

142786

**İNHOMOJEN YÜKLÜ METALİK DALGA KILAVUZLARININ
PROPAGASYON ÖZELLİKLERİ**

142 786

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Müh. Serkan ŞİMŞEK

(504011250)

İ. T. C. FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
YÜKSEK LİSANS TEZİ
MÜHÜRÜ

Tezin Enstitüye Verildiği Tarih : 5 Mayıs 2003

Tezin Savunulduğu Tarih : 29 Mayıs 2003

Tez Danışmanı :

Prof. Dr. Ercan TOPUZ

Diğer Jüri Üyeleri

Prof. Dr. A. Fahri BURŞUK (İ.Ü.)

Doç. Dr. Cevdet IŞIK (İ.T.Ü.)

[Signature]
[Signature]
[Signature] 27.06.2003

MAYIS 2003

ÖNSÖZ

Bu tezin hazırlanmasında benden yardımlarını esirgemeyen, daima örnek alacağım gerçek bir bilimadamı olan danışman hocam Prof. Dr. Ercan TOPUZ'a teşekkür ederim. Ayrıca, deneysel ölçümlerdeki büyük yardımlarından dolayı değerli hocam Doç. Dr. Cevdet IŞIK'a, sayısal hesaplamalarda kullanılan bilgisayar program kodlarının yazımında önemli katkıları bulunan Araş. Gör. E. Tolga Artan'a, teknik çizimlerdeki yardımlarından dolayı sevgili arkadaşım Araş. Gör. Fatih Yaman'a teşekkür ederim.

Bu tezi manevi desteklerini hiçbir zaman benden esirgemeyen aileme ithaf ederim.

Mayıs 2003

Serkan ŞİMŞEK



İÇİNDEKİLER

KISALTMALAR	v
TABLO LİSTESİ	vi
ŞEKİL LİSTESİ	vii
SEMBOL LİSTESİ	ix
ÖZET	x
SUMMARY	xi
1. GİRİŞ	
1.1. Çalışmanın Amacı ve Kapsamı	1
1.2. İncelenen Problem	1
2. KESİTİ KISMEN DİELEKTRİKLE DOLDURULMUŞ DİKDÖRTGEN TRANSMİSYON BORUSUNDA TE_{m0} TİPİ ÇÖZÜMLER	4
2.1. Kesiti Kısmen Dielektrik Yüklü Dikdörtgen Dalga Kılavuzunda TE_{m0} Modları	4
2.2. Özdeğer Denkleminin Köklerinin Bulunması	6
2.3. E_y Alan Bileşeninin Elde Edilmesi	8
2.4. Diklik ve Normalizasyon	9
2.5. Sayısal Çözümler	10
2.5.1. Özdeğer Denkleminin Sayısal Olarak Çözülmesi	10
2.5.2. E_y Alan Bileşeninin Kesitte Değişimi	12
2.5.3. Diklik ve Normalizasyon Koşullarının Sayısal Olarak İrdelenmesi	14
3. BELİRLİ BİR KALINLIKTAKİ KISMEN DİELEKTRİK YÜKLÜ DİKDÖRTGEN DALGA KILAVUZUNUN S PARAMETRELERİNİN ELDE EDİLMESİ	15
3.1. Problemin Formülasyonu	15
3.2. S Parametrelerinin Sayısal Olarak Çözülmesi	21
4. ALGORİTMANIN DOĞRULANMASI İÇİN DOLU BORUDA TEK MOD GÖZ ÖNÜNE ALINARAK KURULAN EŞDEĞER İLETİM HATTI MODELİ UYGULAMASI	32
4.1. Eşdeğer İletim Hattı Modelinin Sayısal Olarak Uygulanması	34
5. DENEYSEL ÖLÇÜM SONUCU ELDE EDİLEN YANSIMA VE İLETİM KATSAYILARININ TEORİK SONUÇLARLA KARŞILAŞTIRILMASI	38
5.1. Bağlı Dielektrik Sabitinin Ölçülmesi	38
5.1.1 Ölçmeye İlişkin Temel Bağlıntılar İle Deneyin Yapılışı	38
5.2. Yansımaya Katsayısının Deneysel Olarak Bulunması	42
6. SONUÇLAR	46

KAYNAKLAR	48
EKLER	49
ÖZGEÇMİŞ	54



KISALTMALAR

- TE** : Enine Elektrik (Transverse Electric)
- TM** : Enine Magnetik (Transverse Magnetic)
- DDO** : Duran Dalga Oranı



TABLO LİSTESİ

	<u>Sayfa No</u>
Tablo 2.1. $t=a/4$ ve $f=9$ GHz için $\langle E_1, E_n \rangle$ ve $\langle E_n, E_n \rangle$ iç çarpımları	14
Tablo A.1. $t=a/4$, $f=12.1$ GHz ve $d=1$ cm için farklı mod sayılarında hesaplanan $ S_{11} $, $ S_{21} $ ve $ S_{11} ^2 + S_{21} ^2$ değerleri	49
Tablo A.2. $t=a/4$, $f=11.5$ GHz ve $d=1$ cm için farklı mod sayılarında hesaplanan $ S_{11} $, $ S_{21} $ ve $ S_{11} ^2 + S_{21} ^2$ değerleri	50
Tablo B.1. $t=a/4$ ve $d=1$ cm için farklı frekans değerlerinde ölçülen DDO ve hesaplanan $ S_{11} $ ve $ S_{21} $ değerleri	51
Tablo B.2. $t=a/4$ ve $d=1.996$ cm için farklı frekans değerlerinde ölçülen DDO ve hesaplanan $ S_{11} $ ve $ S_{21} $ değerleri	52

ŞEKİL LİSTESİ

	<u>Sayfa No</u>
Şekil 1.1 : İnhojen yüklü dikdörtgen dalga kılavuzu geometrisi	2
Şekil 2.1 : Kesiti kısmen dielektrik yüklü dikdörtgen dalga kılavuzunun geometrisi	4
Şekil 2.2 : $t=a/4$ için mod indisinin 1. ve 2. modlara göre frekansla değişimi	11
Şekil 2.3 : $t=a/2$ için mod indisinin 1. ve 2. modlara göre frekansla değişimi	11
Şekil 2.4 : $t=3a/4$ için mod indisinin 1. ve 2. modlara göre frekansla değişimi	11
Şekil 2.5 : $t=0.99a$ için mod indisinin ilk üç moda göre frekansla değişimi	12
Şekil 2.6 : $t=a/4$ ve $f=9$ GHz için E_y 'nin ilk 3 mod için değişimi	12
Şekil 2.7 : $t=a/4$ ve $f=9$ GHz için E_y 'nin ilk 10 mod için değişimi	13
Şekil 2.8 : $t=3a/4$ ve $f=12$ GHz için E_y 'nin ilk 3 mod için değişimi	13
Şekil 2.9 : $t=3a/4$ ve $f=12$ GHz için E_y 'nin ilk 10 mod için değişimi	13
Şekil 3.1 : d kalınlıklı kısmen yüklü dikdörtgen dalga kılavuzunun geometrisi	15
Şekil 3.2 : TE_{10} modu geldiğinde dielektrik yüklü dalga kılavuzu filtresi	16
Şekil 3.3 : Ardışık süreksizlikli yapıda her bir bölgedeki modlar	16
Şekil 3.4 : $t=a/4$ için d 'nin farklı değerlerine karşılık $ S_{11} $ 'in frekansla değişimi	25
Şekil 3.5 : $t=a/4$ için d 'nin farklı değerlerine karşılık $ S_{21} $ 'in frekansla değişimi	25
Şekil 3.6 : $t=a/4$ için d 'nin farklı değerlerine karşılık I_L 'nin frekansla değişimi	26
Şekil 3.7 : $t=a/2$ için d 'nin farklı değerlerine karşılık $ S_{11} $ 'in frekansla değişimi	28
Şekil 3.8 : $t=a/2$ için d 'nin farklı değerlerine karşılık $ S_{21} $ 'in frekansla değişimi	29
Şekil 3.9 : $t=a/2$ için d 'nin farklı değerlerine karşılık I_L 'nin frekansla değişimi	29
Şekil 3.10 : $t=0.999a$ için d 'nin farklı değerlerine karşılık $ S_{11} $ 'in frekansla değişimi	30
Şekil 3.11 : $t=0.999a$ için d 'nin farklı değerlerine karşılık $ S_{21} $ 'in frekansla değişimi	30
Şekil 3.12 : $t=0.999a$ için d 'nin farklı değerlerine karşılık I_L 'nin frekansla değişimi	31
Şekil 4.1 : l uzunlukta, kesitte tamamen dielektrikle yüklü dikdörtgen dalga kılavuzu.....	32
Şekil 4.2 : Dominant mod açısından eşdeğer iletim hattı	32
Şekil 4.3 : İndirgenmiş durumdaki iletim hattı	33

Şekil 4.4	: Eşdeğer iletim hattı modeliyle $ \Gamma = S_{11} $ 'in frekansla değişimi	34
Şekil 5.1	: X-bandlı standart dikdörtgen kesitli boruda kurulan ölçü düzeni	40
Şekil 5.2	: Yansıma katsayısının ölçümü için X-bandlı standart dikdörtgen kesitli boruda kurulan ölçü düzeni	43
Şekil 5.3	: $t=a/4$ ve $d=1$ cm için $ S_{11} $ 'in deneysel ölçüm ve teorik sonuçları	44
Şekil 5.4	: $t=a/4$ ve $d=1$ cm için $ S_{21} $ 'in deneysel ölçüm ve teorik sonuçları	44
Şekil 5.5	: $t=a/4$ ve $d=1.996$ cm için $ S_{11} $ 'in deneysel ölçüm ve teorik sonuçları	45
Şekil 5.6	: $t=a/4$ ve $d=1.996$ cm için $ S_{21} $ 'in deneysel ölçüm ve teorik sonuçları	45



SEMBOL LİSTESİ

a	: Dikdörtgen dalga kılavuzunun geniş kenarı
α	: Zayıflama sabiti
b	: Dikdörtgen dalga kılavuzunun dar kenarı
β	: Propagasyon sabiti
$C, D, R, E_m^{\pm}, \bar{E}_m^{\pm}$	: Açılım katsayıları
d	: Dielektrik maddenin uzunluğu
E	: Elektrik alan
ϵ_0	: Boşluğun dielektrik geçirgenliği
ϵ_r	: Dielektrik maddenin bağıl dielektrik sabiti
f	: Frekans
f_c	: Kesim frekansı
Δf	: Frekans adımı
$\bar{F}$	: Özdeğer fonksiyonu
H	: Magnetik alan
I_L	: Araya girme kaybı
k_0	: Boşluğun dalga sayısı
k_1	: Dielektrik bölge için kesim dalga sayısı
k_2	: Hava ile dolu bölge için kesim dalga sayısı
l	: İletim hattının uzunluğu
m, n	: Mod sayıları
λ_g	: Dielektrikle yüklü dikdörtgen dalga kılavuzundaki dalga boyu
$\bar{n}$	: Mod indisi
S_{11}, Γ	: Yansıma katsayısı
S_{21}	: İletim katsayısı
t	: Kesitte dielektrik genişliği
Y	: Dalga admitansı
Z	: Karakteristik empedans
$\bar{Z}$	: Dielektrik yüklü dalga kılavuzunun karakteristik empedansı
Z_{in}	: Giriş empedansı

İNHOMOJEN YÜKLÜ METALİK DALGA KILAVUZLARININ PROPAGASYON ÖZELLİKLERİ

ÖZET

Kısmen dielektrik yüklü dalga kılavuzları faz değıştircileri ve empedans dönüştürücüleri gibi pek çok mikrodalga cihazlarında kullanılır. Dikdörtgen dalga kılavuzu inhomojen olarak dielektrik ortamla yüklendiğinde, sonuçta oluşan sınır değer problemi, sayısal olarak hesaplanması gereken transandantal özdeğer denklemlerine dönüşür.

Bu çalışmada, dalga kılavuzunun alt kenarına dik yön boyunca yerleştirilmiş dielektrik tabaka ile yüklü dikdörtgen dalga kılavuzunu ele aldık (bakınız. şekil 1.1). Daha ötesi, dalga kılavuzunun yüklü olmayan kısımlarının sadece baskın TE_{10} modunun propagasyonunu sağlayacak şekilde boyutlandırıldığını varsaydık. Bu koşullar altında yüklü ve yüksüz kısımların her ikisinde sadece TE_{m0} modlarını içeren mod uygunlaştırma tekniğini kullanmak yeterlidir. Standart mod uygunlaştırma yaklaşımının aşamalarını izleyerek, ilk olarak yüklü ve yüksüz dalga kılavuzunda ortonormalize biçimde TE_{m0} tipi modal alanları ifade ettik ve sonradan bu kısımlarda bilinmeyen açılım katsayıları ile modal gösterimlerde kullandık. Cihazın giriş ve çıkış jonksiyonlarındaki sınır koşullarının uygulanması, problemi açılım katsayıları için sayısal olarak çözülebilen matris formuna indirger.

Sayısal çözümler, işaret frekansı artırılırken birden fazla modun yüklü dalga kılavuzunda propagasyona başladığını gösterdi ve bu nedenle, bu modlar arasındaki girişim yüzünden herhangi bir kesitteki alan dağılımı, eksenel yönde ilerledikçe hızlı salınım yapan bir karakter göstermektedir. Yüksüz dalga kılavuzu kısımlarında sadece baskın TE_{10} modunun propagasyon yapabileceği hatırlanarak bu cihazın güç transfer fonksiyonunun frekansın hızlı değışen bir fonksiyonu olabileceği sonucu çıkarılır. Sayısal sonuçlarımız bu beklentileri doğrulamaktadır ve kısmen yüklü dalga kılavuzu kısımları kullanılan yapıların çentik filtresi için uygulanabilir bulabileceğini açıkça göstermektedir. Bu tezde, böyle yapıların frekansla davranışı ve bu davranışın çeşitli parametreler üzerindeki bağımlılığı incelenmektedir.

