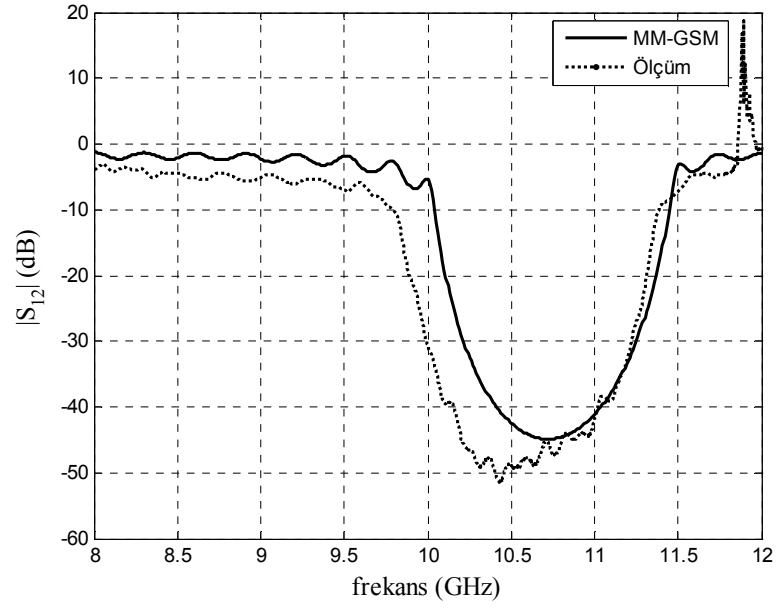


Şekil 6.5 22 birim hücreli yarı periyodik dielektrik malzemenin üstten görünüşü

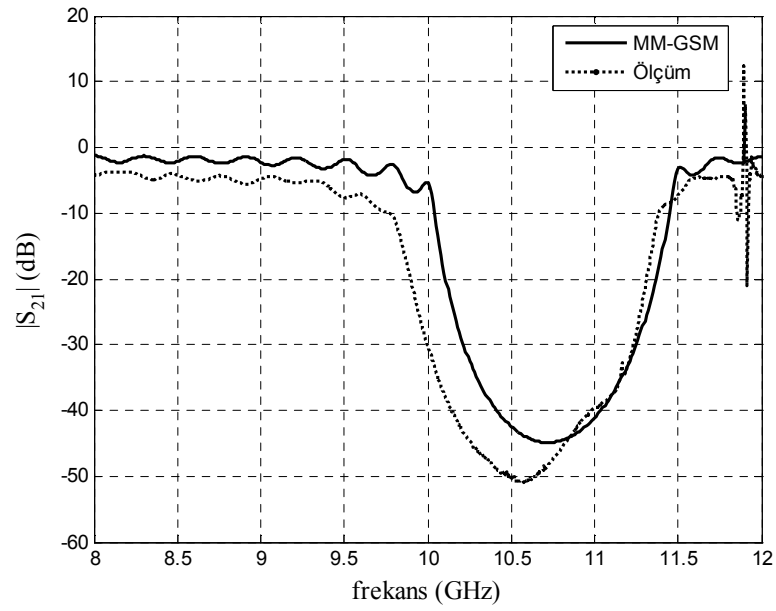
Hazırlanan filtrenin boyutlarında kesim toleransı nedeniyle küçük farklılıklar meydana gelmiştir. Buna göre nihai boyutlar $w_1 = 2.1 \text{ mm}$, $p_1 = p_2 = 3.43 \text{ mm}$, $d = 6.91 \text{ mm}$ ve konumlar $h_1 = 2.83 \text{ mm}$, $h_2 = 20.03 \text{ mm}$ ($w_m = h_2 - h_1 = 17.2 \text{ mm}$)’dir. Nihai boyutlar için yeniden tekrarlanan MM-GSM simülasyon sonuçları ile deneysel ölçüm sonuçları Şekil 6.7-6.8’de verilmektedir.



Şekil 6.6 22 birim hücreli yarı periyodik dielektrik malzemenin yandan görünüşü



Şekil 6.7 Önerilen filtrenin $|S_{12}|$ 'inin MM-GSM ve deneysel ölçüm sonuçları



Şekil 6.8 Önerilen filtrenin $|S_{21}|$ 'inin MM-GSM ve deneysel ölçüm sonuçları

Şekil 6.7-6.8'den deneysel ölçüm sonuçları ile MM-GSM simülasyon sonuçları karşılaştırıldığında genel anlamda beklenen karakteristiğin elde edildiği ancak frekans bandında bir kaymanın olduğu görülmektedir. Bu kaymanın nedeni ise kullanılan dielektrik malzemenin elektriksel özelliklerinden kaynaklanmaktadır. Böylelikle, önerilen algoritma ile band durduran bir filtre tasarlanmıştır. Deneysel ölçüm sonuçları yöntemin geçerliliğini ve uygulanabilirliğini doğrulamakta ve aynı zamanda yöntemin mikrodalga band geçiren/band durduran filtre tasarımlarında kullanılabileceğini ortaya koymaktadır.

7. SONUÇLAR

Kısmen dielektrik yüklü dalga kılavuzları üzerine literatürdeki mevcut yayınlarda matematiksel modelin kurulması ve sınırlamalarının genel bir çerçeve içinde ortaya konulması, tasarım parametrelerinin etkin biçimde belirlenmesi ve optimizasyonu, modelin elektromagnetik ters problemlere uygulanabilirliğinin incelenmesi açılarından eksiklikler bulunmaktaydı. Doktora tezi kapsamında sürdürdüğümüz çalışmalarda bu eksikliklerin bir kısmını giderecek ve mevcut literatüre katkı sağlayacak yeni yöntemler geliştirilmiş ve özgün sonuçlara ulaşılmıştır.

Malzemelerin kompleks permitivesinin belirlenmesi amacıyla kısmen dielektrik yüklü dikdörtgen dalga kılavuzları üzerine yapılan çalışmalarda, yüksek dereceli mod interaksiyonunu hesaba katacak genellikte bir çözüm mevcut değildi. Tez çalışmasında bu durumu ortadan kaldıracak mümkün olduğunca daha genel bir yöntem geliştirilmesi hedeflendi. Bu amaçla, tez çalışması sırasında kesiti kısmen herhangi bir konumda sütun dielektrik malzeme ile yüklü dikdörtgen dalga kılavuzu kullanılarak, malzemelerin kompleks permitivitesini az sayıda frekans ölçmesi ile belirleyen özgün yeni bir yöntem geliştirildi [41].

Tez çalışmasında periyodik yüklü dalga kılavuzlarında desteklenen Floquet modlarının özdeğer spektrumu ve kayıpsız periyodik yapılarda Genelleştirilmiş Saçılma Matrisleri tarafından sağlanan belirli sakınım ilişkilerinin genişletilmesi de hedeflendi. Bu amaçla sürdürdüğümüz tez çalışmasında üç temel noktada özgün sonuçlara ulaşıldı. İlk olarak tek modlu ve çok modlu bölge içerisinde, propagasyon yapan ya da yapmayan ve kompleks Floquet modlarının ortaya çıkışlarının tespit edilmesini sağlayan ve frekansa olan bağımlılıklarını açıklayan birleştirilmiş tek bir yaklaşım ortaya konuldu. Kayıpsız periyodik yapılarda birim hücrenin Genelleştirilmiş Saçılma Matrisi için iki yeni sakınım ilişkisi formüle edildi. Bu yeni iki sakınım ilişkisinden biri, hesaplanan Genelleştirilmiş Saçılma Matrisi elemanlarının doğruluğunun kontrol edilmesi için yeni bir yol sağlamaktadır. Diğer ilişki ise, tek Floquet modlu bölge içerisinde yer alan iletim/durdurma band geçiş

frekanslarını doğru olarak kestiren yeni bir yöntem sağlamaktadır. Önerilen bu yeni yöntem gerek Floquet koşulunu uygulamaksızın ve gerekse de özdeğer denklemi çözmeksizin çok verimli ve hızlı bir şekilde yüksek doğrulukta uygulanabilmektedir. Periyodik olarak dielektrik yüklü dalga kılavuzları üzerine bulduğumuz bu özgün sonuçlar ve yöntemler [76]'da açıklanmıştır.

Aynı zamanda periyodik yapının iletim durduma band bölgelerini bulabilen bu yeni yaklaşık yöntemin periyodik olarak dielektrik yüklü metalik dalga kılavuzları ile band geçiren/band durduran filtre tasarımları için uygulanabileceğini ortaya koymak üzere band geçiren/band durduran filtre tasarımı için yeni bir algoritma geliştirilmiş ve böyle bir filtre gerçekleştirilerek simülasyon ve ölçüm sonuçlarının uyum içinde olduğu gösterilmiştir.

Sayısal sonuçlar bağımsız başka modele dayanan uluslararası endüstri standardı kabul edilen lisanslı simülasyon yazılımı HFSS ile karşılaştırılarak ve gerçekleştirilen filtre deneysel ölçmeler yardımı ile doğrulanmış, önerilen yöntemin geçerliliği ve uygulanabilirliği de ortaya konulmuştur.

Tez çalışması sırasında geliştirilen ve deneysel olarak doğrulanan yeni yöntemin, mikrodalga uygulamalarındaki cihazların tasarımlarında ve endüstriyel açıdan önem taşıyan benzer nitelikli başka problemlerin çözümünde kullanımının incelenmesi bu tezin devamı niteliğinde yapılabilecek çalışmalardır.

KAYNAKLAR

- [1] **Vartanian, P. H., Ayres, W. P. and Helgesson, A. L.,** 1958. Propagation in dielectric slab loaded rectangular waveguides, *IRE Trans. Microwave Theory Tech.*, **6**, 215-222.
- [2] **Collin, R. E.,** 1960. Field Theory of Guided Waves, McGraw-Hill, New York.
- [3] **Harrington, R. F.,** 1961. Time Harmonic Electromagnetic Waves, McGraw-Hill, New York.
- [4] **Pincherle, L.,** 1944. Electromagnetic waves in metal tubes filled longitudinally with two dielectrics, *Phys Rev.*, **66**, 118-130.
- [5] **Marcuvitz, N.,** 1951. Waveguide Handbook, McGraw-Hill, New York.
- [6] **Soochoo, R.F.,** 1961. Theory of dielectric-loaded and tapered-field ferrite devices, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, **9**, 220-224
- [7] **Eberhardt, N.,** 1967. Propagation on the off center e-plane dielectrically loaded waveguide, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, **15**, 282-289.
- [8] **Seckelmann, R.,** 1966. Propagation of TE modes in dielectric loaded waveguides, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, **14**, 518-527.
- [9] **Gardiol, F. E.,** 1968. Higher-order modes in dielectrically loaded rectangular waveguides, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, **16**, 919-924.
- [10] **Berk, A.D.,** 1956. Variational principles for electromagnetic resonators and waveguides, *IRE Trans. Antennas Propagat.*, **4**, 104-111.
- [11] **Collin, R. E. and Vaillancourt, R. M.,** 1957. Application of Rayleigh-Ritz method to dielectric steps in waveguides, *IRE Trans. Microwave Theory Tech.*, **7**, 177-184.
- [12] **Vander Vorst A. S., Laloux, A. A. and Govaerts, R. J. M.,** 1969. A computer optimization of the Rayleigh-Ritz method, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, **7**, 454-460.
- [13] **Thomas, D. T.,** 1969. Functional approximations for solving boundary value problems by computer, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, **17**, 447-454.