Matematiksel modelimiz ve sayısal çözümlerimizin doğruluğu, sonucumuzu özel durumdaki kapalı biçimdeki analitik çözümlerle ve aynı zamanda deneylerle karşılaştırarak değerlendirildi.

PROPAGATION PROPERTIES OF INHOMOGENEOUSLY LOADED METALIC WAVEGUIDES

SUMMARY

Waveguides partially loaded with dielectrics are used in many microwave devices such as phase changers and impedance transformers. When a rectangular waveguide is inhomogeneously loaded with dielectric media the resulting boundary value problem yields transcendental eigenvalue equations which have to be evaluated numerically.

In this study, we have considered a rectangular waveguide which is loaded with dielectric strata placed along a direction perpendicular under side of the waveguide (see Fig 1.1). Moreover we assumed that the unloaded waveguide sections are dimensioned in such a way as to support the propagation of the dominant TE_{10} mode only. Under these conditions it suffices to use a mode matching technique involving only the TE_{m0} type modes in both the loaded and unloaded sections. Following the steps of standard mode-matching approach we have first expressed the TE_{m0} type modal fields in loaded/unloaded waveguide sections in properly orthonormalized form and subsequently utilized modal representations with unknown expansion coefficients in these sections. The application of the boundary conditions at the input and output junctions of the device then reduces the problem into a matrix form which can be solved numerically for the expansion coefficients.

The numerical solutions have shown that as the signal frequency is increased more than one mode starts to propagate in the loaded waveguide and hence due to interference between these modes the field distribution at any cross-section exhibits a rapidly oscillating character as one proceeds along the axial direction. Recalling that only the dominant (TE_{10}) mode can propagate in the unloaded waveguide sections we deduce that the power transfer function of this device should also be a rapidly varying function of frequency. Our numerical results confirm these expectations and clearly show that structures utilizing sections of partially loaded waveguides can find application in microwave for notch filters. In this thesis, the frequency behaviour of such structures and the dependence of this behaviour on several parameters is investigated.

The accuracy of our mathematical model and numerical solutions are assessed by comparing our result with closed form analytical solutions in special case, and also with experiments.

1. GİRİŞ

Bu bölümde tezin amacı, kapsamı, incelenecek problem ve problemin çözümünde uygulanan yöntemler yer almaktadır.

1.1 Çalışmanın Amacı ve Kapsamı

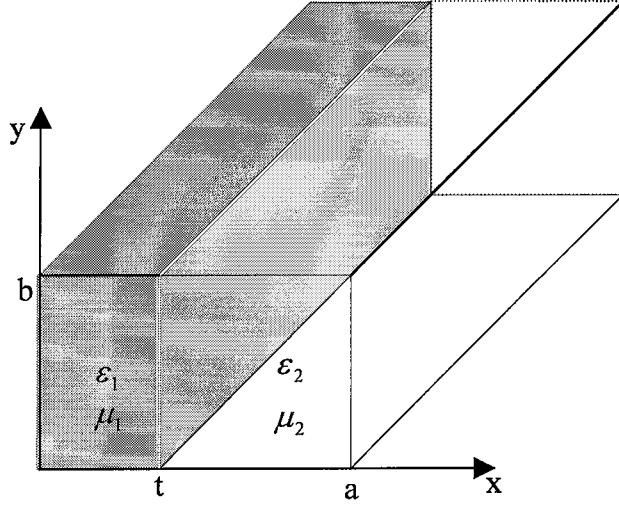
Bu çalışmada, inhomojen olarak dielektrik yüklü dikdörtgen dalga kılavuzunda dielektrik yük miktarının kesitte ve ekseninde değişmesi durumunda TE_{m0} tipi elektromagnetik dalganın propagasyon özellikleri incelenecektir. Bu amaçla, ilk olarak standart X-bandlı dikdörtgen dalga kılavuzunda farklı dielektrik yük miktarları için özdeğer denkleminin sayısal olarak çözümü gerçekleştirilerek propagasyon sabiti ve her bir bölgedeki kesim dalga sayıları bulunarak, propagasyon sabitinin tüm X-bandındaki değişimi ile normalize elektrik alanın kesitteki değişimleri elde edilmektedir. Daha sonra problem geometrisi z ekseninde sınırlı hale getirilerek, problemin çözümü için modal açılım tekniği uygulanmaktadır. Bu durumda yapının S parametreleri ile araya girme kayıpları hesaplanmaktadır. Bulunan yansıma ve iletim katsayılarından yapının karakteristiği çıkarılmaktadır.

Yapılan işlemlerin ve sonuçların doğruluğunun kontrolü için gerek şart olarak kayıpsızlık koşulu, yeter şart olarak eşdeğer iletim hattı modeli karşılaştırması ve deneysel ölçümler yapılmıştır. Yapılan deneysel ölçümlerle yapının fiziksel karakteristiği ortaya çıkarılarak teorik sonuçlarla karşılaştırılmıştır.

1.2 İncelenen Problem

Dalga kılavuzunun dielektrik dilimlerle doldurulması, faz değiştiricileri ve empedans dönüştürücüler gibi çeşitli mikrodalga elemanlarında uygulanmaktadır [1]. Dikdörtgen dalga kılavuzunun iki ya da daha fazla dielektrik dilimlerle yüklü olması durumunda çözümü gerçekleştirmek oldukça zordur. Çünkü, problemde özdeğerlerin belirlenmesi için transandantal denklemlerin çözülmesi gerekmektedir.

$0 \leq x \leq t$ aralığında ε_1, μ_1 ve $t \leq x \leq a$ aralığında ε_2, μ_2 ile doldurulmuş bir dikdörtgen dalga kılavuzunu ele alalım. Problemin geometrisi şekil 1.1’de verilmiştir.



Şekil 1.1 İnhomojen yüklü dikdörtgen dalga kılavuzu geometrisi.

Problem bir bütün olarak düşünüldüğünde inhomojendir. Ancak problem kendi içerisinde $0 \leq x \leq t$ ve $t \leq x \leq a$ aralıklarında iki homojen bölge içermektedir. Problemin çözümü genel sınırlarda E ve H ’nin teğetsel bileşenlerinin sürekli olduğu alan çözümlerinin her iki bölgede bulunmasıyla gerçekleştirilebilir.

TE_{m0} modları haricinde TE^z ($E_z \equiv 0$) ya da TM^z ($H_z \equiv 0$) modlarının çözümlerini bulmak mümkün değildir [2]. TE^z ve TM^z modlarının kombinasyonu olan modlar çözüm olabilirler ve kısmen dielektrik yüklü dalga kılavuzunun sınır koşullarını sağlarlar [3]. Bu modlara hibrit modlar denir.

Bu çalışmada sadece TE_{m0} tipi çözümlerle ilgilenilecektir. Burada dielektrik kayıplarının çok küçük oldukları varsayılarak ihmal edilecektir. Bu varsayımın doğru olmadığı durumlarda, kayıpsız durum için bulunan çözümlerde ε yerine $\varepsilon(1 - j \tan \delta)$ yazılabilir [1]. İncelenen problem, şekil 1.1’de verilen geometrik yapının z ekseninde d kalınlıklı durumu için propagasyon özelliklerinin incelenmesidir. Yapılan çözümde $\mu_1 = \mu_2 = \mu_0$ ve $\varepsilon_2 = \varepsilon_0$ kabul edilmektedir.

İkinci bölümde kesitte farklı dielektrik yük miktarları için propagasyon sabitinin frekansla değişimi, E_y elektrik alanının kesitteki değişimi elde edildi. Üçüncü

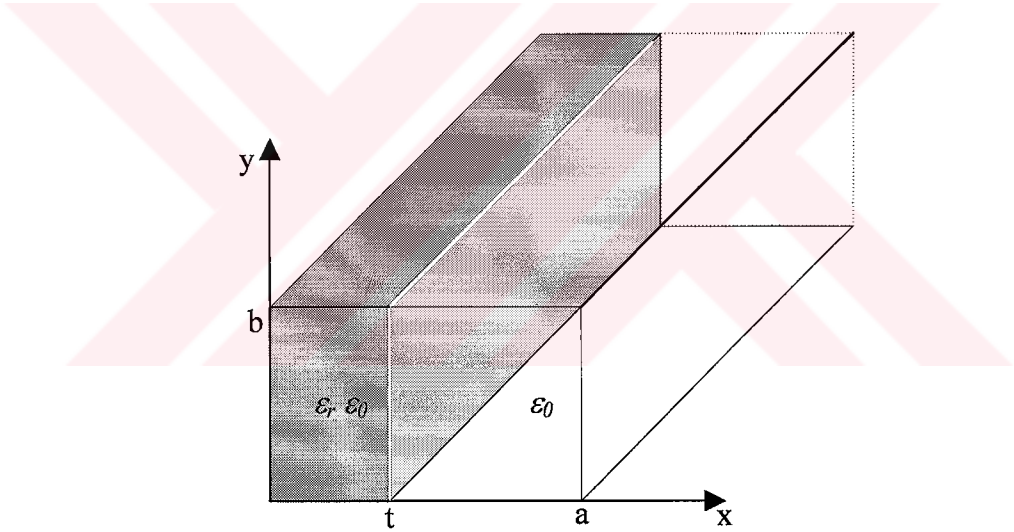
bölümde z ekseninde belirli bir d kalınlıkta kesiti kısmen dielektrik yüklü dikdörtgen dalga kılavuzunda modal açılım tekniği uygulayarak yansıma ve iletim katsayıları ile araya girme kayıpları bulundu. Dördüncü bölümde eşdeğer iletim hattı modeli uygulanarak elde edilen sonuçların doğruluğu gösterildi. Beşinci bölümde deneysel ölçümler yapılarak teorik sonuçlarla karşılaştırıldı.



2. KESİTİ KISMEN DİELEKTRİKLE DOLDURULMUŞ DİKDÖRTGEN TRANSMİSYON BORUSUNDA TE_{m0} TİPİ ÇÖZÜMLER

Bu bölümde kesiti t genişliğinde dielektrikle doldurulmuş dikdörtgen dalga kılavuzu probleminin çözümü gerçekleştirilmektedir. Süreksizlik yapısının y yönünde değişim göstermediği varsayılmaktadır. Burada $n=0$ alınarak TE_{m0} tipi çözümlerle ilgilenilmektedir.

2.1 Kesiti Kısmen Dielektrik Yüklü Dikdörtgen Dalga Kılavuzunda TE_{m0} Modları



Şekil 2.1 Kesiti kısmen dielektrik yüklü dikdörtgen dalga kılavuzunun geometrisi.

Problemin geometrisi y yönünde değişmediğinden ve $n=0$ için TE_{m0} modları y 'den bağımsızdırlar. Dalga denklemi H_z magnetik alan bileşeni için dielektrik ve hava bölgelerinde ayrı ayrı yazılabilir [4].

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + k_1^2 \right) H_z = 0 \quad 0 \leq x \leq t \quad (2.1)$$

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + k_2^2 \right) H_z = 0 \quad t \leq x \leq a \quad (2.2)$$

k_1 ve k_2 sırasıyla dielektrik ve hava bölgeleri için kesim dalga sayılarıdır. k_1 ve k_2

$$k_1 = \sqrt{k_0^2 \varepsilon_r - \beta^2} \quad (2.3)$$

$$k_2 = \sqrt{k_0^2 - \beta^2} \quad (2.4)$$

denklemleriyle ifade edilirler. β propagasyon sabiti, ε_r ise dielektrik maddenin bağıl dielektrik sabitidir. (2.1) ve (2.2) denklemlerinin çözümünden

$$H_z = \begin{cases} A \cos k_1 x + B \sin k_1 x & 0 \leq x \leq t \\ C \cos k_2 (a - x) + D \sin k_2 (a - x) & t \leq x \leq a \end{cases} \quad (2.5)$$

bulunur. $t \leq x \leq a$ aralığındaki çözüm biçimi, $x = a$ sınır koşulundaki hesaplamayı kolaylaştırmak için seçilmiştir. $x = 0$, $x = t$ ve $x = a$ 'daki sınır koşullarını uygulamak için $\vec{u}_y$ ve $\vec{u}_z$ birim vektörlü alan bileşenlerinin belirlenmesi gerekir. TE modları için $E_z = 0$ 'dır. Problemin geometrisinin y yönünde değişmemesinden dolayı $\frac{\partial}{\partial y} = 0$ olur. k_c kesim dalga sayısı olmak üzere TE modları için H_y ve E_y alan bileşenleri

$$H_y = -\frac{j\beta}{k_c^2} \cdot \frac{\partial H_z}{\partial y} \quad (2.6)$$

$$E_y = \frac{j\omega\mu}{k_c^2} \cdot \frac{\partial H_z}{\partial x} \quad (2.7)$$

denklemleriyle tanımlanır. $\frac{\partial}{\partial y} = 0$ olmasından dolayı $H_y = 0$ elde edilir. Bu durumda (2.5) denkleminin x değişkenine göre kısmi türevi alınıp (2.7) denkleminde yerine yazıldığında

$$E_y = \begin{cases} \frac{j\omega\mu_0}{k_1} [-A \sin k_1 x + B \cos k_1 x] & 0 \leq x \leq t \\ \frac{j\omega\mu_0}{k_2} [C \sin k_2 (a - x) - D \cos k_2 (a - x)] & t \leq x \leq a \end{cases} \quad (2.8)$$

bulunur. Sınır koşulu gereği $x=0$ ve $x=a$ 'da $E_y=0$ olmalıdır. Bu koşul uygulandığında $B=D=0$ bulunur. Bu durumda H_z ve E_y alan ifadeleri indirgenerek

$$H_z = \begin{cases} A \cos k_1 x & 0 \leq x \leq t \\ C \cos k_2 (a-x) & t \leq x \leq a \end{cases} \quad (2.9)$$

$$E_y = \begin{cases} -\frac{j\omega\mu_0}{k_1} A \sin k_1 x & 0 \leq x \leq t \\ \frac{j\omega\mu_0}{k_2} C \sin k_2 (a-x) & t \leq x \leq a \end{cases} \quad (2.10)$$

bulunur. $x=t$ 'de E_y ve H_z teğetsel alanlarının sürekliliği uygulandığında

$$-\frac{A}{k_1} \sin k_1 t = \frac{C}{k_2} \sin k_2 (a-t) \quad (2.11)$$

$$A \cos k_1 t = C \cos k_2 (a-t) \quad (2.12)$$

denklemleri elde edilir. (2.11) ve (2.12) homojen denklemlerinden anlamlı bir çözüm bulmak için determinant sıfıra eşitlendiğinde

$$k_2 \tan k_1 t + k_1 \tan k_2 (a-t) = 0 \quad (2.13)$$

özdeğer denklemi bulunur [4]. k_1 ve k_2 kesim dalga sayıları β cinsinden ifade edildiğinde özdeğer denklemi β için sayısal olarak çözülebilir.

2.2 Özdeğer Denkleminin Köklerinin Bulunması

Özdeğer denkleminde eşitliğin sağ tarafı 0'dır. Bu nedenle eşitliğin sol tarafını F fonksiyonu olarak düşünelim. Fonksiyonu

$$F = k_2 \tan k_1 t + k_1 \tan k_2 (a-t) \quad (2.14)$$

biçiminde tanımlayalım. k_1 ve k_2 $\frac{\beta}{k_0}$ mod indisi cinsinden tanımlandığında

$$k_1 = k_0 \sqrt{\varepsilon_r - \left(\frac{\beta}{k_0}\right)^2} \quad (2.15)$$

$$k_2 = k_0 \sqrt{1 - \left(\frac{\beta}{k_0}\right)^2} \quad (2.16)$$

(2.15) ve (2.16) denklemleri elde edilir. Mod indisi

$$\frac{\beta}{k_0} = \bar{n} \quad (2.17)$$

şeklinde tanımlandığında (2.14) denklemi

$$F = k_0 \sqrt{1 - \bar{n}^2} \tan k_0 t \sqrt{\varepsilon_r - \bar{n}^2} + k_0 \sqrt{\varepsilon_r - \bar{n}^2} \tan k_0 \sqrt{1 - \bar{n}^2} (a - t) \quad (2.18)$$

halini alır. F denklemi tanjant ve kotanjant fonksiyonları yerine sinüs ve kosinüs fonksiyonları cinsinden ifade edildip, daha basit hale indirdendiğinde $\bar{F}$

$$\begin{aligned} \bar{F} = & \sqrt{1 - \bar{n}^2} \sin k_0 t \sqrt{\varepsilon_r - \bar{n}^2} \cos k_0 \sqrt{1 - \bar{n}^2} (a - t) \\ & + \sqrt{\varepsilon_r - \bar{n}^2} \cos k_0 t \sqrt{\varepsilon_r - \bar{n}^2} \sin k_0 \sqrt{1 - \bar{n}^2} (a - t) \end{aligned} \quad (2.19)$$

bulunur. (2.19) denkleminin çözüm aralığı:

a) Yüzey dalgasi tipi modlar için $1 < \bar{n} < \sqrt{\varepsilon_r}$ aralığında olmalıdır. Bu aralıkta k_1 reel, k_2 sanal olarak bulunur.

b) Yüzey dalgası tipi olmayan modlar için $0 < \bar{n} < 1$ aralığında olmalıdır. Bu aralıkta k_1 ve k_2 reel olarak bulunur.

c) Kesim modları için $\bar{n}$ saf sanal olmalıdır. Bu aralıkta k_1 ve k_2 reel olarak bulunur.

(2.19) denklemi belirtilen çözüm aralıklarında sayısal olarak çözülerek $\bar{n}$ mod indisleri bulunur.

2.3 E_y Alan Bileşeninin Elde Edilmesi

Özdeğer denkleminin belirtilen çözüm aralıklarında sayısal olarak çözülmesi sonucunda bulunan $\bar{n}$ mod indislerinden yararlanarak dielektrik ve hava bölgelerindeki k_1 ve k_2 kesim dalga sayıları her mod için sırasıyla bulunurlar. Bulunan dalga sayıları E_y alan ifadesinde yerine yazıldığında kısmen dielektik yüklü dikdörtgen dalga kılavuzu içerisindeki tüm modların alan ifadeleri

$$E_y = \begin{cases} -\frac{j\omega\mu_0}{k_1} A \sin k_1 x & 0 \leq x \leq t \\ \frac{j\omega\mu_0}{k_2} C \sin k_2 (a-x) & t \leq x \leq a \end{cases} \quad (2.20)$$

şeklinde bulunur. Bulunan E_y alan ifadelerinde A ve C bilinmeyen katsayıları bulunmaktadır. E_y alan ifadesinin $x=t$ 'deki sürekliliği olan (2.11) denkleminde

$$C = -\frac{k_2}{k_1} A \frac{\sin k_1 t}{\sin k_2 (a-t)} \quad (2.21)$$

bulunur. (2.21) denklemi (2.20) denkleminde yerine yazıldığında

$$E_y = A \begin{cases} -\frac{j\omega\mu_0}{k_1} \sin k_1 x & 0 \leq x \leq t \\ -\frac{j\omega\mu_0}{k_1} \frac{\sin k_1 t}{\sin k_2 (a-t)} \sin k_2 (a-x) & t \leq x \leq a \end{cases} \quad (2.22)$$

alan ifadesi elde edilir. A_1 katsayısı

$$A_1 = -\frac{j\omega\mu_0}{k_1} A \quad (2.23)$$

biçiminde tanımlandığında E_y alan ifadesi

$$E_y = A_1 \begin{cases} \sin k_1 x & 0 \leq x \leq t \\ \frac{\sin k_1 t}{\sin k_2 (a-t)} \sin k_2 (a-x) & t \leq x \leq a \end{cases} \quad (2.24)$$

elde edilir.

2.4 Diklik ve Normalizasyon

Dikliği tanımlamak için m ve n tamsayı olmak üzere ϕ_m ve ϕ_n fonksiyonları düşünülür. Bu fonksiyonlar verilen bir $a < x < b$ aralığında

$$\int_a^b \phi_m(x) \phi_n(x) dx = 0 \quad m \neq n \quad (2.25)$$

denklemini sağlıyorlarsa diktirler denir [5]. $\phi_n(x)$ fonksiyonundaki katsayılar

$$\int_a^b [\phi_n(x)]^2 dx = 1 \quad (2.26)$$

denklemini sağlayacak şekilde seçildiklerinde normalizasyon yapılmıştır [5]. O halde $\phi_n(x) = E_n$ olmak üzere ve integral kesit üzerinde alındığında diklik

$$\int_{x=0}^a \int_{y=0}^b E_m E_n dx dy = \delta_{m,n} \equiv \begin{cases} 1 & m = n \\ 0 & m \neq n \end{cases} \quad (2.27)$$

biçiminde tanımlanır. A_l katsayılarının normalizasyonu

$$\int_{x=0}^a \int_{y=0}^b E_y^2 dx dy = 1 \quad (2.28)$$

bağıntısı kullanılarak gerçekleştirildiğinde

$$A_l = \frac{1}{\sqrt{b \left[\int_{x=0}^t \sin^2 k_1 x dx + \frac{\sin^2 k_1 t}{\sin^2 k_2 (a-t)} \int_{x=t}^a \sin^2 k_2 (a-x) dx \right]}} \quad (2.29)$$

bulunur. (2.29) denklemindeki integraller analitik olarak hesaplandığında

$$I_1 = \int_{x=0}^t \sin^2 k_1 x dx = \frac{k_1 t - \sin k_1 t \cos k_1 t}{2k_1} \quad (2.30)$$

$$I_2 = \int_{x=t}^a \sin^2 k_2 (a-x) dx = \frac{k_2 a - k_2 t - \sin k_2 (a-t) \cos k_2 (a-t)}{2k_2} \quad (2.31)$$

bulunurlar. (2.30) ve (2.31) denklemleri (2.29) denkleminde yerine yazıldıklarında

$$A_1 = \frac{1}{\sqrt{b \left[I_1 + \frac{\sin^2 k_1 t}{\sin^2 k_2 (a-t)} I_2 \right]}} \quad (2.32)$$

bulunur.

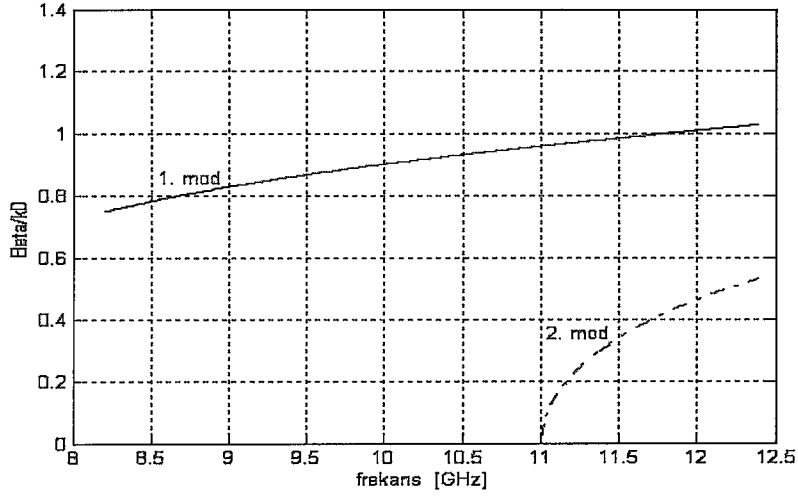
2.5 Sayısal Çözümler

Yapılan bütün sayısal çözümler WR90 standart X bandı borusu kullanılarak (a=2.286 cm, b=1.016 cm) dielektrik sabiti $\epsilon_r = 2.56$ olan teflon tipi madde için yapıldı.

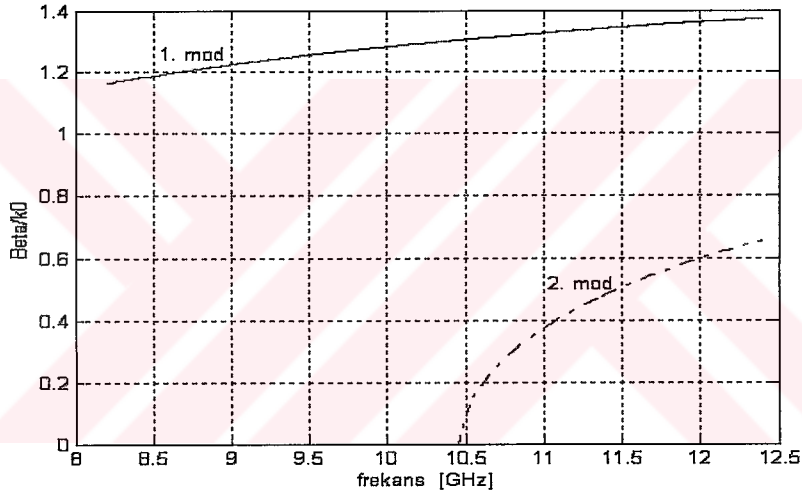
2.5.1 Özdeğer Denkleminin Sayısal Olarak Çözülmesi

(2.19) özdeğer denkleminin çözümünde ilk olarak $\bar{F}$ fonksiyonunun belirlenen çözüm aralıklarındaki davranışı incelendi. Bu işlem sonucunda $1 < \bar{n} < \sqrt{\epsilon_r}$ aralığında $\bar{F}$ fonksiyonunun sadece sanal değerler aldığı, $0 < \bar{n} < 1$ ve $\bar{n}$ saf sanal için reel değerler aldığı tespit edildi. $\bar{F}$ fonksiyonunun çözüm aralıklarında almış olduğu bir değer bir sonraki değer ile karşılaştırıldı. Üzerinde işlem yapılan çözüm aralığında ardışık iki değerın çarpımının, reel kısmı ya da sanal kısmı negatif ise fonksiyon işaret değiştirmiştir. O halde bu iki değer arasında mutlaka bir kök vardır. Belirtilen çözüm aralıklarında 0.0001 adım aralığı ile kök bulma işlemi gerçekleştirildi. Bu şekilde $\bar{F}$ fonksiyonunun işareti incelenerek $\bar{n}$ mod indisleri bulundu.