- [14] **English, W. J.**, 1971. A computer-implemented vector variational solution of loaded rectangular waveguides, *SIAMJ. Appl. Math.*, **21**, 461-468.
- [15] **Liu, C. T. and Chen, C. H.**, 1981. A variational theory for wave propagation in inhomogeneous dielectric slab loaded waveguides, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, **29**, 805-812.
- [16] **Ahmed S. and Daly, P.**, 1969. Finite element methods for inhomogeneous waveguides, *Proc. Inst. Elec. Eng.*, **16**, 970-973.
- [17] **Csendes Z. J. and Silvester, P.**, 1970. Numerical solution of dielectric loaded waveguides: I-finite-element analysis, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, **18**, 1124-1131.
- [18] **Leviatan, Y., Li, P. G., Adams, A. T. and Perini, J.**, 1983. Single-post inductive obstacle in rectangular waveguide, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, **31**, 806-811.
- [19] **Li, P. G., Adams, A. T., Leviatan, Y. and Perini, J.**, 1984. Multiple-post inductive obstacle in rectangular waveguide, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, **32**, 365-373.
- [20] **Auda, H. and Harrington, R. F.**, 1984. Inductive posts and diaphragms of arbitrary shape and number in a rectangular waveguide, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, **32**, 606-613.
- [21] **Vahldieck, R., Bornemann, J., Arndt, F. and Grauerholz, D.**, 1984. W-band low-insertion-loss e-plane filter, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, **32**, pp. 133-135.
- [22] **Nielsen, E. D.**, 1969. Scattering by a cylindrical post of complex permittivity in a waveguide, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, **17**, 148-153.
- [23] **Sahalos, J. N. and Vafiadis, E.**, 1985. On the narrow-band microwave filter design using a dielectric rod, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, **33**, 1165-1171.
- [24] **Araneta, J. C., Brodwin, M. E. and Kriegsmann, G. A.**, 1984. High-temperature microwave characterization of dielectric rods, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, **32**, 1328-1335.
- [25] **Hsu, C. G. and Auda, H. A.**, 1986. Multiple dielectric posts in a rectangular waveguide, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, **34**, 883-891.
- [26] **Leviatan, Y. and Sheaffer, G. S.**, 1987. Analysis of inductive dielectric posts in rectangular waveguide, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, **35**, 48-59.

- [27] **Arndt, F., Bornemann, J. and Vahldieck R.,** 1984. Design of multisection impedance-matched dielectric-slab filled waveguide phase shifters, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, **32**, 34-39.
- [28] **Arndt, F., Frye, A., Wellnitz, M. and Wirsing, R.,** 1985. Double dielectric-slab-filled waveguide phase shifter, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, **33**, 373-381.
- [29] **Davies, J. B.,** 1962. An analysis of the m-port symmetrical h-plane waveguide junction with central ferrite post, *IRE Trans. Microwave Theory Tech.* **10**, 596-604.
- [30] **Okamoto, N.,** 1979. Computer-aided design of h-plane waveguide junctions with full-height ferrites of arbitrary shape, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, **27**, 315-321.
- [31] **Uher, J., Arndt, F. and Bornemann, J.,** 1987. Field theory design of ferrite-loaded waveguide nonreciprocal phase shifters with multisection ferrite or dielectric slab impedance transformers, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, **35**, 552-559.
- [32] **Koshiba, M., Sato, M. and Suzuki, M.,** 1983. Finite-element analysis of arbitrarily shaped h-plane waveguide discontinuities, *Trans. Instr. Electron. Commun. Eng. Japan*, **E66**, 82-87.
- [33] **Koshiba M. and Suzuki, M.,** 1986. Finite-element analysis of h-plane waveguide junction with arbitrarily shaped ferrite post, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, **34**, 103-109.
- [34] **Webb J. P. and Parihar, S.,** 1986. Finite element analysis of h-plane rectangular waveguide problems, *Proc. Inst. Elec. Eng.*, **33**, 91-94.
- [35] **Lee J. and Cendes, Z. J.,** 1987. An adaptive spectral response modeling procedure for multipost microwave circuits, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, **35**, 1240-1247.
- [36] **Kagami S. and Fukai, I.,** 1984. Application of boundary-element method to electromagnetic field problems, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, **32**, 455-461.
- [37] **Koshiba M. and Suzuki, M.,** 1986. Application of the boundary-element method to waveguide discontinuities, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, **34**, 301-307.
- [38] **Ise K. and Koshiba, M.,** 1986. Numerical analysis of h-plane waveguide junction with dielectric posts by combination of finite and boundary elements, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, **34**, 103-109.

- [39] **Siakavara, K. and Sahalos, J. N.**, 1991. The discontinuity problem of a rectangular dielectric post in rectangular waveguide, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, **39**, 1617-1622.
- [40] **Abdulnour, J. and Marchildon, L.**, 1993. Scattering by dielectric obstacle in rectangular waveguide, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, **41**, 1988-1994.
- [41] **Şimşek S., Işık, C., Topuz, E. and Esen, B.**, 2006. Determination of the complex permittivity of materials with transmission/reflection measurements in rectangular waveguides, *AEU International Journal of Electronics and Communications*, **60**, 677-680.
- [42] **Krupezevic, D. V., Brankovic, V. J. and Arndt, F.**, 1993. The wave-equation FD-TD method for the efficient eigenvalue analysis and s-matrix computation of waveguide structures, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, **41**, 2109-2115.
- [43] **Ong, C. Y. and Okoniewski, M.**, 2002. A simple recursive formula for calculating the s-parameters of finite periodic structures, *IEEE Microwave and Wireless Comp. Lett.*, **12**, 264-266.
- [44] **Nicolson A. M. and Ross, G.F.**, 1970. Measurement of the intrinsic properties of materials by time domain techniques, *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, **19**, pp. 377-382.
- [45] **Belhadj-Tahar, N.E., Fourier-Lamer, A. and Chanterac H.**, 1990. Broad-band simultaneous measurement of complex permittivity and permeability using a coaxial discontinuity, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, **38**, 1-7.
- [46] **Gorriti, A. G. and Slob, E. C.**, 2005. A new tool for accurate s-parameters measurements and permittivity reconstruction, *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.*, **43**, 1727-1735.
- [47] **Weir W.B.**, 1974. Automatic measurement of complex dielectric constant and permeability at microwave frequencies, *IEEE Proc.*, **62**, 33-36.
- [48] **Jarvis, J. B., Vanzura E. J. and Kissick, W. A.**, 1990. Improved technique for determining complex permittivity with the transmission/reflection method, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, **38**, 1096-1103.
- [49] **Akhtar, M. J., Feher, L. E. and Thumm, M.**, 2007. A closed-form solution for reconstruction of permittivity of dielectric slabs placed at the center of a rectangular waveguide, *IEEE Geoscience and Remote Sensing Lett.*, **4**, 122-126.
- [50] **Civera, J. M. C, Canos, A. J., Foix, F. L. P. and Davo, E. R.**, 2003. Accurate determination of the complex permittivity of materials with

transmission reflection measurements in partially filled rectangular waveguides, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, **51**, 16-24.

- [51] **Mittra, R and Pace, J.**, 1963. A new technique for solving a class of boundary value problems, *Antenna Laboratory, University of Illinois, Urbana*, Rept. 72.
- [52] **Pace, J. and Mittra, R.**, 1964. Generalized scattering matrix analysis of waveguide discontinuity problems, pp. 172-194, *Quasi-Optics XIV*. New York: Polytechnic Institute of Brooklyn Press.
- [53] **Chu, T. S. and Itoh, T.**, 1986. Generalized scattering matrix method for analysis of cascaded and offset microstrip step discontinuities, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, **34**, 280-284.
- [54] **Overfelt, P.L. and White, D.J.**, 1989. Alternate forms of the generalized composite scattering matrix, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, **37**, 1267-1268.
- [55] **Ma Z., Yarnashita, E. and Xu, S.**, 1993. Transverse scattering matrix formulation for a class of waveguide eigenvalue problems, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, **41**, 1044-1051.
- [56] **Brillouin, L.**, 1953. *Wave Propagation in Periodic Structures*, Dover Publications, Inc., New York.
- [57] **Navarro, M. S., Rozzi, T. E. and Lo Y. T.**, 1980. Propagation in a rectangular waveguide periodically loaded with resonant irises, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, **28**, 857-865.
- [58] **Clarricoats P. J. B. and Olver A. D.**, 1984. *Corrugated Horns for Microwave Antennas*, Peter Peregrinus Ltd., London, UK.
- [59] **Amari, S., Vahldieck, R. and Bornemann, J.**, 1999. Analysis of propagation in periodically loaded circular waveguides, *IEE Proc. Microwave Antennas Propag.*, **146**, 50-54.
- [60] **Kesari, V., Jain, P. K. and Basu, B. N.**, 2005. Modelling of axially periodic circular waveguide with combined dielectric and metal loading, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **38**, 3523-3529.
- [61] **Thirios, E. C., Kaklamani, D. I. and Uzunoglu, N. K.**, 2006. Microwave pulse compression using a periodically dielectric loaded dispersive waveguide section, *Electromagnetics*, **26**, 345-358.
- [62] **Omar, A. S. and Schunemann, K. F.**, 1987. Transmission matrix representations of finline discontinuities, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, **33**, 765-770.

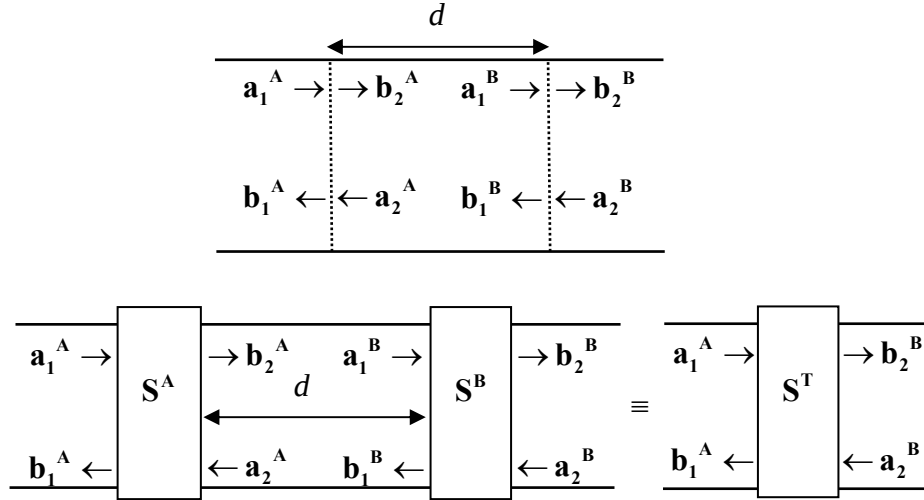
- [63] **Amari, S., Vahldieck, R., Bornemann, J. and Leuchtmann, P.**, 2000. Spectrum of corrugated and periodically loaded waveguides from classical matrix eigenvalues, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, **48**, 453-460.
- [64] **Lech, R. and Mazur, J.**, 2004. Propagation in rectangular waveguides periodically loaded with cylindrical posts, *IEEE Microwave and Wireless Comp. Lett.*, **14**, 177-179.
- [65] **Omar, A. S. and Schunemann, K. F.**, 1987. Complex and backward-wave modes in inhomogeneously and anisotropically filled waveguides, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, **35**, 268-275.
- [66] **Rozzi, T., Pierantoni, L. and Farina, M.**, 1997. Eigenvalue approach to the efficient determination of the hybrid and complex spectrum of inhomogeneous, closed waveguide, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, **45**, 345-353.
- [67] **Haskal H.**, 1964. Matrix description of waveguide discontinuities in the presence of evanescent modes, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, **12**, 184-188.
- [68] **Knetsch H. D.**, 1968. Beitrag zur theorie sprunghafter querschnitts-veraenderungen von hohlleitern, *Archive Elektrischer Uebertragung*, **22**, 591-600.
- [69] **Eleftheriades, G. V., Omar, A. S., Katehi L. P. B. and Rebeiz, G. M.**, 1994. Some important properties of waveguide junction generalized scattering matrices in the context of the mode matching technique, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, **42**, 1896-1903.
- [70] **Rozzi, T., Pierantoni, L. and Farina, M.**, 1998. General constraints on the propagation of complex waves in closed lossless isotropic waveguides, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, **46**, 512-516.
- [71] **Morini A. and Rozzi, T.**, 2001. On the definition of the generalized scattering matrix of a lossless multiport, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, **49**, 160-165.
- [72] **Liu, H. K. and Dong, T.L.**, 2006. Propagation characteristics for periodic waveguide based on generalized conservation of complex power technique, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, **54**, 3479-3485.
- [73] **Patzelt, H. and Arndt, F.**, 1982. Double-plane steps in rectangular waveguides and their application for transformers, irises, and filters, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, **30**, 771-776.
- [74] **Vahldieck, R., Bornemann, J., Arndt, F. and Grauerholz, D.**, 1983. Optimized waveguide e-plane metal insert filters for millimeter-wave applications, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, **31**, 65-69.

- [75] **Chang, C. T. M.**,1974. Partially dielectric-slab-filled waveguide phase shifter, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, **22**, 481-485.
- [76] **Şimşek, S. and Topuz, E.**, 2007. Some properties of generalized scattering matrix representations for metallic waveguides with periodic dielectric loading, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, **55**, 2336-2344.
- [77] **Kittel, C.**, 1967. Introduction to Solid State Physics, John Wiley & Sons Inc. New York.
- [78] **Johnson S. G and Joannopoulos J. D.**, 2002. Photonic Crystals: The Road from Theory to Practice, Kluwer Academic Publishers, Boston.
- [79] **Yasumoto K., Ed.**, 2006. Electromagnetic Theory and Applications for Photonic Crystals, Taylor and Francis Group, Boca Raton-FL.
- [80] **Amari, S., Vahldieck, R. and Bornemann J.**, 1998. Accurate analysis of periodic structures with an additional symmetry in the unit cell from classical matrix eigenvalues, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, **46**, 1513-1515.
- [81] **Cory, H. and Shtrom, A.**, 2004. Wave propagation along a rectangular metallic waveguide longitudinally loaded with a metamaterial slab, *Microwave and Optical Tech. Lett.*, **41**, 123-127.
- [82] **Shibata T. and Itoh, T.**, 1998. Generalized scattering matrix modeling of waveguide circuits using FDTD field simulations, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, **46**, 1742-1751.
- [83] **Yakovlev, A. B., Khalil, A. I., Hicks, C. W., Mortazawi, A. and Steer, M. B.**, 2000. The generalized scattering matrix of closely spaced strip and slot layers in waveguide, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, **48**, 126-137.
- [84] **Wu, K. Li. and Wang, H.**, 2001. A rigorous modal analysis of h-plane waveguide t-junction loaded with partial-height post for wide-band applications, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, **49**, 893-901.
- [85] **Şimşek, S. ve Topuz, E.**, 2006. Periyodik olarak dielektrik yüklü dikdörtgen dalga kılavuzlarının iletim özellikleri, *III. URSI-Türkiye 2006 Bilimsel Kongresi*, Hacettepe, Ankara, 06-08 Eylül, s. 85-87.
- [86] **Rayleigh L.**, 1887. *Phil. Mag.*, **24**, 145.

EKLER

EK A

Bu EK’de kaskat süreksizliklerin Genelleştirilmiş Saçılma Matrislerinin birleştirilmesi için türetilen denklemler yer almaktadır. N modluk modal açılım yapıldığında 1. ve 2. jonksiyonların Genelleştirilmiş Saçılma Matrislerini S^A ve S^B olarak tanımlayalım. Bu durumda S^A ve S^B $2N \times 2N$ boyutlu matrislerdir. Bu matrislerin alt matrisleri ise $N \times N$ boyutlu matrislerdir. İki jonksiyonun aralarında d uzunlukta bir boru ile bağlanmaları durumunda tüm yapının Genelleştirilmiş Saçılma Matrisi S^T elde edilmek istensin. Yapının özdeş durumları Şekil A.1’de çizilmiştir.



Şekil A.1 Kaskat süreksizliklerin Genelleştirilmiş Saçılma Matrislerinin birleştirilmesi

Şekil A.1’den yararlanarak 1. ve 2. jonksiyona ve tüm yapıya ait Genelleştirilmiş Saçılma Matrisleri aşağıdaki gibi

$$\begin{bmatrix} b_1^A \\ b_2^A \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11}^A & S_{12}^A \\ S_{21}^A & S_{22}^A \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_1^A \\ a_2^A \end{bmatrix} \quad (A.1)$$

$$\begin{bmatrix} b_1^B \\ b_2^B \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11}^B & S_{12}^B \\ S_{21}^B & S_{22}^B \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_1^B \\ a_2^B \end{bmatrix} \quad (A.2)$$

$$\begin{bmatrix} b_1^A \\ b_2^B \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11}^T & S_{12}^T \\ S_{21}^T & S_{22}^T \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_1^A \\ a_2^B \end{bmatrix} \quad (A.3)$$

yazılabilir. D matrisi $N \times N$ boyutlu diyagonal matris olup elemanları $D_{ii} = e^{-\bar{\gamma}_i d}$ bağıntısı ile belirlenmek üzere ($\bar{\gamma}$: d uzunluklu boruya ait modların propagasyon sabitleri), yapının temel denklemleri aşağıdaki gibi

$$\mathbf{b}_1^A = \mathbf{S}_{11}^A \mathbf{a}_1^A + \mathbf{S}_{12}^A \mathbf{a}_2^A, \quad \mathbf{b}_2^A = \mathbf{S}_{21}^A \mathbf{a}_1^A + \mathbf{S}_{22}^A \mathbf{a}_2^A \quad (\text{A.4})$$

$$\mathbf{b}_1^B = \mathbf{S}_{11}^B \mathbf{a}_1^B + \mathbf{S}_{12}^B \mathbf{a}_2^B, \quad \mathbf{b}_2^B = \mathbf{S}_{21}^B \mathbf{a}_1^B + \mathbf{S}_{22}^B \mathbf{a}_2^B \quad (\text{A.5})$$

$$\mathbf{b}_1^A = \mathbf{S}_{11}^T \mathbf{a}_1^A + \mathbf{S}_{12}^T \mathbf{a}_2^B, \quad \mathbf{b}_2^B = \mathbf{S}_{21}^T \mathbf{a}_1^A + \mathbf{S}_{22}^T \mathbf{a}_2^B \quad (\text{A.6})$$

$$\mathbf{a}_1^B = \mathbf{D} \mathbf{b}_2^A, \quad \mathbf{a}_2^A = \mathbf{D} \mathbf{b}_1^B \quad (\text{A.7})$$

$$\mathbf{b}_1^A = \mathbf{S}_{11}^T \mathbf{a}_1^A \Big|_{\mathbf{a}_2^B=0} \quad (\text{A.8})$$

$$\mathbf{b}_2^B = \mathbf{S}_{21}^T \mathbf{a}_1^A \Big|_{\mathbf{a}_2^B=0} \quad (\text{A.9})$$

$$\mathbf{b}_1^A = \mathbf{S}_{12}^T \mathbf{a}_2^B \Big|_{\mathbf{a}_1^A=0} \quad (\text{A.10})$$

$$\mathbf{b}_2^B = \mathbf{S}_{22}^T \mathbf{a}_2^B \Big|_{\mathbf{a}_1^A=0} \quad (\text{A.11})$$

ifade edilebilir. Genelleştirilmiş Saçılma Matrisi $\mathbf{S}^T$ 'nin $N \times N$ boyutlu alt matrisleri $\mathbf{a}_2^B = \mathbf{0}$ ve $\mathbf{a}_1^A = \mathbf{0}$ durumları incelenerek aşağıdaki gibi

$$\mathbf{S}_{11}^T = \mathbf{S}_{11}^A + \mathbf{S}_{12}^A \mathbf{F} \mathbf{D} \mathbf{S}_{11}^B \mathbf{D} \mathbf{S}_{21}^A \quad (\text{A.12})$$

$$\mathbf{S}_{11}^T = \mathbf{S}_{11}^A + \mathbf{S}_{12}^A \mathbf{D} \mathbf{S}_{11}^B \mathbf{D} \mathbf{E} \mathbf{S}_{21}^A \quad (\text{A.13})$$

$$\mathbf{S}_{12}^T = \mathbf{S}_{12}^A \mathbf{D} \mathbf{S}_{12}^B + \mathbf{S}_{12}^A \mathbf{D} \mathbf{S}_{11}^B \mathbf{D} \mathbf{E} \mathbf{S}_{22}^A \mathbf{D} \mathbf{S}_{12}^B \quad (\text{A.14})$$