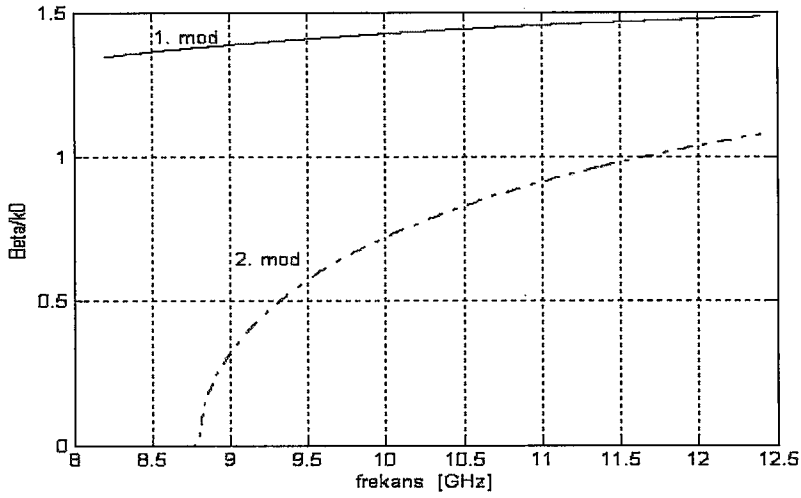
Dikdörtgen kesitli dalga kılavuzunun kesitinin değişik dielektrik miktarlarıyla doldurulması durumunda $\frac{\beta}{k_0}$ mod indisinin modlara göre frekansla değişimi elde edildi. Mod indisinin frekansla değişimi $8.2 \text{ GHz} \leq f \leq 12.4 \text{ GHz}$ aralığında $\Delta f = 25 \text{ MHz}$ frekans adımı ile $t=a/4$, $t=a/2$, $t=3a/4$ ve $t=0.99a$ değerleri için şekil 2.2, şekil 2.3, şekil 2.4 ve şekil 2.5’de grafiklerle gösterilmiştir. Grafiklerden kesim frekanslarıyla birlikte hangi modların iletimde olabileceği görülmektedir. $t=a/4$, $t=a/2$ ve $t=3a/4$ değerlerinde sadece ilk iki modun, $t=0.99a$ için ise ilk üç modun dalga kılavuzu içerisinde mevcut olabileceği şekillerden anlaşılmaktadır.



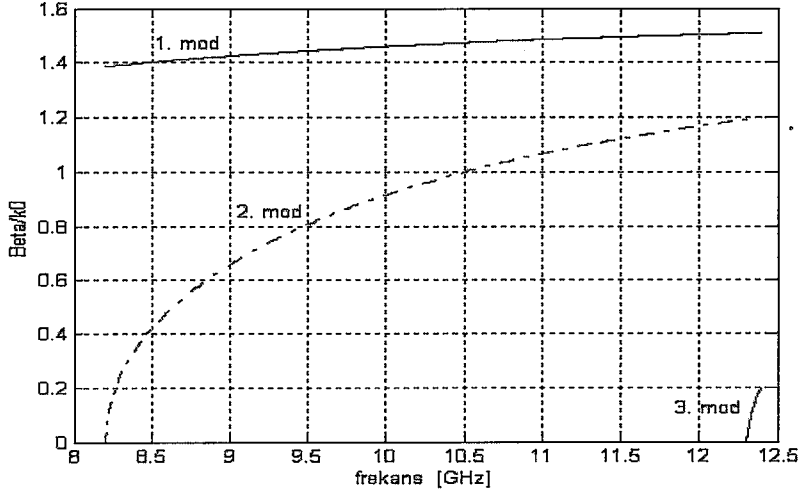
Şekil 2.2 $t=a/4$ için mod indisinin 1. ve 2. modlara göre frekansla değişimi.



Şekil 2.3 $t=a/2$ için mod indisinin 1. ve 2. modlara göre frekansla değişimi.



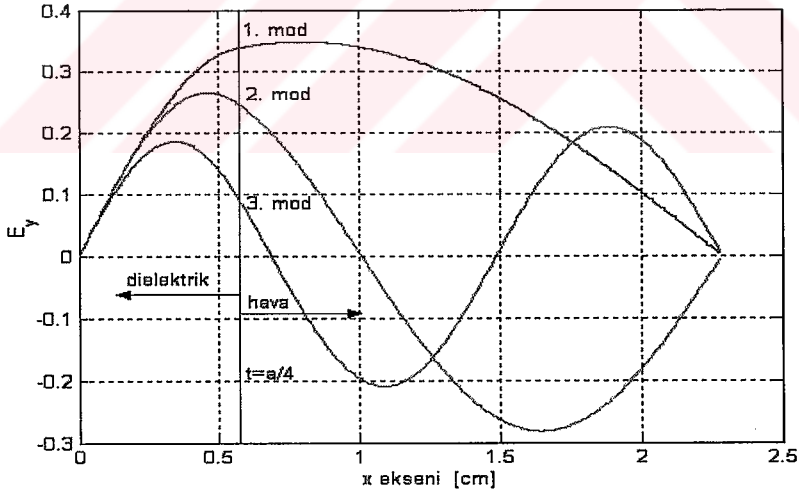
Şekil 2.4 $t=3a/4$ için mod indisinin 1. ve 2. modlara göre frekansla değişimi.



Şekil 2.5 $t=0.99a$ için mod indisinin ilk üç moda göre frekansla değişimi.

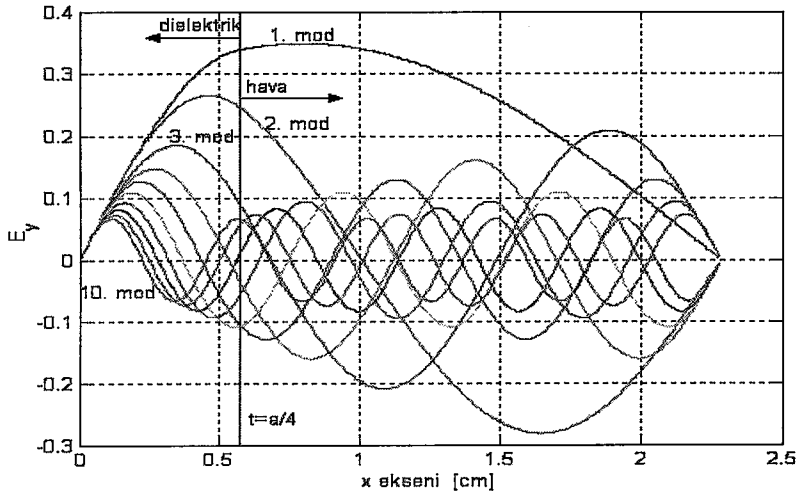
2.5.2 E_y Alan Bileşeninin Kesitte Değişimi

E_y 'nin kesitteki değişimi, farklı modlar için belirtilen parametre değerlerine göre (2.24) denkleminde sayısal olarak hesaplanarak şekil 2.6, şekil 2.7, şekil 2.8 ve şekil 2.9'da grafiklerle gösterilmiştir.

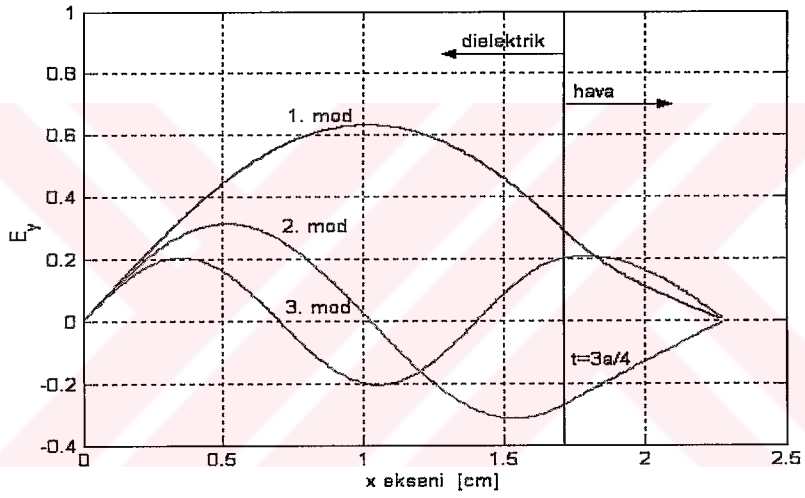


Şekil 2.6 $t=a/4$ ve $f=9$ GHz için E_y 'nin ilk 3 mod için değişimi.

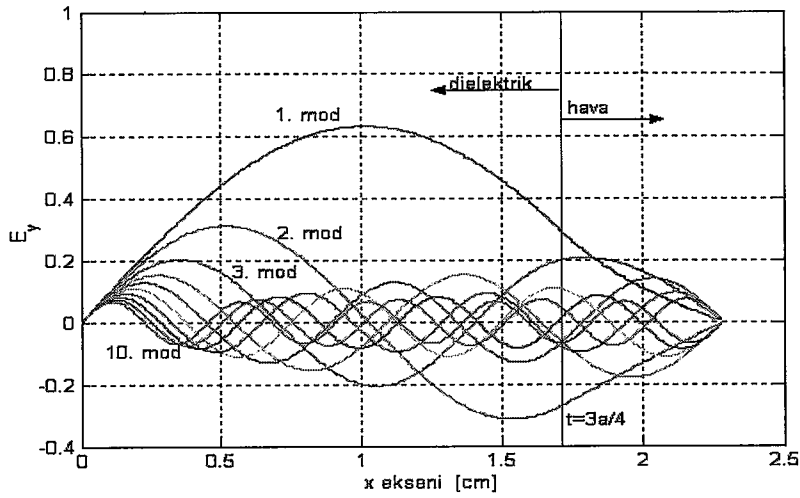
Şekil 2.6'da yalnızca 1. mod iletimdedir (bakınız şekil 2.2). Bu moda ilişkin alan dağılımında borunun kesitinin kısmen dolu olması sonucu oluşan asimetri açıkça görülmektedir. Kesimde olan 2. ve 3. modlarda ise alanın asimetrik değişimi daha az belirgindir. Üst modlara doğru gidildikçe çözümün giderek periyodik yapıda olması gereken boş boru çözümüne yaklaştığı şekil 2.7'den görülmektedir.



Şekil 2.7 $t=a/4$ ve $f=9$ GHz için E_y 'nin ilk 10 mod için değişimi.



Şekil 2.8 $t=3a/4$ ve $f=12$ GHz için E_y 'nin ilk 3 mod için değişimi.



Şekil 2.9 $t=3a/4$ ve $f=12$ GHz için E_y 'nin ilk 10 mod için değişimi.

Şekil 2.8’de ve şekil 2.9’da verilen durumda 2. mod iletimdedir (bakınız şekil 2.4). Bu modların yüzey modu karakteristiği gösterdiği yani dielektrik içinde salınımlı olduğu dielektrik dışında ise üstel karakterde sönüm gösterdiği görülmektedir. Kesimde olan üst modların daha önce belirtildiği gibi periyodik yapıda oldukları şekil 2.9’dan görülmektedir.

2.5.3 Diklik ve Normalizasyon Koşullarının Sayısal Olarak İrdelenmesi

Kullanılan algoritmanın doğrulanması ve kök bulma alt programında seçilen köklerin duyarlılığı ve makine nedeniyle oluşan hesaplama hatalarının mertebelerinin belirlenmesi amacıyla bu bölümde diklik ve normalizasyon bağıntılarının ne ölçüde sağlandığı kontrol edilecektir. Daha önce belirtildiği gibi diklik ve normalizasyon bağıntıları matematiksel olarak aşağıdaki şekildedir.

$$\langle E_m, E_n \rangle = \int_{x=0}^a \int_{y=0}^b E_m E_n dx dy = \begin{cases} 0 & m \neq n \\ 1 & m = n \end{cases} \quad (2.33)$$

(2.33) denkleminde $m=1$ alınarak $n=1,2,...,10$ değerleri için yapılan iç çarpım sonuçları tablo 2.1’de verilmiştir.

Tablo 2.1 $t=a/4$ ve $f=9$ GHz için $\langle E_1, E_n \rangle$ ve $\langle E_n, E_n \rangle$ iç çarpımları.

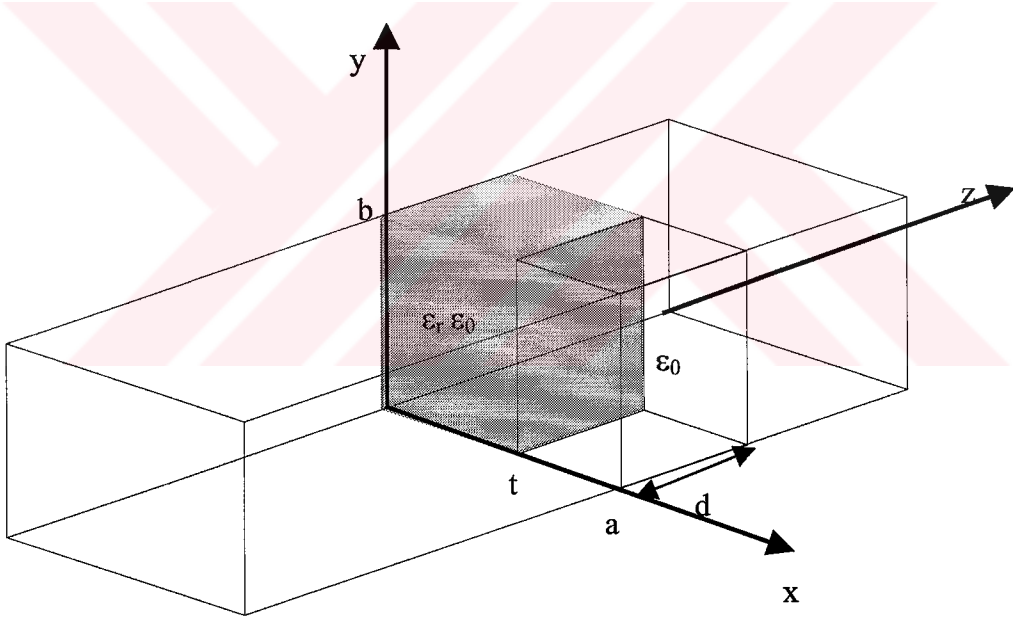
Mod Sayısı	$\langle E_1, E_n \rangle$	$\langle E_n, E_n \rangle$
$n = 1$	1	1
$n = 2$	-0.000036	1
$n = 3$	0.000087	1
$n = 4$	-0.00027	1
$n = 5$	-0.000017	1
$n = 6$	-0.000036	1
$n = 7$	-0.000055	1
$n = 8$	0.00012	1
$n = 9$	0.0000074	1
$n = 10$	0.000010	1

Tablo 2.1’de verilen sayısal değerler hesaplamada kullanılan parametrelerle yapılan hatanın yeterince küçük olduğunu göstermektedir.

3. BELİRLİ BİR KALINLIKTAKİ KİSMEN DİELEKTRİK YÜKLÜ DİKDÖRTGEN DALGA KILAVUZUNUN S PARAMETRELERİNİN ELDE EDİLMESİ

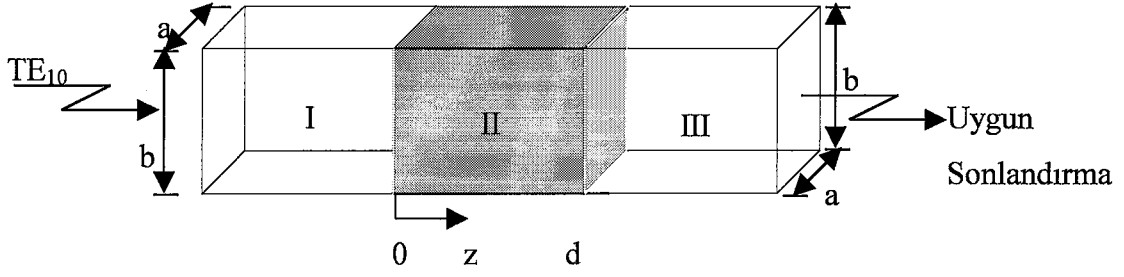
Bu bölümde, dikdörtgen dalga kılavuzunun $0 \leq z \leq d$ aralığında, x-y düzleminde $0 \leq x \leq t$ aralığında dielektrik yüklü olduğu, diğer tüm kısımlarda ise hava ile dolu olduğu durum ele alınarak S parametreleri elde edildi. Problemin geometrisi şekil 3.1’de gösterilmiştir.

3.1 Problemin Formülasyonu



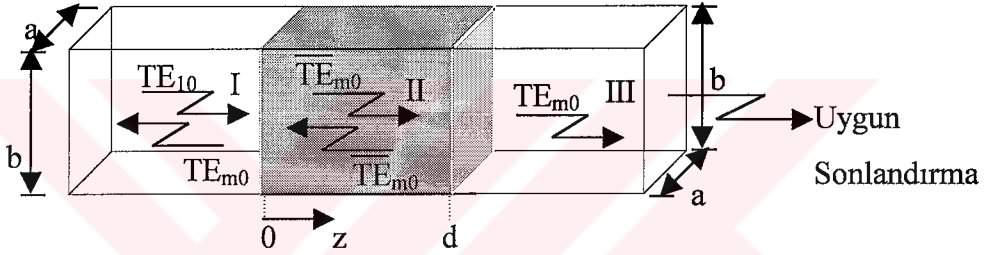
Şekil 3.1 d kalınlıklı kısmen yüklü dikdörtgen dalga kılavuzunun geometrisi.

Şekil 3.1’de dalga kılavuzunun soldan TE_{10} modu ile uyarıldığı ve sağdan uygun empedansla sonlandırıldığı varsayılmaktadır. Bu durum şekil 3.2’de gösterilmiştir.



Şekil 3.2 TE_{10} modu geldiğinde dielektrik yüklü dalga kılavuzu filtresi.

Şekil 3.2’de I ve III bölgeleri hava ile dolu, II bölgesi ise kısmen dielektrik yüklüdür. I bölgesine gelen TE_{10} modu I-II sınır yüzeyine çarptığında süreksizlik nedeniyle yüksek dereceli modların oluşmasına neden olacaktır. I, II ve III bölgelerinde oluşacak modlar şekil 3.3’de gösterilmiştir.



Şekil 3.3 Ardışık süreksizlikli yapıda her bir bölgedeki modlar.

Yüksek dereceli modların oluşması nedeniyle I bölgesinde, yansıyan TE_{m0} modları oluşur. II bölgesi kısmen dielektrik yüklü olduğu için bu bölgedeki TE modlarının alan çözümleri farklıdır. Bu nedenle bu bölgedeki çözümler için $\overline{TE}$ gösterimi kullanılacaktır. II bölgesinde, iletilen $\overline{TE}_{m0}$ ve II-III sınır yüzeyinden yansıyan $\overline{TE}_{m0}$ modları vardır. III bölgesi ise hava ile dolu olduğu ve uygun empedansla sonlandırıldığı için sadece TE_{m0} modları vardır.

Birim genlikte TE_{10} modunun soldan geldiğini ve filtrenin sağ taraftan uygun empedansla sonlandırıldığını varsayalım. Bu durumda I, II ve III bölgelerindeki alanlar bu bölgeler içindeki modal bileşenler cinsinden bir açılımla ifade edilebilir [6].

I.Bölgede:

$$E_{y1} = f_1 e^{-j\beta z} + R f_1 e^{j\beta z} + \sum_{m=2}^{\infty} E_m^- f_m e^{\alpha_m z} \quad (3.1)$$

$$H_{x1} = f_1 Y_1 e^{-j\beta z} - R Y_1 f_1 e^{j\beta z} - \sum_{m=2}^{\infty} E_m^- f_m Y_m e^{\alpha_m z} \quad (3.2)$$

II.Bölgede:

$$E_{y2} = \sum_{m=1}^{\infty} \bar{E}_m^+ \bar{f}_m e^{-\bar{\alpha}_m z} + \sum_{m=1}^{\infty} \bar{E}_m^- \bar{f}_m e^{\bar{\alpha}_m z} \quad (3.3)$$

$$H_{x2} = \sum_{m=1}^{\infty} \bar{E}_m^+ \bar{f}_m \bar{Y}_m e^{-\bar{\alpha}_m z} - \sum_{m=1}^{\infty} \bar{E}_m^- \bar{f}_m \bar{Y}_m e^{\bar{\alpha}_m z} \quad (3.4)$$

III.Bölgede

$$E_{y3} = E_1^+ f_1 e^{-j\beta(z-d)} + \sum_{m=2}^{\infty} E_m^+ f_m e^{-\alpha_m(z-d)} \quad (3.5)$$

$$H_{x3} = E_1^+ Y_1 f_1 e^{-j\beta(z-d)} + \sum_{m=2}^{\infty} E_m^+ f_m Y_m e^{-\alpha_m(z-d)} \quad (3.6)$$

Burada R , E_m^- , $\bar{E}_m^\pm$ ve E_m^+ açılım katsayılarını, f I ve III bölgelerindeki alan bileşenini, $\bar{f}$ ise II bölgesindeki alan bileşenini, m ilgilenilen modu, α zayıflama sabitini, Y dalga admitansını göstermektedir. β , α ve Y aşağıdaki gibi tanımlanır.

$$\beta = \sqrt{k_0^2 - \left(\frac{\pi}{a}\right)^2} \quad (3.7)$$

$$Y_1 = \frac{\beta}{\omega \mu_0} \quad (3.8)$$

$$\alpha_m = \sqrt{\left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 - k_0^2} \quad m > 1 \quad (3.9)$$

$$Y_m = -j \frac{\alpha_m}{\omega \mu_0} \quad m > 1 \quad (3.10)$$

$z = 0$ ve $z = d$ 'de E_y , H_x 'in sürekliliği kullanıldığında ve $E_1^- = 1 + R$ olarak tanımlandığında

$$z = 0 \text{ için } E_{y1} = E_{y2}, \quad \sum_{m=1}^{\infty} E_m^- f_m = \sum_{m=1}^{\infty} (\bar{E}_m^+ + \bar{E}_m^-) \bar{f}_m = E_{a1} \quad (3.11)$$

$$z = 0 \text{ için } H_{x1} = H_{x2}, \quad 2f_1 Y_1 = \sum_{m=1}^{\infty} E_m^- f_m Y_m + \sum_{m=1}^{\infty} (\bar{E}_m^+ - \bar{E}_m^-) \bar{Y}_m \bar{f}_m = H_{a1} \quad (3.12)$$

$$z = d \text{ için } E_{y2} = E_{y3}, \quad \sum_{m=1}^{\infty} (\bar{E}_m^+ e^{-\bar{\alpha}_m d} + \bar{E}_m^- e^{\bar{\alpha}_m d}) \bar{f}_m = \sum_{m=1}^{\infty} E_m^+ f_m = E_{a2} \quad (3.13)$$

$$z = d \text{ için } H_{x2} = H_{x3}, \quad \sum_{m=1}^{\infty} (\bar{E}_m^+ e^{-\bar{\alpha}_m d} - \bar{E}_m^- e^{\bar{\alpha}_m d}) \bar{Y}_m \bar{f}_m = \sum_{m=1}^{\infty} E_m^+ f_m Y_m = H_{a2} \quad (3.14)$$

elde edilir. Kesit üzerinde aşağıdaki gibi bir iç çarpım tanımlandığında

$$\langle f_1, f_2 \rangle = \int_S f_1 \cdot f_2 ds \quad (3.15)$$

ve (3.11) ve (3.13) denklemlerinin, f_m ve $\bar{f}_m$ ile iç çarpımları alındığında

$$E_m^- = \langle E_{a1}, f_m \rangle \quad (3.16)$$

$$\bar{E}_m^+ + \bar{E}_m^- = \langle E_{a1}, \bar{f}_m \rangle \quad (3.17)$$

$$E_m^+ = \langle E_{a2}, f_m \rangle \quad (3.18)$$

$$\bar{E}_m^+ e^{-\bar{\alpha}_m d} + \bar{E}_m^- e^{\bar{\alpha}_m d} = \langle E_{a2}, \bar{f}_m \rangle \quad (3.19)$$

elde edilir. $\bar{E}_m^{\pm}$ yukarıdaki denklemlerden çözülerek

$$\bar{E}_m^+ e^{-\bar{\alpha}_m d} = \frac{\langle \bar{f}_m, E_{a1} - E_{a2} e^{-\bar{\alpha}_m d} \rangle}{2 \sinh \bar{\alpha}_m d} \quad (3.20)$$

$$\bar{E}_m^- e^{\bar{\alpha}_m d} = \frac{\langle \bar{f}_m, E_{a2} e^{\bar{\alpha}_m d} - E_{a1} \rangle}{2 \sinh \bar{\alpha}_m d} \quad (3.21)$$

bulunur. E_m^+ , E_m^- , $\bar{E}_m^+$, $\bar{E}_m^-$ değerlerini magnetik alan bileşenlerinin açıklıklardaki denklemleri olan H_{a1} ve H_{a2} 'de yerine konulduğunda

$$2f_1 Y_1 = \sum_{m=1}^{\infty} f_m Y_m \langle E_{a1}, f_m \rangle + \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\bar{Y}_m \bar{f}_m}{2 \sinh \bar{\alpha}_m d} \times [\langle \bar{f}_m, E_{a1} e^{\bar{\alpha}_m d} - E_{a2} \rangle - \langle \bar{f}_m, E_{a2} - E_{a1} e^{-\bar{\alpha}_m d} \rangle] \quad (3.22)$$

$$2f_1 Y_1 = \sum_{m=1}^{\infty} f_m Y_m \langle E_{a1}, f_m \rangle + \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\bar{Y}_m \bar{f}_m}{\sinh \bar{\alpha}_m d} \times \langle \bar{f}_m, E_{a1} \cosh \bar{\alpha}_m d - E_{a2} \rangle \quad (3.23)$$

$$0 = \sum_{m=1}^{\infty} f_m Y_m \langle E_{a2}, f_m \rangle - \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\bar{Y}_m \bar{f}_m}{\sinh \bar{\alpha}_m d} \times \langle \bar{f}_m, E_{a1} - E_{a2} \cosh \bar{\alpha}_m d \rangle \quad (3.24)$$