$$\mathbf{S}_{12}^T = \mathbf{S}_{12}^A \mathbf{F} \mathbf{D} \mathbf{S}_{12}^B \quad (\text{A.15})$$

$$\mathbf{S}_{21}^T = \mathbf{S}_{21}^B \mathbf{D} \mathbf{S}_{21}^A + \mathbf{S}_{21}^B \mathbf{D} \mathbf{S}_{22}^A \mathbf{F} \mathbf{D} \mathbf{S}_{11}^B \mathbf{D} \mathbf{S}_{21}^A \quad (\text{A.16})$$

$$\mathbf{S}_{21}^T = \mathbf{S}_{21}^B \mathbf{D} \mathbf{E} \mathbf{S}_{21}^A \quad (\text{A.17})$$

$$\mathbf{S}_{22}^T = \mathbf{S}_{22}^B + \mathbf{S}_{21}^B \mathbf{D} \mathbf{E} \mathbf{S}_{22}^A \mathbf{D} \mathbf{S}_{12}^B \quad (\text{A.18})$$

$$\mathbf{S}_{22}^T = \mathbf{S}_{22}^B + \mathbf{S}_{21}^B \mathbf{D} \mathbf{S}_{22}^A \mathbf{F} \mathbf{D} \mathbf{S}_{12}^B \quad (\text{A.19})$$

$$\mathbf{E} \triangleq (\mathbf{I} - \mathbf{S}_{22}^A \mathbf{D} \mathbf{S}_{11}^B \mathbf{D})^{-1}, \quad \mathbf{F} \triangleq (\mathbf{I} - \mathbf{D} \mathbf{S}_{11}^B \mathbf{D} \mathbf{S}_{22}^A)^{-1} \quad (\text{A.20})$$

bulunur. $\mathbf{E}$ veya $\mathbf{F}$ matrislerinin kullanımına göre seçilen denklemler kullanılabilir.

$a_2^B=0$ Durumunun İncelenmesi:

$$\begin{aligned} b_1^B &= S_{11}^B a_1^B = S_{11}^B D b_2^A \\ b_2^A &= S_{21}^A a_1^A + S_{22}^A a_2^A \\ &= S_{21}^A a_1^A + S_{22}^A D b_1^B \\ b_2^A &= S_{21}^A a_1^A + S_{22}^A D S_{11}^B D b_2^A \\ (I - S_{22}^A D S_{11}^B D) b_2^A &= S_{21}^A a_1^A \\ E &= (I - S_{22}^A D S_{11}^B D)^{-1} \\ b_2^A &= E S_{21}^A a_1^A \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} b_1^A &= S_{11}^A a_1^A + S_{12}^A a_2^A \\ b_1^A &= S_{11}^A a_1^A + S_{12}^A D S_{11}^B D E S_{21}^A a_1^A \\ b_1^A &= \underbrace{(S_{11}^A + S_{12}^A D S_{11}^B D E S_{21}^A)}_{S_{11}^T} a_1^A \\ S_{11}^T &= S_{11}^A + S_{12}^A D S_{11}^B D E S_{21}^A \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} b_2^B &= S_{21}^B a_1^B = S_{21}^B D b_2^A \\ b_2^B &= S_{21}^B D E S_{21}^A a_1^A \\ b_2^B &= \underbrace{(S_{21}^B D E S_{21}^A)}_{S_{21}^T} a_1^A \\ S_{21}^T &= S_{21}^B D E S_{21}^A \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} a_2^A &= D b_1^B = D S_{11}^B a_1^B \\ a_2^A &= D S_{11}^B D b_2^A \\ a_2^A &= D S_{11}^B D (S_{21}^A a_1^A + S_{22}^A a_2^A) \\ (I - D S_{11}^B D S_{22}^A) a_2^A &= D S_{11}^B D S_{21}^A a_1^A \\ F &= (I - D S_{11}^B D S_{22}^A)^{-1} \\ a_2^A &= F D S_{11}^B D S_{21}^A a_1^A \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} b_1^A &= S_{11}^A a_1^A + S_{12}^A a_2^A \\ b_1^A &= S_{11}^A a_1^A + S_{12}^A F D S_{11}^B D S_{21}^A a_1^A \\ b_1^A &= \underbrace{(S_{11}^A + S_{12}^A F D S_{11}^B D S_{21}^A)}_{S_{11}^T} a_1^A \\ S_{11}^T &= S_{11}^A + S_{12}^A F D S_{11}^B D S_{21}^A \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} b_2^B &= S_{21}^B a_1^B = S_{21}^B D b_2^A \\ b_2^B &= S_{21}^B D (S_{21}^A a_1^A + S_{22}^A a_2^A) \\ b_2^B &= S_{21}^B D S_{21}^A a_1^A + S_{21}^B D S_{22}^A F D S_{11}^B D S_{21}^A a_1^A \\ b_2^B &= \underbrace{(S_{21}^B D S_{21}^A + S_{21}^B D S_{22}^A F D S_{11}^B D S_{21}^A)}_{S_{21}^T} a_1^A \\ S_{21}^T &= S_{21}^B D S_{21}^A + S_{21}^B D S_{22}^A F D S_{11}^B D S_{21}^A \end{aligned}$$

$a_1^A=0$ Durumunun İncelenmesi:

$$\begin{aligned}
 b_2^A &= S_{22}^A a_2^A = S_{22}^A D b_1^B \\
 b_2^A &= S_{22}^A D (S_{11}^B a_1^B + S_{12}^B a_2^B) \\
 b_2^A &= S_{22}^A D S_{11}^B D b_2^A + S_{22}^A D S_{12}^B a_2^B \\
 (I - S_{22}^A D S_{11}^B D) b_2^A &= S_{22}^A D S_{12}^B a_2^B \\
 E &= (I - S_{22}^A D S_{11}^B D)^{-1} \\
 b_2^A &= E S_{22}^A D S_{12}^B a_2^B \\
 b_1^A &= S_{12}^A a_2^A = S_{12}^A D b_1^B \\
 b_1^A &= S_{12}^A D (S_{11}^B D b_2^A + S_{12}^B a_2^B) \\
 b_1^A &= S_{12}^A D (S_{11}^B D E S_{22}^A D S_{12}^B a_2^B + S_{12}^B a_2^B) \\
 b_1^A &= S_{12}^A D \underbrace{(S_{11}^B D E S_{22}^A D S_{12}^B + S_{12}^B)}_{S_{12}^T} a_2^B \\
 S_{12}^T &= S_{12}^A D S_{12}^B + S_{12}^A D S_{11}^B D E S_{22}^A D S_{12}^B \\
 \\
 b_2^B &= S_{21}^B a_1^B + S_{22}^B a_2^B \\
 b_2^B &= S_{21}^B D E S_{22}^A D S_{12}^B a_2^B + S_{22}^B a_2^B \\
 b_2^B &= \underbrace{(S_{21}^B D E S_{22}^A D S_{12}^B + S_{22}^B)}_{S_{22}^T} a_2^B \\
 S_{22}^T &= S_{22}^B + S_{21}^B D E S_{22}^A D S_{12}^B
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 a_2^A &= D b_1^B = D (S_{11}^B a_1^B + S_{12}^B a_2^B) \\
 a_2^A &= D S_{11}^B D S_{22}^A a_2^A + D S_{12}^B a_2^B \\
 (I - D S_{11}^B D S_{22}^A) a_2^A &= D S_{12}^B a_2^B \\
 F &= (I - D S_{11}^B D S_{22}^A)^{-1} \\
 a_2^A &= F D S_{12}^B a_2^B \\
 b_1^A &= S_{12}^A a_2^A \\
 b_1^A &= S_{12}^A F D S_{12}^B a_2^B \\
 b_1^A &= \underbrace{(S_{12}^A F D S_{12}^B)}_{S_{12}^T} a_2^B \\
 S_{12}^T &= S_{12}^A F D S_{12}^B \\
 \\
 b_2^B &= S_{21}^B a_1^B + S_{22}^B a_2^B = S_{21}^B D b_2^A + S_{22}^B a_2^B \\
 b_2^B &= S_{21}^B D S_{22}^A F D S_{12}^B a_2^B + S_{22}^B a_2^B \\
 b_2^B &= \underbrace{(S_{21}^B D S_{22}^A F D S_{12}^B + S_{22}^B)}_{S_{22}^T} a_2^B \\
 S_{22}^T &= S_{22}^B + S_{21}^B D S_{22}^A F D S_{12}^B
 \end{aligned}$$

EK B

Bölüm 2.2’de Genelleştirilmiş Blok Saçılma Matrisinin hesaplanmasında, $\mathbf{U}_{N \times 1}$, $\mathbf{Q}_{N \times N}$ ve $\mathbf{M}_{N \times N}$ boyutlu, $\mathbf{C}$ ve $\mathbf{D}$ ise açılım katsayılarına ilişkin $N \times 1$ boyutlu matrislerdir ve bu matrislerin elemanları

$$U_\gamma = \sum_{m=1}^P 2\sqrt{Y_m} \langle f_m, \bar{f}_\gamma \rangle a_m, \quad \tilde{U}_\gamma = \sum_{m=1}^P 2\sqrt{Y_m} \langle f_m, \bar{f}_\gamma \rangle \tilde{b}_m \quad (\text{B.1})$$

$$Q_{\gamma,t} = \left[\sum_{m=1}^P Y_m \langle f_m, \bar{f}_\gamma \rangle \langle f_m, \bar{f}_t \rangle \right] + \bar{Y}_t \coth \bar{\alpha}_t d \delta_{\gamma,t} \quad (\text{B.2})$$

$$M_{\gamma,t} = \frac{\bar{Y}_t \delta_{\gamma,t}}{\sinh \bar{\alpha}_t d} \quad (\text{B.3})$$

ifadeleri ile tanımlanmaktadır. $\mathbf{C}$ ve $\mathbf{D}$ ise

$$\mathbf{C} = \{ \mathbf{Q} \cdot \mathbf{M} \cdot \mathbf{Q}^{-1} \cdot \mathbf{M} \}^{-1} \cdot (\mathbf{U} + \mathbf{M} \cdot \mathbf{Q}^{-1} \cdot \tilde{\mathbf{U}}) \quad (\text{B.4})$$

$$\mathbf{D} = \mathbf{Q}^{-1} \cdot \tilde{\mathbf{U}} + \mathbf{Q}^{-1} \cdot \mathbf{M} \cdot \mathbf{C} \quad (\text{B.5})$$