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

$$E_{a1} \cong \sum_{t=1}^N C_t \bar{f}_t \quad (3.25)$$

$$E_{a2} \cong \sum_{t=1}^N D_t \bar{f}_t \quad (3.26)$$

denklemleriyle ifade edebiliriz. (3.25) ve (3.26) denklemleri (3.23) ve (3.24) denklemlerinde yerlerine yazıldıklarında

$$2f_1 Y_1 = \sum_{m=1}^P f_m Y_m \sum_{t=1}^N C_t \langle \bar{f}_t, f_m \rangle + \sum_{t=1}^N \frac{\bar{Y}_t \bar{f}_t}{\sinh \bar{\alpha}_t d} [C_t \cosh \bar{\alpha}_t d - D_t] \quad (3.27)$$

$$0 = \sum_{m=1}^P f_m Y_m \sum_{t=1}^N D_t \langle \bar{f}_t, f_m \rangle + \sum_{t=1}^N \frac{\bar{Y}_t \bar{f}_t}{\sinh \bar{\alpha}_t d} [D_t \cosh \bar{\alpha}_t d - C_t] \quad (3.28)$$

elde edilir. (3.27) ve (3.28) denklemlerinin her iki tarafının $\bar{f}_\gamma$ $\gamma = 1, 2, \dots$ ile iç çarpımı alındığında

$$2Y_1\langle f_1, \bar{f}_\gamma \rangle = \sum_{t=1}^N \left\{ \sum_{m=1}^P Y_m \langle f_m, \bar{f}_\gamma \rangle \langle f_m, \bar{f}_t \rangle + \bar{Y}_t \coth \bar{\alpha}_t d \delta_{\gamma,t} \right\} C_t - \sum_{t=1}^N \frac{\bar{Y}_t D_t \delta_{\gamma,t}}{\sinh \bar{\alpha}_t d} \quad (3.29)$$

$$0 = \sum_{t=1}^N \left\{ \sum_{m=1}^P Y_m \langle f_m, \bar{f}_\gamma \rangle \langle f_m, \bar{f}_t \rangle + \bar{Y}_t \coth \bar{\alpha}_t d \delta_{\gamma,t} \right\} D_t - \sum_{t=1}^N \frac{\bar{Y}_t C_t \delta_{\gamma,t}}{\sinh \bar{\alpha}_t d} \quad (3.30)$$

bulunur. Bu denklemler matrislerle ifade edildiğinde

$$[U] = [Q][C] - [S][D] \quad (3.31)$$

$$[0] = [Q][D] - [S][C] \quad (3.32)$$

elde edilir. Burada $[U]_{N \times 1}$, $[Q]_{N \times N}$ ve $[S]_{N \times N}$ boyutlu matrislerdir ve elemanları (3.29) bağıntısı ile belirlenir. $[C]$ ve $[D]$ ise (3.25) ve (3.26) ile belirlenecek açılım katsayılarına ilişkin $N \times 1$ boyutlu matrislerdir. Bu matrislerin elemanları

$$U_\gamma = 2Y_1 \langle f_1, \bar{f}_\gamma \rangle \quad (3.33)$$

$$Q_{\gamma,t} = \left[\sum_{m=1}^P Y_m \langle f_m, \bar{f}_\gamma \rangle \langle f_m, \bar{f}_t \rangle \right] + \bar{Y}_t \coth \bar{\alpha}_t d \delta_{\gamma,t} \quad (3.34)$$

$$S_{\gamma,t} = \frac{\bar{Y}_t \delta_{\gamma,t}}{\sinh \bar{\alpha}_t d} \quad (3.35)$$

ifadeleri ile tanımlanır. (3.32) denkleminde

$$[D] = [Q]^{-1} [S][C] \quad (3.36)$$

bulunarak (3.31) denkleminde yerine yazıldığında

$$[U] = \{[Q] - [S][Q]^{-1}[S]\}[C] \stackrel{\Delta}{=} [T][C] \quad (3.37)$$

elde edilir. (3.37) denkleminde sırasıyla

$$[C] = [T]^{-1}[U] \quad (3.38)$$

bulunur. $z = 0^-$ ve $z = d^+$ düzlemleriyle 2 kapının S matrisi elemanları

$$S_{11} = R = E_1^- - 1 = \langle E_{a1}, f_1 \rangle - 1 \cong \sum_{t=1}^N C_t \langle \bar{f}_t, f_1 \rangle - 1 \quad (3.39)$$

$$S_{21} = E_1^+ = \langle E_{a2}, f_1 \rangle \cong \sum_{t=1}^N D_t \langle \bar{f}_t, f_1 \rangle \quad (3.40)$$

bulunur [6]. Simetri nedeniyle

$$S_{11} = S_{22} \quad (3.41)$$

$$S_{21} = S_{12} \quad (3.42)$$

olur. S parametreleri yardımıyla araya girme kaybı I_L aşağıdaki bağıntı yardımıyla bulunur.

$$I_L = -20 \log_{10} |S_{21}| \quad (3.43)$$

Ayrıca,

$$|S_{11}|^2 + |S_{21}|^2 = 1 \quad (3.44)$$

kayıpsızlık koşulunda sağlanması gerekir. Bu koşul sayısal hesaplamaların doğruluğunun kontrolü için kullanılacaktır.

3.2 S Parametrelerinin Sayısal Olarak Çözülmesi

S parametrelerinin hesaplanmasında kullanılan iç çarpımlar analitik olarak hesaplanabilen integrallerdir. f boş dalga kılavuzundaki E_y elektrik alan bileşenini, $\bar{f}$ ise kesiti kısmen doldurulmuş dalga kılavuzundaki E_y elektrik alan bileşenini göstermektedir. f ve $\bar{f}$ fonksiyonlarındaki alt indisler ilgilenilen modu belirtir. f_1 ve $\bar{f}_t$ fonksiyonlarının iç çarpımları aşağıdaki gibi tanımlanır.

$$\langle f_1, \bar{f}_t \rangle = \int_S f_1 \cdot \bar{f}_t ds \quad (3.45)$$

Boş dalga kılavuzunda normalize edilmiş E_y elektrik alan bileşeninin 1. mod için ifadesi olan f_1 fonksiyonu

$$f_1 = \sqrt{\frac{2}{ab}} \sin \frac{\pi}{a} x \quad (3.46)$$

olarak tanımlanır. O halde (3.45) iç çarpımının ifadesi

$$\langle f_1, \bar{f}_t \rangle = \sqrt{\frac{2}{ab}} A_1 b \left[\int_{x=0}^t \sin \frac{\pi}{a} x \sin k_1 x dx + \frac{\sin k_1 t}{\sin k_2 (a-t)} \int_{x=t}^a \sin \frac{\pi}{a} x \sin k_2 (a-x) dx \right] \quad (3.47)$$

$$\langle f_1, \bar{f}_t \rangle = \sqrt{\frac{2}{ab}} A_1 b \left[I_4 + \frac{\sin k_1 t}{\sin k_2 (a-t)} I_5 \right] \quad (3.48)$$

biçiminde tanımlanır. (3.48) denklemindeki I_4 ve I_5 integralleri ayrı ayrı hesaplanabilir.

$$I_4 = \int_{x=0}^t \sin \frac{\pi}{a} x \sin k_1 x dx \quad (3.49)$$

I_4 integralindeki sinüs çarpımlarını aşağıdaki bağıntı [7] yardımıyla açarak

$$\sin \alpha . \sin \beta = -\frac{1}{2} [\cos (\alpha + \beta) - \cos (\alpha - \beta)]$$

$$\sin \frac{\pi}{a} x \sin k_1 x = -\frac{1}{2} \left[\cos \left(\frac{\pi}{a} + k_1 \right) x - \cos \left(\frac{\pi}{a} - k_1 \right) x \right]$$

bulunur. Bu açılım (3.49) denkleminde yerine yazıldığında

$$\begin{aligned} I_4 &= \int_{x=0}^t \sin \frac{\pi}{a} x \sin k_1 x dx = -\frac{1}{2} \int_{x=0}^t \left[\cos \left(\frac{\pi}{a} + k_1 \right) x - \cos \left(\frac{\pi}{a} - k_1 \right) x \right] dx \\ &= -\frac{a}{2} \left[\frac{\pi \left[\sin \left(\frac{\pi}{a} + k_1 \right) t - \sin \left(\frac{\pi}{a} - k_1 \right) t \right] - k_1 a \left[\sin \left(\frac{\pi}{a} + k_1 \right) t + \sin \left(\frac{\pi}{a} - k_1 \right) t \right]}{(\pi + k_1 a)(\pi - k_1 a)} \right] \end{aligned}$$

elde edilir. Denklemi daha basit hale dönüştürmek için aşağıdaki trigonometrik açılımlar kullanılarak [7]

$$\sin \alpha . \cos \beta = \frac{1}{2} [\sin (\alpha + \beta) + \sin (\alpha - \beta)]$$

$$\sin \alpha - \sin \beta = 2 \sin \frac{\alpha - \beta}{2} \cos \frac{\alpha + \beta}{2}$$

$$\sin \left(\frac{\pi}{a} + k_1 \right) t - \sin \left(\frac{\pi}{a} - k_1 \right) t = 2 \sin k_1 t \cos \frac{\pi}{a} t$$

$$\sin \left(\frac{\pi}{a} + k_1 \right) t + \sin \left(\frac{\pi}{a} - k_1 \right) t = 2 \sin \frac{\pi}{a} t \cos k_1 t$$

$$I_4 = -a \left[\frac{-\pi \cos \frac{\pi}{a} t \sin k_1 t + k_1 a \sin \frac{\pi}{a} t \cos k_1 t}{(-\pi + k_1 a)(\pi + k_1 a)} \right] \quad (3.50)$$

bulunur. Benzer işlemler aşağıdaki I_5 için yapılarak

$$I_5 = \int_{x=t}^a \sin \frac{\pi}{a} x \sin k_2 (a-x) dx \quad (3.51)$$

$$I_5 = a \left[\frac{\left(-\pi \cos \frac{\pi}{a} t \sin k_2 t \cos k_2 a + \pi \cos \frac{\pi}{a} t \cos k_2 t \sin k_2 a + \right.}{(\pi + k_2 a)(-\pi + k_2 a)} \left. k_2 a \sin \frac{\pi}{a} t \cos k_2 t \cos k_2 a + k_2 a \sin \frac{\pi}{a} t \sin k_2 t \sin k_2 a \right) \right] \quad (3.52)$$

bulunur. Benzer şekilde

$$\langle f_n, \bar{f}_t \rangle = \int_s f_n \cdot \bar{f}_t ds \quad (3.53)$$

iç çarpımı hesaplandığında

$$\langle f_n, \bar{f}_t \rangle = \sqrt{\frac{2}{ab}} A_1 b \left[\int_{x=0}^t \sin \frac{n\pi}{a} x \sin k_1 x dx + \frac{\sin k_1 t}{\sin k_2 (a-t)} \int_{x=t}^a \sin \frac{n\pi}{a} x \sin k_2 (a-x) dx \right] \quad (3.54)$$

$$\langle f_n, \bar{f}_t \rangle = \sqrt{\frac{2}{ab}} A_1 b \left[I_6 + \frac{\sin k_1 t}{\sin k_2 (a-t)} I_7 \right] \quad (3.55)$$

olarak bulunur. (3.55) denklemindeki integraller analitik olarak hesaplanarak

$$I_6 = \int_{x=0}^t \sin \frac{n\pi}{a} x \sin k_1 x dx \quad (3.56)$$

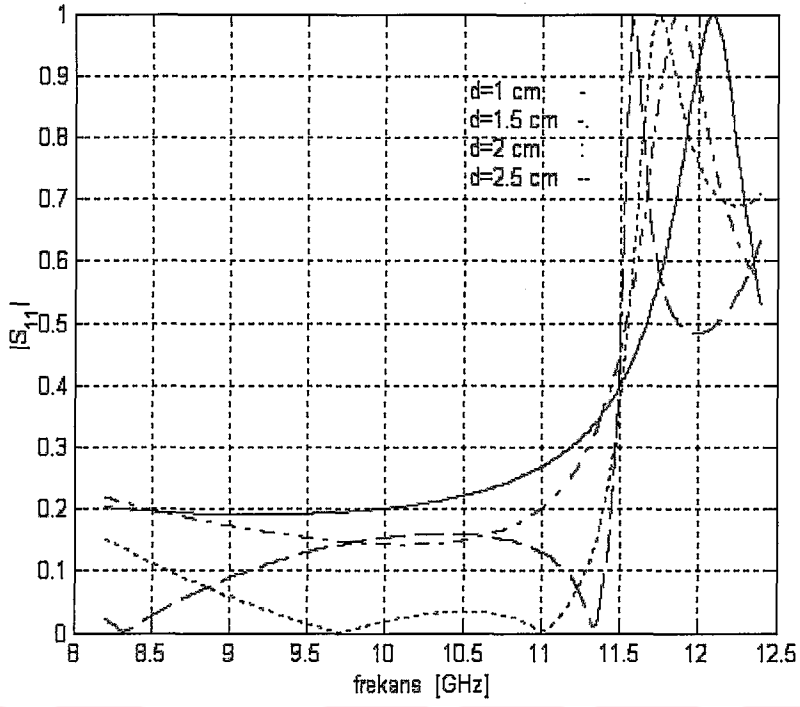
$$I_6 = -a \left[\frac{-n\pi \cos \frac{n\pi}{a} t \sin k_1 t + k_1 a \sin \frac{n\pi}{a} t \cos k_1 t}{(-n\pi + k_1 a)(n\pi + k_1 a)} \right] \quad (3.57)$$

$$I_7 = \int_{x=t}^a \sin \frac{n\pi}{a} x \sin k_2 (a-x) dx \quad (3.58)$$

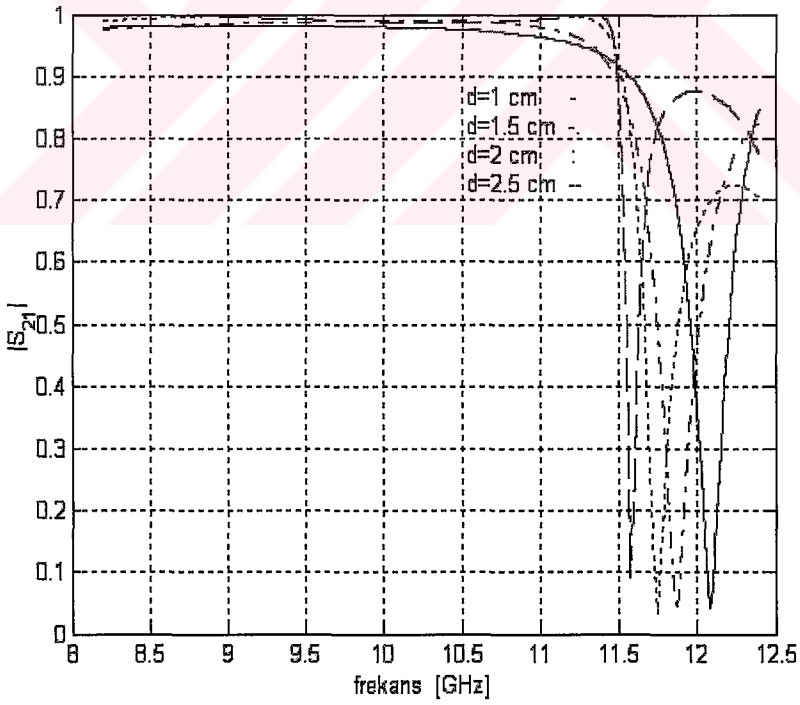
$$I_7 = a \left[\frac{\begin{pmatrix} k_2 a \sin n\pi + n\pi \cos \frac{n\pi}{a} t \sin k_2 t \cos k_2 a - n\pi \cos \frac{n\pi}{a} t \cos k_2 t \sin k_2 a \\ -k_2 a \sin \frac{n\pi}{a} t \cos k_2 t \cos k_2 a - k_2 a \sin \frac{n\pi}{a} t \sin k_2 t \sin k_2 a \end{pmatrix}}{(n\pi + k_2 a)(-n\pi + k_2 a)} \right] \quad (3.59)$$

bulunurlar.