olarak bulunmuştu. Bu durumda da b_m ve $\tilde{a}_m$ ’lı terimlerin ifadeleri

$$b_m = \frac{\langle E_{a1}, f_m \rangle}{\sqrt{Z_m}} - a_m = \sqrt{Y_m} \sum_{t=1}^N C_t \langle f_m, \bar{f}_t \rangle - a_m \quad (\text{B.6})$$

$$\tilde{a}_m = \frac{\langle E_{a2}, f_m \rangle}{\sqrt{Z_m}} - \tilde{b}_m = \sqrt{Y_m} \sum_{t=1}^N D_t \langle f_m, \bar{f}_t \rangle - \tilde{b}_m \quad (\text{B.7})$$

elde edilmektedir. Bölüm 4’te malzemelerin kompleks permitivitesinin belirlenmesi için önerilen yapıda dikdörtgen dalga kılavuzu soldan sadece baskın mod ile uyarılmakta ve sağdan uygun empedansla sonlandırılmaktaydı. Bu durum Genelleştirilmiş Blok Saçılma Matrisleri için Bölüm 2.2’de türetilen ve tekrar yukarıda verilen denklemlerin özel bir durumudur. Buna göre soldan sadece baskın mod geldiği için sadece a_1 ’li terim mevcut olacaktır ve sağdan uygun empedansla sonlandırılma nedeniyle $\tilde{b}_m = 0$ $m=1,2,\dots,N$ ’dır. Normalize modal genlikler olan a ve b ’li terimlerin boyutları $V/\sqrt{\Omega}$ boyutundadır. Buna göre uyarma terimi olan a_1 ’i $IV/\sqrt{Z_1}$ olarak kabul edip,

$$Y_1 = \frac{\beta_1}{\omega\mu}, \quad Y_m = \frac{\beta_m}{\omega\mu}, \quad (\text{B.8})$$

$$\bar{\alpha}_t = j\bar{\beta}_t \quad (\text{B.9})$$

$$\coth(jx) = -j \cot(x), \quad (\text{B.10})$$

$$\sinh(jx) = j \sin(x) \quad (\text{B.11})$$

(B.8)-(B.11) denklemleri (B1-B3) denklemlerinde kullanıldığında

$$U_\gamma = 2\sqrt{Y_1} \langle f_1, \bar{f}_\gamma \rangle a_1 = 2 \frac{\beta_1}{\omega\mu} \langle f_1, \bar{f}_\gamma \rangle, \quad \tilde{U}_\gamma = 0 \quad (\text{B.12})$$

$$Q_{\gamma,t} = \frac{1}{\omega\mu} \left(\left[\sum_{m=1}^P \beta_m \langle f_m, \bar{f}_\gamma \rangle \langle f_m, \bar{f}_t \rangle \right] - \frac{j\bar{\beta}_t}{\omega\mu} c \cot(\bar{\beta}_t d) \delta_{\gamma,t} \right) \quad (\text{B.13})$$

$$M_{\gamma,t} = \frac{1}{\omega\mu} \cdot \frac{-j\bar{\beta}_t \delta_{\gamma,t}}{\sin \bar{\beta}_t d} \quad (\text{B.14})$$

ifadeleri elde edilir. Bu denklemler (B4-B5) denklemlerinde kullanıldığında $\omega\mu$ terimide ortadan kalkar ve böylelikle (B1-B5) denklemleri Bölüm 4'te verilen son halleri aşağıdaki gibi

$$U_\gamma = 2\beta_1 \langle f_1, \bar{f}_\gamma \rangle, \quad \tilde{U}_\gamma = 0 \quad (\text{B.15})$$

$$Q_{\gamma,t} = \left[\sum_{m=1}^P \beta_m \langle f_m, \bar{f}_\gamma \rangle \langle f_m, \bar{f}_t \rangle \right] - j\bar{\beta}_t c \cot(\bar{\beta}_t d) \delta_{\gamma,t} \quad (\text{B.16})$$

$$M_{\gamma,t} = \frac{-j\bar{\beta}_t \delta_{\gamma,t}}{\sin \bar{\beta}_t d} \quad (\text{B.17})$$

$$\mathbf{C} = \{ \mathbf{Q} \cdot \mathbf{M} \cdot \mathbf{Q}^{-1} \cdot \mathbf{M} \}^{-1} \cdot \mathbf{U} \quad (\text{B.18})$$

$$\mathbf{D} = \mathbf{Q}^{-1} \cdot \mathbf{M} \cdot \mathbf{C} \quad (\text{B.19})$$

bulunur. (B.6) ve (B.7)'den yararlanarak

$$b_1 = \sqrt{Y_1} \sum_{t=1}^N C_t \langle f_1, \bar{f}_t \rangle - a_1 \quad (\text{B.20})$$

$$\tilde{a}_1 = \sqrt{Y_1} \sum_{t=1}^N D_t \langle f_1, \bar{f}_t \rangle \quad (\text{B.21})$$

elde edilir. S_{11} ve S_{21} parametreleri

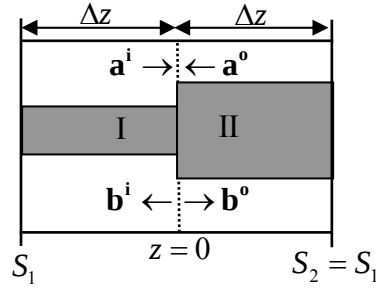
$$S_{11} = \frac{b_1}{a_1} \bigg|_{\tilde{b}_m=0} = \frac{\sqrt{Y_1} \sum_{t=1}^N C_t \langle f_1, \bar{f}_t \rangle - 1/\sqrt{Z_1}}{1/\sqrt{Z_1}} = \sum_{t=1}^N C_t \langle f_1, \bar{f}_t \rangle - 1 \quad (\text{B.22})$$

$$S_{21} = \frac{\tilde{a}_1}{a_1} \bigg|_{\tilde{b}_m=0} = \frac{\sqrt{Y_1} \sum_{t=1}^N D_t \langle f_1, \bar{f}_t \rangle}{1/\sqrt{Z_1}} = \sum_{t=1}^N D_t \langle f_1, \bar{f}_t \rangle \quad (\text{B.23})$$

olarak bulunurlar.

EK C

Aynı dalga kılavuzunun farklı dielektrik bölgelerle yüklendiğini ve dielektrik bölgeler arasındaki jonksiyonda sakınım ilişkilerini ele alalım. Bu durum Şekil C.1’de gösterilmiştir.



Şekil C.1 Farklı dielektrik bölgeler arasındaki jonksiyon

I ve II bölgelerindeki toplam alanları $\vec{E}_1, \vec{H}_1$ ve $\vec{E}_2, \vec{H}_2$ olarak tanımlayalım. Maxwell denklemleri

$$\nabla \times \vec{H} = j\omega\epsilon\vec{E} \quad (C.1)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -j\omega\mu\vec{H} \quad (C.2)$$

olarak yazıldığında, (C.1) denkleminin eşleneğini $\vec{E}$ ile, (C.2) denklemini $\vec{H}^*$ ile skaler çarpıp birbirinden çıkaralım bu durumda

$$\begin{aligned} \vec{E} \cdot \nabla \times \vec{H}^* &= -j\omega\epsilon\vec{E} \cdot \vec{H}^* \\ \vec{H}^* \cdot \nabla \times \vec{E} &= -j\omega\mu\vec{H}^* \cdot \vec{E} \\ \vec{E} \cdot (\nabla \times \vec{H}^*) - \vec{H}^* \cdot (\nabla \times \vec{E}) &= j\omega(\mu\vec{H}^* \cdot \vec{E} - \epsilon\vec{E} \cdot \vec{H}^*) \end{aligned} \quad (C.3)$$

elde edilir. Aşağıdaki vektörel özdeşlik kullanıldığında

$$\nabla \cdot (\vec{A} \times \vec{B}) = \vec{B} \cdot (\nabla \times \vec{A}) - \vec{A} \cdot (\nabla \times \vec{B}) \quad (C.4)$$

(C.3) denklemi aşağıdaki hale

$$\nabla \cdot (\vec{E} \times \vec{H}^*) = j\omega(\epsilon\vec{E} \cdot \vec{E}^* - \mu\vec{H} \cdot \vec{H}^*) \quad (C.5)$$

indirgenir. Diverjans teoremi ya da diğerk adıyla Gauss-Ostrogradsky teoremi

$$\int_V \nabla \cdot \vec{F} dV = \oint_S \vec{F} \cdot \vec{u}_n ds \quad (C.6)$$

$\vec{F}$ alanının S yüzeyi üzerinden $\vec{u}_n$ yönündeki akısının $\vec{F}$ alanının V hacmi üzerinden diverjansının integraline eşit olduğunu ifade etmektedir. Gauss-Ostrogradsky teoremi (C.5) denkleminde uygulandığında

$$\oint_S (\vec{E} \times \vec{H}^*) \cdot \vec{u}_n ds = \int_V j\omega (\epsilon \vec{E} \cdot \vec{E}^* - \mu \vec{H} \cdot \vec{H}^*) dV \quad (C.7)$$

elde edilir. Alan iki parçalı olduğundan

$$\begin{aligned} \int_{S_1} (\vec{E}_1 \times \vec{H}_1^*) \cdot \vec{u}_{n1} ds_1 + \int_{S_2} (\vec{E}_2 \times \vec{H}_2^*) \cdot \vec{u}_{n2} ds_2 &= \int_{S_1 - \Delta z}^0 j\omega (\epsilon \vec{E} \cdot \vec{E}^* - \mu \vec{H} \cdot \vec{H}^*) ds_1 dz \\ &+ \int_{S_2}^{\Delta z} j\omega (\epsilon \vec{E} \cdot \vec{E}^* - \mu \vec{H} \cdot \vec{H}^*) ds_2 dz \end{aligned} \quad (C.8)$$

elde edilir. Yüzeylerin normali yüzeylerden dışarı doğru olduğundan $\vec{u}_{n1} = -\vec{u}_z$, $\vec{u}_{n2} = \vec{u}_z$ olmak üzere, TE_{m0} modlarının sadece E_y, H_x, H_z bileşenleri mevcuttur. Bu durumda (C.8) denklemi düzenlendiğinde

$$\begin{aligned} \int_{S_1} (\vec{E}_1 \times \vec{H}_1^*) \cdot \vec{u}_{n1} ds_1 &= \int_{S_1} (\vec{E}_{y1} \vec{u}_y \times (\vec{H}_{x1}^* \vec{u}_x + \vec{H}_{z1}^* \vec{u}_z)) \cdot (-\vec{u}_z) ds_1 = \int_{S_1} (E_{y1} H_{x1}^*) ds_1 \\ \int_{S_2} (\vec{E}_2 \times \vec{H}_2^*) \cdot \vec{u}_{n2} ds_2 &= \int_{S_2} (\vec{E}_{y2} \vec{u}_y \times (\vec{H}_{x2}^* \vec{u}_x + \vec{H}_{z2}^* \vec{u}_z)) \cdot \vec{u}_z ds_2 = - \int_{S_2} (E_{y2} H_{x2}^*) ds_2 \end{aligned}$$