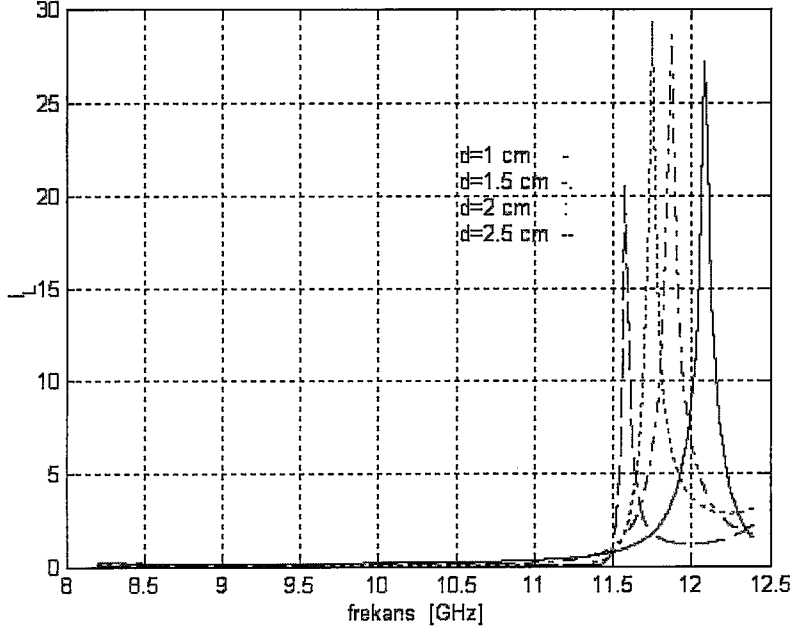
İç çarpımlar bu şekilde hesaplanarak U , Q ve S matrisleri belirlendikten sonra D ve C 'de tanımlı açılım katsayıları hesaplanarak (3.39) ve (3.40) yardımıyla S matrisinin elemanları bulunur. Tablo A.1 ve tablo A.2'de belirli parametre değerleri için mod sayısına göre $|S_{11}|$ ve $|S_{21}|$ 'in yakınsamaları ve kayıpsızlık koşulunun sağlanması verilmektedir. Bu tablolardan ilk 10 mod için yakınsamanın sağlandığı belirlenmektedir. Bu nedenle uygulanan modal açılım hesaplarında mod sayısı 10 alınacaktır. Bu hesaplar $t=a/4$, $t=a/2$, $t=3a/4$ ve $t=0.999a$ için dielektrik kalınlığının (d) çeşitli değerleri için 10 mod göz önüne alınarak yapılmış, belirlenen S parametrelerinin ve araya girme kaybının frekansla değişimleri grafikler halinde verilmiştir. Bütün sayısal hesaplamaların doğruluğunda gerek koşul olarak (3.44)'de verilen kayıpsızlık bağıntısının sağlandığı kontrol edilmiştir.



Şekil 3.4 $t=a/4$ için d 'nin farklı değerlerine karşılık $|S_{11}|$ 'in frekansla değişimi.



Şekil 3.5 $t=a/4$ için d 'nin farklı değerlerine karşılık $|S_{21}|$ 'in frekansla değişimi.



Şekil 3.6 $t=a/4$ için d 'nin farklı değerlerine karşılık I_L 'nin frekansla değişimi.

Şekil 3.4'de $f < 11$ GHz için yansımaların nispeten küçük değerlerde olduğu, $11 < f < 12.1$ GHz arasında yansımaların giderek arttığı, $f > 12.1$ GHz için ise azaldığı görülmektedir. 11 GHz'e kadar 2. mod kesimdedir (bakınız şekil 2.2). 2. mod iletme girdikten sonra $11.5 < f < 12.1$ GHz arasında 1. modun taşıdığı gücün önemli bir kısmı 2. moda kuple olmaktadır. Bu durumu anlayabilmek için C açılım katsayılarının irdelenmesi gerekir. Bu katsayılar $z=0$ açıklığındaki E_{a1} alanının ilgili mod ile iç çarpımları alınarak elde edilir.

$$C_N = \langle E_{a1}, \bar{f}_N \rangle \quad (3.60)$$

$z=0$ açıklığındaki E_{a1} alanı dielektrik yüklü bölgedeki modların süperpozisyonu olarak ifade edildiğinde

$$E_{a1} = C_1 \bar{f}_1 + C_2 \bar{f}_2 + \dots + C_N \bar{f}_N \quad (3.61)$$

bulunur. İletilen toplam güçle orantılı olan

$$P_T = \int_S |E_{a1}|^2 ds \quad (3.62)$$

hesaplandığında

$$P_T = |C_1|^2 \int_S \bar{f}_1^2 ds + |C_2|^2 \int_S \bar{f}_2^2 ds + + |C_N|^2 \int_S \bar{f}_N^2 ds \quad (3.63)$$

bulunur. Modlar kendi aralarında normalize olduklarından (3.63) indirgenerek

$$P_T = |C_1|^2 + |C_2|^2 + + |C_N|^2 \quad (3.64)$$

elde edilir. Bu durumda açıklıkta iletilen toplam güç C kuplaj katsayılarının modül karelerinin toplamı ile orantılı olacaktır.

C katsayıları $10.5 < f < 12.4$ GHz aralığında incelendiğinde, 11.5 GHz'den 12.1 GHz'e kadar C_1 'in azalmaya, C_2 'nin büyük oranda artmaya başladığı tespit edildi. 12.1 GHz'in üzerinde ise C_1 artmakta, C_2 yavaş bir şekilde azalmaktadır. İlgilenilen mod tarafından taşınan güç o moda ilişkin kuplaj katsayısı ile ilgili olduğundan ve $11.5 < f < 12.1$ GHz aralığında C_2 'nin C_1 'den önemli ölçüde büyük olması nedeniyle dielektrik yüklü bölgede gücün büyük kısmı 2. mod tarafından taşınmaktadır. 2. mod 11 GHz'e kadar kesimdedir. Bu durum 2. modun ilettime geçmesiyle 11 GHz'den itibaren 1. modun enerjisinin büyük kısmının 2. moda kuple olduğunu göstermektedir.

Ancak boş dalga kılavuzu kısmında sadece baskın mod iletimde olabileceğinden dolu bölgede 1. ve 2. mod tarafından taşınan gücün bir bölümü dışarı çıkmayarak yansımaktadır. Bu durum kuvantitatif olarak $z=d$ açıklığında D açılım katsayılarının değerleri yardımıyla belirlenebilir. Bu belirlemeler yapılmış ve dolu boruda iletilen 2. modun etkileşimi sonucu bir frekans bölgesinde (bu örnekte 12.1 GHz civarında) iletim katsayısı 0'a giderken yansıma katsayısı büyük değerde kalmaktadır. Bu nedenlerden dolayı $f=12.1$ GHz'de $|S_{11}|$ 'in maksimum olduğu, $|S_{21}|$ 'in minimum olduğu şekil 3.4 ve şekil 3.5'den görülmektedir.

Yalnızca iki modun göz önüne alındığı bir modal açılımla matematiksel olarak analiz yapıldığında $|S_{11}|$ ve $|S_{21}|$ 'i bulmak için

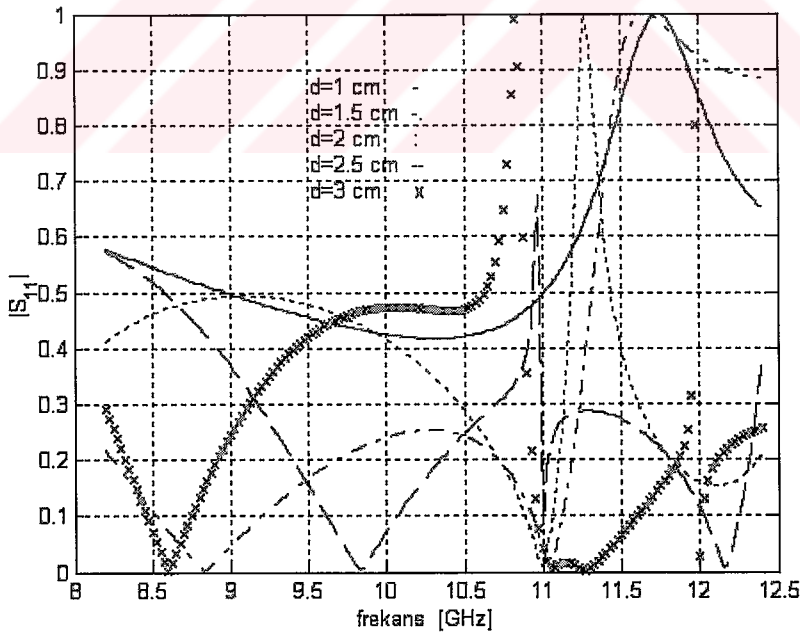
$$E_1^- = 1 + S_{11} \cong C_1 \langle f_1, \bar{f}_1 \rangle + C_2 \langle f_1, \bar{f}_2 \rangle \quad (3.65)$$

$$S_{21} \cong D_1 \langle f_1, \bar{f}_1 \rangle + D_2 \langle f_1, \bar{f}_2 \rangle \quad (3.66)$$

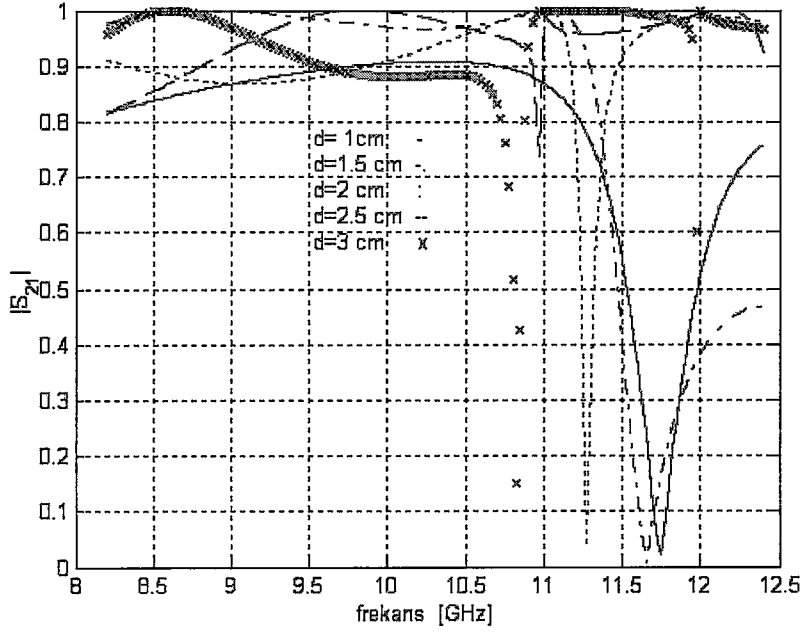
denklemleri tanımlanır. (3.65) ve (3.66) denklemlerinde bulunan katsayılar ve iç çarpımlar 12.1 GHz’de $t=a/4$ ve $d=1$ cm için hesaplandığında

$C_1=0.7632+j0.3558$, $C_2=-2.5795+j0.2358$, $D_1=-0.8987-j0.3359$, $D_2=-2.0714+j0.4473$
 $\langle f_1, \bar{f}_1 \rangle = 0.8891$, $\langle f_1, \bar{f}_2 \rangle = -0.4468$ olarak bulunur. Sayısal değerler (3.65) ve (3.66) denklemlerinde yerlerine yazıldıklarında $|S_{11}| = 0.857$, $|S_{21}| = 0.514$ değerleri elde edilir. Şekil 3.4 ve şekil 3.5, 10 modluk modal açılım yapılarak elde edildiğinden, bulunan $|S_{11}| = 0.857$, $|S_{21}| = 0.514$ grafik üzerindeki değerlerden farklıdır. Üst modların etkisi hesaba katıldığında yani mod sayısı 10’a çıkarıldığında şekiller üzerindeki sayısal değerler aynen elde edilir.