depo edilen kompleks güç

$$\Psi = \int_{S_1} (E_{y1} H_{x1}^*) ds_1 - \int_{S_2} (E_{y2} H_{x2}^*) ds_2 \quad (C.9)$$

olarak bulunur. Jonksiyon için $\Delta z \rightarrow 0$ olduğundan, jonksiyonda depo edilen güç (C.8) denkleminde 0 olur. O halde

$$\Psi = \int_{S_1} (E_{y1} H_{x1}^*) ds_1 - \int_{S_2} (E_{y2} H_{x2}^*) ds_2 = 0 \quad (C.10)$$

bulunur. I ve II bölgelerindeki alanlar seriye açıldıklarında

$$E_{yI} = \sum (a_m^{(i)} + b_m^{(i)}) \sqrt{Z_m^i} f_m \quad (C.11)$$

$$H_{xI} = \sum (a_m^{(i)} - b_m^{(i)}) \sqrt{Y_m^i} f_m \quad (C.12)$$

$$E_{yII} = \sum (a_m^{(o)} + b_m^{(o)}) \sqrt{Z_m^o} \bar{f}_m \quad (C.13)$$

$$H_{xII} = \sum (b_m^{(o)} - a_m^{(o)}) \sqrt{Y_m^o} \bar{f}_m \quad (C.14)$$

$$Z_m^{i,o} = \frac{1}{Y_m^{i,o}} = \frac{j\omega\mu}{\gamma_m^{i,o}} \quad (C.15)$$

a_m^i ve a_m^o sırasıyla +z ve -z yönerinde propagasyon yapan dalgaları göstermek üzere I ve II bölgelerindeki modal alanlar kesit üzerinden

$$\int_{S_1} f_m f_m^* ds_1 = \int_{S_1} \bar{f}_m \bar{f}_m^* ds_2 = 1 \quad (C.16)$$

olarak normalize edildiklerinde ve (C.11)-(C.16) denklemleri (C.10) denkleminde yerine yazıldıklarında

$$\Psi = \sum (a_m^{(i)} + b_m^{(i)}) \sqrt{Z_m^i Y_m^{i*}} (a_m^{(i)} - b_m^{(i)})^* + \sum (a_m^{(o)} + b_m^{(o)}) \sqrt{Z_m^o Y_m^{o*}} (a_m^{(o)} - b_m^{(o)})^* = 0 \quad (C.17)$$

denklemini bulunur. Matris denklem olarak yazıldığında

$$\Psi = (\mathbf{a}^i + \mathbf{b}^i)^t \mathbf{U} (\mathbf{a}^i - \mathbf{b}^i)^* + (\mathbf{a}^o + \mathbf{b}^o)^t \mathbf{U} (\mathbf{a}^o - \mathbf{b}^o)^* = 0 \quad (C.18)$$

olarak bulunur. $\mathbf{a}$, $\mathbf{b}$ ve $\mathbf{P}_1$ aşağıdaki gibi tanımlandıklarında

$$\mathbf{a} = \begin{bmatrix} \mathbf{a}^i \\ \mathbf{a}^o \end{bmatrix}, \quad \mathbf{b} = \begin{bmatrix} \mathbf{b}^i \\ \mathbf{b}^o \end{bmatrix}, \quad \mathbf{P}_1 = \begin{bmatrix} \mathbf{U} & \mathbf{0} \\ \mathbf{0} & \mathbf{U} \end{bmatrix}, \quad \mathbf{U} = \begin{bmatrix} \sqrt{\mathbf{Z}_1 \mathbf{Y}_1^*} & \dots & \mathbf{0} \\ \mathbf{0} & \dots & \mathbf{0} \\ \mathbf{0} & \dots & \sqrt{\mathbf{Z}_N \mathbf{Y}_N^*} \end{bmatrix}_{N \times N} \quad (C.19)$$

jonksiyonda depo edilen kompleks gücün ifadesi

$$\Psi = (\mathbf{a} + \mathbf{b})^t \mathbf{P}_1 (\mathbf{a} - \mathbf{b})^* = 0 \quad (C.20)$$

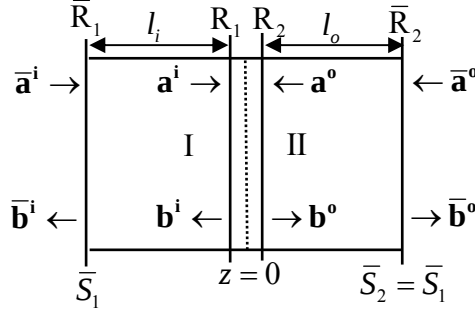
olarak bulunur. Saçılma matrisinin $\mathbf{b} = \mathbf{S}\mathbf{a}$ tanımından yararlanarak

$$\begin{aligned} \Psi &= (\mathbf{a} + \mathbf{S}\mathbf{a})^t \mathbf{P}_1 (\mathbf{a} - \mathbf{S}\mathbf{a})^* = 0 \\ \Psi &= \mathbf{a}^t (\mathbf{I} + \mathbf{S}^t) \mathbf{P}_1 (\mathbf{I} - \mathbf{S}^*) \mathbf{a}^* = 0 \end{aligned} \quad (C.21)$$

elde edilir.

Referans Düzlemlerinin Ötelenmesi

R_1 ve R_2 referans düzlemleriyle sınırlı yapının saçılma matrisi S ile, $\bar{R}_1$ ve $\bar{R}_2$ referans düzlemleriyle sınırlı yapının saçılma matrisini ise $\bar{S}$ ile tanımlanmak üzere, ilgili yapı Şekil C.2’de gösterilmiştir.



Şekil C.2 Referans düzlemlerin ötelenmesi

Jonksiyonun S matrisi için

$$\begin{bmatrix} \mathbf{b}^i \\ \mathbf{b}^o \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{a}^i \\ \mathbf{a}^o \end{bmatrix} \quad (C.22)$$

yazılır. Aynı zamanda Şekil C.2’den

$$\mathbf{a}_i = \mathbf{Q}_i \bar{\mathbf{a}}_i, \quad \mathbf{a}_o = \mathbf{Q}_o \bar{\mathbf{a}}_o, \quad (C.23)$$

$$\mathbf{b}_i = \mathbf{Q}_i^{-1} \bar{\mathbf{b}}_i, \quad \mathbf{b}_o = \mathbf{Q}_o^{-1} \bar{\mathbf{b}}_o \quad (C.24)$$

yazılabilir ve

$$\begin{bmatrix} \bar{\mathbf{b}}^i \\ \bar{\mathbf{b}}^o \end{bmatrix} = \underbrace{\begin{bmatrix} \mathbf{Q}_i & \mathbf{0} \\ \mathbf{0} & \mathbf{Q}_o \end{bmatrix} \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{Q}_i & \mathbf{0} \\ \mathbf{0} & \mathbf{Q}_o \end{bmatrix}}_{\bar{S}} \begin{bmatrix} \bar{\mathbf{a}}^i \\ \bar{\mathbf{a}}^o \end{bmatrix} \quad (C.25)$$

elde edilir. Bu gösterimde $\bar{S}$ matrisi

$$\bar{S} = \mathbf{Q} \mathbf{S} \mathbf{Q} \quad (C.26)$$

formunda yazılabilir ve $\mathbf{Q}_i$ ve $\mathbf{Q}_o$ diyagonal matrisler olup elemanları

$$Q_{i,o}(n,n) = e^{-\gamma_{i,o}(n)l_{i,o}} \quad (C.27)$$

bağıntısı ile bulunur. Şekil C.2 ile verilen $\bar{S}_1$ ve $\bar{S}_2$ ile sınırlı bölgeye kompleks Poynting teoremi uygulandığında kayıpsız yapı için

$$\int_{\vec{S}_1} (\vec{E}_1 \times \vec{H}_1^*) \cdot \vec{u}_{n1} dS_1 + \int_{\vec{S}_2} (\vec{E}_2 \times \vec{H}_2^*) \cdot \vec{u}_{n2} dS_2 = \int_{S_1}^0 \int_{-z} j\omega (\varepsilon \vec{E} \cdot \vec{E}^* - \mu \vec{H} \cdot \vec{H}^*) dS_1 dz$$

$$+ \int_{S_2}^z \int_0 j\omega (\varepsilon \vec{E} \cdot \vec{E}^* - \mu \vec{H} \cdot \vec{H}^*) dS_2 dz$$

elde edilir. Buna göre

$$\Psi = \int_{\vec{S}_1} (E_{y1} H_{x1}^*) dS_1 - \int_{\vec{S}_2} (E_{y2} H_{x2}^*) dS_2 \quad (C.28)$$

$$\text{Re}\{\Psi\} = 0 \quad (C.29)$$

$$\text{Im}\{\Psi\} = \text{Bu bölgede depo edilen sanal güç} \quad (C.30)$$

olarak bulunur. Depo edilen kompleks gücün matrisel ifadesi ise

$$\Psi = \mathbf{a}^t (\mathbf{I} + \bar{\mathbf{S}}^t) \mathbf{P}_1 (\mathbf{I} - \bar{\mathbf{S}}^*) \mathbf{a}^* \quad (C.31)$$

bulunur.

EK D

Bu EK’de kayıpsız bir periyodik yapıda birim hücre içerisinde Floquet modu tarafından depolanan kompleks gücün iletim bandlarında özdeş olarak sifra ve durdurma bandında ise sonlu değerlere eşit olacağı ispatlanmaktadır.

Birim hücrede depo edilen kompleks güç aşağıdaki gibi ifade edilebilir,

$$\Psi = (\mathbf{a} + \mathbf{b})^t \mathbf{P}_1 (\mathbf{a} - \mathbf{b})^* = \begin{bmatrix} (\mathbf{a}_1 + \mathbf{b}_1)^t & (\mathbf{a}_2 + \mathbf{b}_2)^t \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{U} & \mathbf{0} \\ \mathbf{0} & \mathbf{U} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} (\mathbf{a}_1 - \mathbf{b}_1)^* \\ (\mathbf{a}_2 - \mathbf{b}_2)^* \end{bmatrix} \quad (\text{D.1})$$

Bu denklemde N modluk modal açılımda

$$\mathbf{a} = \begin{bmatrix} \mathbf{a}_1 \\ \mathbf{a}_2 \end{bmatrix}_{2N \times 1}, \quad \mathbf{b} = \begin{bmatrix} \mathbf{b}_1 \\ \mathbf{b}_2 \end{bmatrix}_{2N \times 1}, \quad \mathbf{U} = \begin{bmatrix} \sqrt{\mathbf{Z}_1 \mathbf{Y}_1^*} & \dots & \mathbf{0} \\ \mathbf{0} & \dots & \mathbf{0} \\ \mathbf{0} & \dots & \sqrt{\mathbf{Z}_N \mathbf{Y}_N^*} \end{bmatrix}_{N \times N}$$

olarak tanımlanmakta, Z ve Y ise dalga empedansı ve admitansını göstermektedir. (D.1) denklemi ara işlemler aşağıdaki gibi yapıldığında Ψ ,

$$\Psi = \begin{bmatrix} (\mathbf{a}_1 + \mathbf{b}_1)^t \cdot \mathbf{U} & (\mathbf{a}_2 + \mathbf{b}_2)^t \cdot \mathbf{U} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} (\mathbf{a}_1 - \mathbf{b}_1)^* \\ (\mathbf{a}_2 - \mathbf{b}_2)^* \end{bmatrix}$$

$$\Psi = (\mathbf{a}_1 + \mathbf{b}_1)^t \mathbf{U} (\mathbf{a}_1 - \mathbf{b}_1)^* + (\mathbf{a}_2 + \mathbf{b}_2)^t \mathbf{U} (\mathbf{a}_2 - \mathbf{b}_2)^*$$

$$\begin{aligned} \Psi &= \sum_{\nu=1}^N \left\{ \left[a_1^\nu + b_1^\nu \right] \sqrt{Z_\nu Y_\nu^*} \left[(a_1^\nu)^* - (b_1^\nu)^* \right] + \left[a_2^\nu + b_2^\nu \right] \sqrt{Z_\nu Y_\nu^*} \left[(a_2^\nu)^* - (b_2^\nu)^* \right] \right\} \\ &= \sum_{\nu=1}^N R_\nu U_{\nu\nu} \end{aligned} \quad (\text{D.2})$$

$$U_{\nu\nu} = \sqrt{Z_\nu Y_\nu^*}, \quad R_\nu = (a_1^\nu + b_1^\nu) \left((a_1^\nu)^* - (b_1^\nu)^* \right) + (a_2^\nu + b_2^\nu) \left((a_2^\nu)^* - (b_2^\nu)^* \right)$$

olarak bulunur. a_1^ν , b_1^ν ve a_2^ν , b_2^ν giriş ve çıkış kapılarındaki ν .’ci modlara ait modal genlikleri göstermektedir. Floquet teoremi sonucunda $b_2^\nu = \lambda a_1^\nu$, $a_2^\nu = \lambda b_1^\nu$ olur.

Buna göre $b_1^\nu = \frac{a_2^\nu}{\lambda}$, $b_2^\nu = \lambda a_1^\nu$ terimleri R_ν ifadesinde yerine konulduğunda

$$R_\nu = \left(a_1^\nu + \frac{1}{\lambda} a_2^\nu \right) \left((a_1^\nu)^* - \frac{1}{\lambda^*} (a_2^\nu)^* \right) + (a_2^\nu + \lambda a_1^\nu) \left((a_2^\nu)^* - \lambda^* (a_1^\nu)^* \right)$$

$$R_\nu = \left(1 - |\lambda|^2\right) \left\{ |a_1^\nu|^2 - |b_1^\nu|^2 - \left((a_1^\nu) \cdot (b_1^\nu)^* - (a_1^\nu)^* \cdot (b_1^\nu) \right) \right\} \quad (D.3)$$

bulunur. Her bir dalga kılavuzu modunun katkısı R_ν ile ifade edilmiştir. Boş dalga kılavuzunda propagasyon yapan modlar için $U_{\nu\nu} = 1$ 'e, kesimde olan TE ve TM tipi modlar için sırasıyla $+j$ ve $-j$, 'ye eşittir. Buna göre λ özdeğerine karşı düşen Floquet modu tarafından birim hücre içerisinde depolan kompleks güç

$$\Psi = \sum_{\nu=1}^N R_\nu U_{\nu\nu} = \left(1 - |\lambda|^2\right) \sum_{\nu=1}^N \left\{ |a_1^\nu|^2 - |b_1^\nu|^2 - \left((a_1^\nu) \cdot (b_1^\nu)^* - (a_1^\nu)^* \cdot (b_1^\nu) \right) \right\} \cdot U_{\nu\nu} \quad (D.4)$$

olarak elde edilir. (D.4) denkleminde açık bir şekilde görüldüğü üzere, birim hücre içerisinde iletimde olan Floquet modları ($|\lambda| = 1$) tarafından depolanan kompleks güç mevcut olamaz. İletimde olmayan Floquet modları tarafından ($|\lambda| \neq 1$) depolanan kompleks gücü ifade etmek için modal açılımda kullanılan N adet moddan verilen frekansta M tanesinin iletimde olmak üzere, $\left((a_1^\nu) \cdot (b_1^\nu)^* - (a_1^\nu)^* \cdot (b_1^\nu) \right)$ teriminin saf sanal bir terim olduğuna dikkat edildiğinde, Ψ kompleks gücünün reel ve sanal kısımları aşağıdaki gibi

$$\text{Re}\{\Psi\} = \left(1 - |\lambda|^2\right) \left[\sum_{\nu=1}^M \left(|a_1^\nu|^2 - |b_1^\nu|^2 \right) - \sum_{\nu=M+1}^N \left((a_1^\nu) \cdot (b_1^\nu)^* - (a_1^\nu)^* \cdot (b_1^\nu) \right) U_{\nu\nu} \right] \quad (D.5a)$$

$$\text{Im}\{\Psi\} = j \left(1 - |\lambda|^2\right) \left[\sum_{\nu=1}^M \left((a_1^\nu) \cdot (b_1^\nu)^* - (a_1^\nu)^* \cdot (b_1^\nu) \right) - \sum_{\nu=M+1}^N \left(|a_1^\nu|^2 - |b_1^\nu|^2 \right) U_{\nu\nu} \right] \quad (D.5b)$$

bulunurlar. (D.5a) denkleminde reel güç sakınımı durdurma bandında da $\text{Re}\{\Psi\} = 0$ 'dır. Diğer taraftan (D.5b) denklemindeki köşeli parantez içerisindeki terimler sonlu değer alırlar ve böylelikle $|\lambda| \neq 1$ olduğundan $\text{Im}\{\Psi\} \neq 0$ olmaktadır. Sonuç olarak band kenar frekansları, birim hücrede depolanan kompleks gücün sıfır geçişlerini belirleyerek bulunabilir.

EK E

Genelleştirilmiş Saçılma Matrisinin elemanları tarafından sağlanan sakınım ilişkilerini elde etmek için aşağıdaki tanımlamayı yapalım.

$$\mathbf{W} = \mathbf{S}_{11} + \mathbf{S}_{12} = \begin{bmatrix} \mathbf{W}_{p,p} & \mathbf{W}_{p,np} \\ \mathbf{W}_{p,np}^t & \mathbf{W}_{np,np} \end{bmatrix} \quad (\text{E.1})$$

t üst indisi transpoz operatörünü göstermekte, Floquet modunun gösteriliminde kullanılan p ve np alt indisleri de iletimde olan M ve iletimde olmayan N-M dalga kılavuzu modlarına karşı düşmektedir. Periyodik birim hücrede çift modlar tarafından depolanacak gücün ifadesinde kullanılan $\mathbf{\Omega}$ 'yı blok alt matrislerle aşağıdaki gibi ifade ettiğimizde

$$\mathbf{\Omega} = \begin{bmatrix} \mathbf{\Omega}_{11} & \mathbf{\Omega}_{12} \\ \mathbf{\Omega}_{21} & \mathbf{\Omega}_{22} \end{bmatrix} \quad (\text{E.2})$$

her bir alt matrisde

$$\mathbf{\Omega}_{11} = (\mathbf{I}_{p,p} + \mathbf{W}_{p,p})(\mathbf{I}_{p,p} - \mathbf{W}_{p,p}^*) - \mathbf{W}_{p,np} \mathbf{U}_{np,np} \mathbf{W}_{p,np}^{t*} \quad (\text{E.3a})$$

$$\mathbf{\Omega}_{12} = -(\mathbf{I}_{p,p} + \mathbf{W}_{p,p})\mathbf{W}_{p,np}^* + \mathbf{W}_{p,np} \mathbf{U}_{np,np} (\mathbf{I}_{np,np} - \mathbf{W}_{np,np}^*) \quad (\text{E.3b})$$

$$\mathbf{\Omega}_{21} = \mathbf{W}_{p,np}^t (\mathbf{I}_{p,p} - \mathbf{W}_{p,p}^*) - (\mathbf{I}_{np,np} + \mathbf{W}_{np,np}) \mathbf{U}_{np,np} \mathbf{W}_{p,np}^{t*} \quad (\text{E.3c})$$

$$\mathbf{\Omega}_{22} = -\mathbf{W}_{p,np}^t \mathbf{W}_{p,np}^* + (\mathbf{I}_{np,np} + \mathbf{W}_{np,np}) \mathbf{U}_{np,np} (\mathbf{I}_{np,np} - \mathbf{W}_{np,np}^*) \quad (\text{E.3d})$$

olarak bulunur. $\mathbf{\Omega}$ 'nın alt blok matrislerinin tanımında kullanılan alt indisler bu matrislerin boyutlarını ifade etmektedir. Bu tanımlamada kullanılan $\mathbf{W}$ 'nin tanımında $\mathbf{S}_{12}$ 'nin işareti değiştirildiğinde $\mathbf{W} = \mathbf{S}_{11} - \mathbf{S}_{12}$ olduğunda periyodik birim hücrede tek modlar tarafından depolanan gücün ifadesindeki Δ 'da tanımlanmış olur. Bu $\mathbf{\Omega}$ ve Δ çift ve tek modlar tarafından depolanan gücün ifadesinde yerine yazıldıklarında

$$\text{Re}\{\Psi_e, \Psi_o\} = 0 \quad \Rightarrow \quad \text{Re}\{\mathbf{a}^t \mathbf{\Omega} \mathbf{a}^*\} = 0 \quad (\text{E.4})$$

elde edilir. Bu denklemin sıfır olabilmesi için

$$\text{Re}\{\mathbf{\Omega}_{11}\} = \text{Re}\{\mathbf{\Omega}_{22}\} = 0 \quad (\text{E.5a})$$

$$\mathbf{\Omega}_{12} = -\mathbf{\Omega}_{21}^* \quad (\text{E.5b})$$

koşullarının sağlanması gerekir [71]. İlk olarak Ω_{11} ifadesi düzenlendiğinde

$$\Omega_{11} = \mathbf{I}_{p,p} - \mathbf{W}_{p,p} \mathbf{W}_{p,p}^* - \mathbf{W}_{p,p}^* + \mathbf{W}_{p,p} - \mathbf{W}_{p,np} \mathbf{U}_{np,np} \mathbf{W}_{p,np}^{t*}$$

$$\Omega_{11} = \mathbf{I}_{p,p} - \mathbf{W}_{p,p} \mathbf{W}_{p,p}^* + j \left\{ 2 \text{Im}(\mathbf{W}_{p,p}) - \mathbf{W}_{p,np} \mathbf{W}_{p,np}^{t*} \right\}$$

ve $\text{Re}\{\Omega_{11}\} = 0$ koşulu uygulandığında

$$\mathbf{W}_{p,p} \mathbf{W}_{p,p}^* = \mathbf{I}_{p,p} \quad (\text{E.6})$$

bulunur [76]. Bu denklem iletim yapan modlara karşı düşen alt matrisler için bildiğimiz üniterlik koşulunu ifade etmektedir. Ω_{22} ifadesi düzenlendiğinde

$$\Omega_{22} = -\mathbf{W}_{p,np}^t \mathbf{W}_{p,np}^* + j (\mathbf{I}_{np,np} - \mathbf{W}_{np,np}^* + \mathbf{W}_{np,np} - \mathbf{W}_{np,np} \mathbf{W}_{np,np}^*)$$

$$\Omega_{22} = (-\mathbf{W}_{p,np}^t \mathbf{W}_{p,np}^* + j (-\mathbf{W}_{np,np}^* + \mathbf{W}_{np,np})) + j (\mathbf{I}_{np,np} - \mathbf{W}_{np,np} \mathbf{W}_{np,np}^*)$$

$\text{Re}\{\Omega_{22}\} = 0$ koşulu uygulandığında

$$\mathbf{W}_{p,np}^t \mathbf{W}_{p,np}^* = j (\mathbf{W}_{np,np} - \mathbf{W}_{np,np}^*) \quad (\text{E.7})$$

elde edilir [76]. Bu denklem ise genelleştirilmiş saçılma matrisinin diğer elemanlarının sağlanması gereken koşulu ifade etmektedir.

Mevcut literatürde Genelleştirilmiş Saçılma Matrisinin iletimde ve iletimde olmayan elemanları arasındaki sakınım ilişkileri [67-68]'de verilmektedir. Bu çalışmalarda [67]'de tek bir süreksizlik için veya [68]'da jonksiyon tipindeki süreksizlikler için incelemeler yapılmıştır. Bu nedenle bu çalışmalarda verilen sakınım ilişkileri (E.7) denklemi ile verilen sakınım ilişkisinden farklıdır. (E.7) denklemi periyodik yapı ile ilgili ek sınır koşullarını içermektedir.

Bu koşul ve elde edilen üniterlik koşulu birim hücrenin Genelleştirilmiş Saçılma Matrisinin elemanlarının sayısal hesaplamalarda doğruluğunun tespit edilmesinde kullanılabilir.

Diğer taraftan Ek D'de gösterildiği üzere band kenarlarında Ψ_e veya Ψ_o 'nun sanal kısmı sıfırdan geçmek zorundadır. Ψ_e ve Ψ_o çift ve tek simetrik Floquet modları tarafından birim hücrede depolanan kompleks gücü ifade etmektedir. Depolanan kompleks güce en büyük katkı kılavuz içerisinde iletimde olan modlardan gelir ve yaklaşık olarak

$$\Psi_e, \Psi_o \cong 2 \mathbf{a}_p^t \left\{ 2 \text{Im}(\mathbf{W}_{p,p}) - \mathbf{W}_{p,np} \mathbf{W}_{p,np}^{t*} \right\} \mathbf{a}_p^* \quad (\text{E.8})$$

ifade edilebilir. $\mathbf{W}$ 'nin tanımına göre çift ve tek modlar tarafından depolanan kompleks güç bulunabilir. Çalışma frekans bölgesinde pek çok uygulamada $\mathbf{S}$ matrisi gösterimleri iletilen tek bir mod içermektedir. Bu durumda

$$X_{\pm} = 2 \operatorname{Im}(\mathbf{W}_{p,p}) - \mathbf{W}_{p,np} \mathbf{W}_{p,np}^{t*} = 0 \quad (\text{E.9})$$

sıfır geçişini incelemek yeterli olacaktır. Bu denklemde $\mathbf{W}=\mathbf{S}_{11}+\mathbf{S}_{12}$ olarak tanımlandığında X_+ , $\mathbf{W}=\mathbf{S}_{11}-\mathbf{S}_{12}$ olarak tanımlandığında X_- elde edilmektedir. Bu denklem diğeri bir gösterilimle

$$X_{\pm} = 2 \operatorname{Im}\{S_{\nu,\nu} \pm S_{\nu,\nu+N}\} - \sum_{k=M+1}^N |S_{\nu,k} \pm S_{\nu,k+N}|^2 = 0 \quad (\text{E.10})$$

olarak yazılabilir [76]. Önerilen bu yeni denklemde $S_{i,j}$ Genelleştirilmiş Saçılma Matrisinin elemanlarını, ν alt indisi dalga kılavuzunun iletilen ilk (baskın) modunun giriş kapısını göstermektedir. Genelleştirilmiş Saçılma Matrisi gösterilimlerinde ilgililenen frekansta boş dalga kılavuzunda N adet mod kullanıldığında ve bunlardan M tanesinin propagasyon yaptığı, N-M tanesinin kesimde olduğu varsayılmaktadır.

EK F

Bu ekte doktora tezinde yer alan sayısal sonuçların çıkarıldığı bilgisayar yazılım kodlarının yer aldığı bir CD ve kodların açıklaması bulunmaktadır. Bilgisayar kodları MATLAB programı kullanılarak yazıldı. Tez için yazılan bilgisayar kodlarında bazı alt program dosyaları ortak olarak kullanılmaktadır. Bu alt program dosyalarının farklı amaçlar için yazılan ana program dosyalarının içerisinde kullanılması nedeniyle ilk olarak bu alt programların işlevlerini belirtmekte yarar vardır. Kesiti parçalı olarak dielektrik yüklü dalga kılavuzunda slabkokbul.m dosyası parçalı dielektrik yüklü yapı için özdeğer denklemini çözerek her mod için o moda ait betaları bulmaktadır. Dielektrik malzeme kayıplı olduğunda komplekskokbul.m dosyası, slabkokbul.m dosyasının çıktıları kullanarak gerekli hesaplamaları yapmaktadır. Diklik ve normalizasyon işlemleri için ilgili moda ait normalizasyon katsayıları ise normalizasyonkatsayisi.m dosyası ile hesaplanmaktadır. İlgilenilen yapının genelleştirilmiş saçılma matrisi ise smatriskod.m dosyası ile bulunmaktadır. Flamacfonk.m dosyası kompleks permitivite hesabı için tanımlanan yansıma katsayısına dayanan amaç fonksiyonunu hesaplamaktadır.

Bölüm 3'te yer alan band geçiren filtre sonuçları Gsmbandgecirenfiltre.m dosyası ile, tek ve dört kısımlı empedans uygunlaştırıcı faz kaydırıcı sonuçları sırasıyla Tekkisempuygfazkayd.m, Tekkisempuygfazkaydfarklicbolua.m program dosyaları ve Kabandidortkisfazkayd.m, Kabandidortkisfazkaydfazgrafik.m program dosyaları ile elde edilmektedirler. Bu programlar ile Bölüm 3'teki tüm sonuçlar elde edildi.

Bölüm 4'te malzemelerin kompleks permitivitelerinin belirlenmesini az sayıdaki frekans ölçümü ile gerçekleştiren yeni bir yöntem verildi. Ekteki CD'de yer alan Komplekspermitivite.m dosyası tezde yer alan deneysel ölçümlerle malzemenin kompleks permitivitesini bulan bilgisayar programıdır. Bu ana program yukarıda bahsedilen alt programları kullanmaktadır. Bu program kullanılarak Tablo 4.1'de yer alan sonuçlar elde edilmektedir. Gerekli giriş parametreleri programa girildiğinde ve önerilen algoritma uygulandığında malzemenin kompleks permitivitesi belirlenmektedir.

Bölüm 5'te periodik homojen ve inhomojen dielektrik yüklemeler için iletim durdurma band bölgelerinin, geleneksel özdeğer denklemi ile ve tezde geliştirilen yeni yaklaşık yöntem ile çözümü sırasıyla Perhomeyuk.m ve Perinhomeyuk.m program dosyaları kullanılarak yapılmaktadır. Ardışık olarak k adet birim hücrenin yerleştirilmesi durumunda genelleştirilmiş saçılma matrisi elemanları Kaskatgsmkparca.m dosyası ile hesaplanmaktadır. Birim hücre boyutlarının belirlenmesi ise XartiXeksikokegrileri.m dosyası ile sağlanmaktadır. Bölüm 6'da yer alan filtre tasarımları XartiXeksifiltrekekegrileri.m ve Kaskatgsmkparcafiltre.m program dosyaları ile yapıldı.

ÖZGEÇMİŞ

Serkan ŞİMŞEK, 17.08.1979 tarihinde Amasya’da doğdu. Lise öğrenimini A.Rıfat Canayakın Süper Lisesi’nde 1997 yılında tamamladı. Mühendis ünvanını İstanbul Üniversitesi Elektrik-Elektronik Mühendisliği Bölümü’nden 2001 yılında, yüksek mühendis ünvanını ise İstanbul Teknik Üniversitesi Elektronik ve Haberleşme Mühendisliği Bölümü’nden 2003 yılında aldı. İstanbul Teknik Üniversitesi Elektronik ve Haberleşme Mühendisliği Bölümü Elektromagnetik Alanlar ve Mikrodalga Tekniği Anabilim Dalı’nda araştırma görevlisi olarak çalışmakta ve aynı bölümde doktora öğrenimine devam etmektedir.

Yüksek lisans ve doktora öğrenimi sırasında TÜBİTAK Bilim Adamı Yetiştirme Grubu tarafından desteklendi. Aynı zamanda Mart 2007-Aralık 2007 tarihleri arasında doktora araştırmalarında bulunmak üzere Amerika’daki New Jersey Teknoloji Enstitüsü (NJIT) Elektrik ve Bilgisayar Mühendisliği Bölümü’ne yine TÜBİTAK tarafından gönderildi.

Kılavuzlu dalga teorisi, mikroşerit ve adaptif antenler ve mikrodalga ölçme teknikleri üzerine bilimsel çalışmalarda bulundu. Ulusal ve uluslararası konferans ve dergilerde yayımlanmış yazarı veya ortak yazarı olduğu 15 bilimsel çalışması mevcuttur.