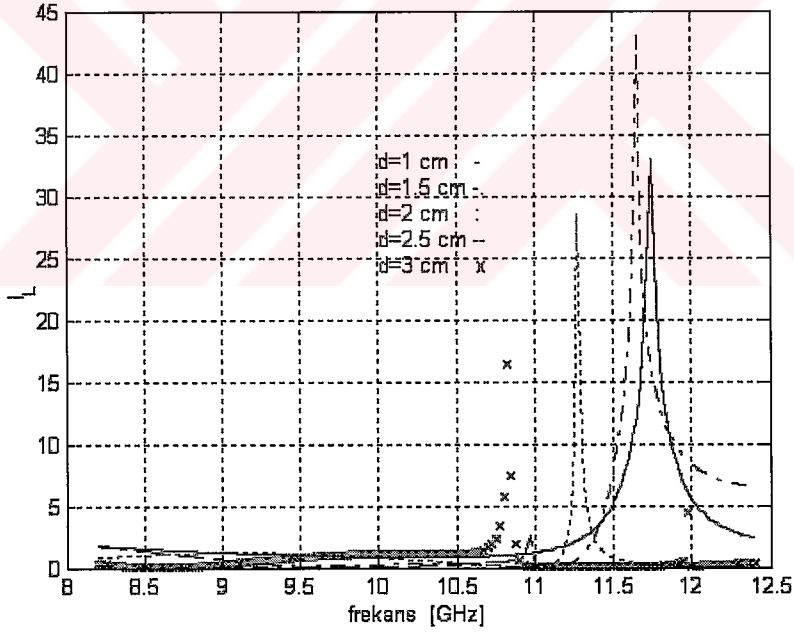
Diğer yandan şekil 3.4’de d kalınlığının arttıkça rezonansın sola doğru kaydığı görülmektedir. Kalınlık arttıkça üst modların etkisi sönümlü oldukları için azalır. Çıkıştaki işaretin içerisinde d yeterince büyükse dolu boruda iletilen sadece 1. ve 2. modlar olabilir. Ancak düşük değerde seçilen d kalınlıkları için üst modlar sönmedikleri için etkili olacaklardır. Ayrıca, şekil 3.6’dan araya girme kaybının 20 dB’nin üzerinde olduğu görülmektedir.



Şekil 3.7 $t=a/2$ için d 'nin farklı değerlerine karşılık $|S_{11}|$ 'in frekansla değişimi.



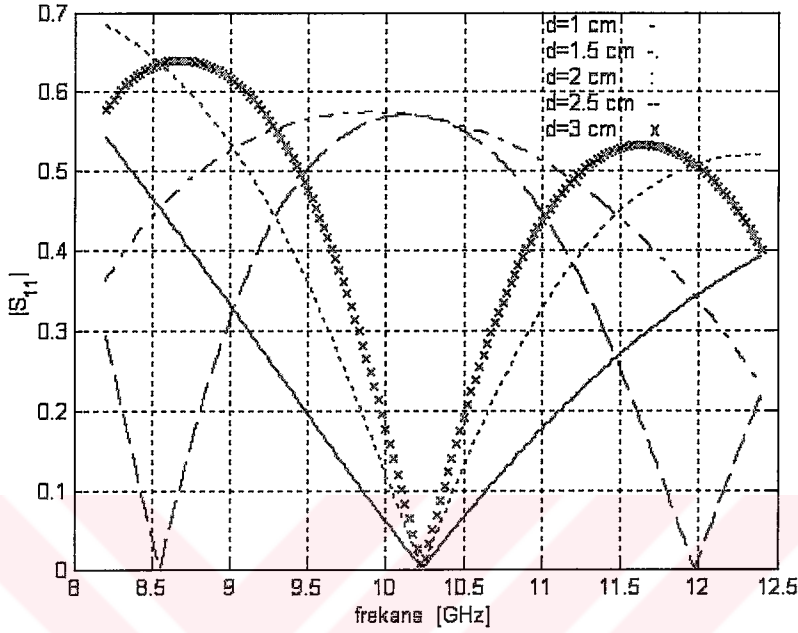
Şekil 3.8 $t=a/2$ için d 'nin farklı değerlerine karşılık $|S_{21}|$ 'in frekansla değişimi.



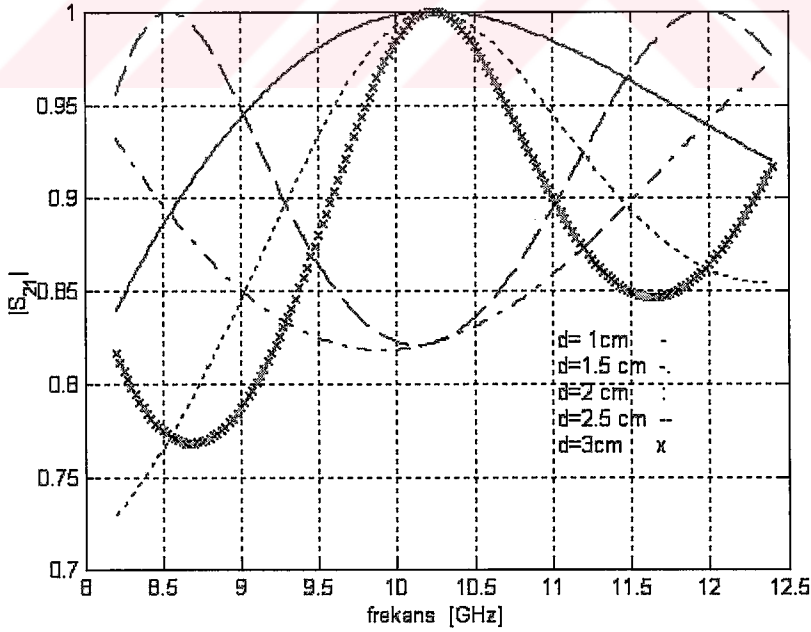
Şekil 3.9 $t=a/2$ için d 'nin farklı değerlerine karşılık I_L 'nin frekansla değişimi.

Dielektrik doluluk miktarı olan t 'nin $a/4$ değerinden $a/2$ değerine artmasıyla birlikte yansımaların arttığı şekil 3.7'den, band genişliğinin arttığı şekil 3.8'den anlaşılmaktadır. Kalınlık arttıkça araya girme kaybının yüksek olduğu frekans bandının daraldığı şekil 3.6 ve şekil 3.9'dan belirlenmektedir.

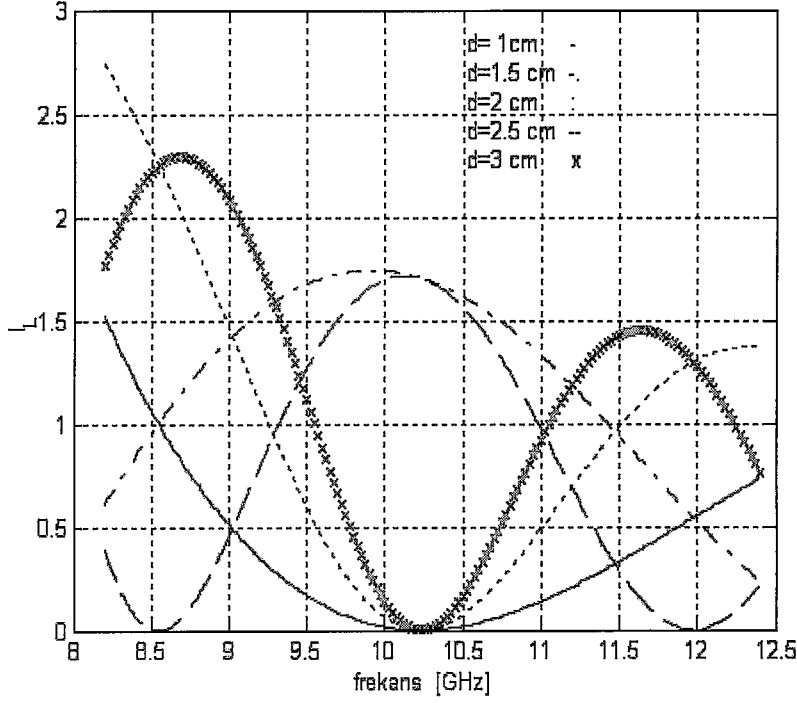
Dielektrik doluluk miktarı olan t 'nin 0.999a değeri için işlem yapıldığında, kesit dielektrikle doludur. Bu durum için $|S_{11}|$, $|S_{21}|$ ve I_L 'nin frekansla değişimi sırasıyla şekil 3.10, şekil 3.11 ve şekil 12'de grafiklerle verilmiştir.



Şekil 3.10 $t=0.999a$ için d 'nin farklı değerlerine karşılı $|S_{11}|$ 'in frekansla değişimi.



Şekil 3.11 $t=0.999a$ için d 'nin farklı değerlerine karşılık $|S_{21}|$ 'in frekansla değişimi.



Şekil 3.12 $t=0.999a$ için d 'nin farklı değerlerine karşılık I_L 'nin frekansla değişimi.

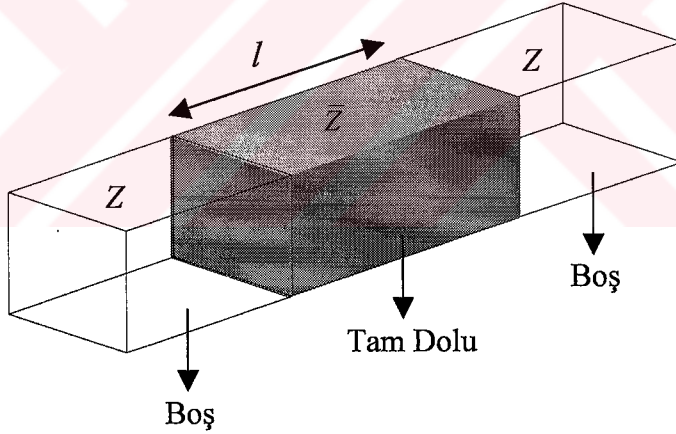
Şekil 3.10'da $|S_{11}|$ 'in $d=1$ cm, $d=2$ cm ve $d=3$ cm değerleri için 0 değerini aldığı, $d=1.5$ cm ve $d=3$ cm değerleri için maksimum değerini aldığı görülmektedir. Şekil 3.11'de $f=10.25$ GHz'de $|S_{21}|$ $d=1$ cm, $d=2$ cm ve $d=3$ cm değerleri için 1, $d=1.5$ cm ve $d=3$ cm değerleri için minumumdur. $|S_{21}|$ 'in 1 olduğu frekans değerindeki d değerleri için araya girme kaybının sıfır değerini aldığı, $|S_{21}|$ 'in 0 olduğu frekans değerindeki d değerleri için ise maksimum olduğu şekil 3.12'deki grafiklerden görülmektedir.

4. ALGORİTMANIN DOĞRULANMASI İÇİN DOLU BORUDA TEK MOD GÖZ ÖNÜNE ALINARAK KURULAN EŞDEĞER İLETİM HATTI MODELİ UYGULAMASI

Dikdörtgen dalga kılavuzu boş, kesitte tamamen dolu ve tekrar boş olarak şekil 4.1’de gösterilmiştir. Bu durumda f_i ve $\bar{f}_j$ modal fonksiyonları

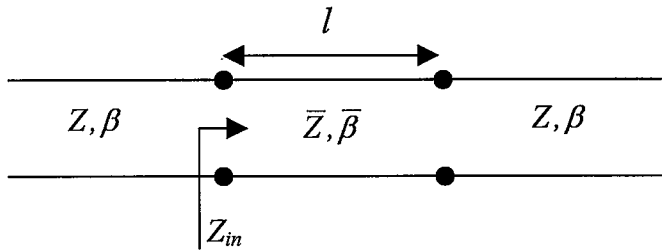
$$\langle f_i, \bar{f}_j \rangle = \delta_{i,j} = \begin{cases} 0 & i \neq j \\ 1 & i = j \end{cases} \quad (4.1)$$

diklik bağıntısını sağladıkları için dolu boru içinde yalnızca dominant mod uyarılacaktır. Bu nedenle problem tek mod için yapılacak bir transmiyon hattı eşdeğerliği yardımıyla çözülebilir.



Şekil 4.1 l uzunlukta, kesitte tamamen dielektrikle yüklü dikdörtgen dalga kılavuzu.

Dikdörtgen dalga kılavuzunun tek mod için eşdeğer iletim hattı modeli şekil 4.2’de gösterilmiştir.



Şekil 4.2 Dominant mod açısından eşdeğer iletim hattı.

Karakteristik empedansları Z , propagayon sabitleri β olan iki iletim hattı, karakteristik empedansı $\bar{Z}$ ve propagayon sabiti $\bar{\beta}$ olan l uzunluklu iletim hattı ile bağlanmıştır. Eşdeğer devre modelindeki β , $\bar{\beta}$, Z ve $\bar{Z}$ aşağıdaki gibi tanımlanır.

$$\beta = \sqrt{k_0^2 - \left(\frac{\pi}{a}\right)^2} \quad (4.2)$$

$$\bar{\beta} = \sqrt{k_0^2 \epsilon_r - \left(\frac{\pi}{a}\right)^2} \quad (4.3)$$

$$Z = \frac{\omega\mu}{\beta} \quad (4.4)$$

$$\bar{Z} = \frac{\omega\mu}{\bar{\beta}} \quad (4.5)$$

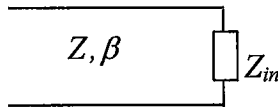
Şekil 4.2'den, $\bar{Z}$ karakteristik empedanslı hat parçasından görülen giriş empedansı

$$Z_{in} = \bar{Z} \frac{Z + j\bar{Z} \tan \bar{\beta}l}{\bar{Z} + jZ \tan \bar{\beta}l} \quad (4.6)$$

olarak tanımlanır [4]. (4.4) ve (4.5) denklemleri (4.6) denkleminde yerine konulduğunda

$$Z_{in} = \frac{\omega\mu}{\bar{\beta}} \times \frac{\bar{\beta} + j\beta \tan \bar{\beta}l}{\beta + j\bar{\beta} \tan \bar{\beta}l} \quad (4.7)$$

elde edilir. Bu durumda iletim hattı indirgenerek



Şekil 4.3 İndirgenmiş durumdaki iletim hattı.

şeklini alır. Bu durumda Γ yansıma katsayısı aşağıdaki gibi tanımlanır.

$$\Gamma = \frac{Z_{in} - Z}{Z_{in} + Z} \quad (4.8)$$

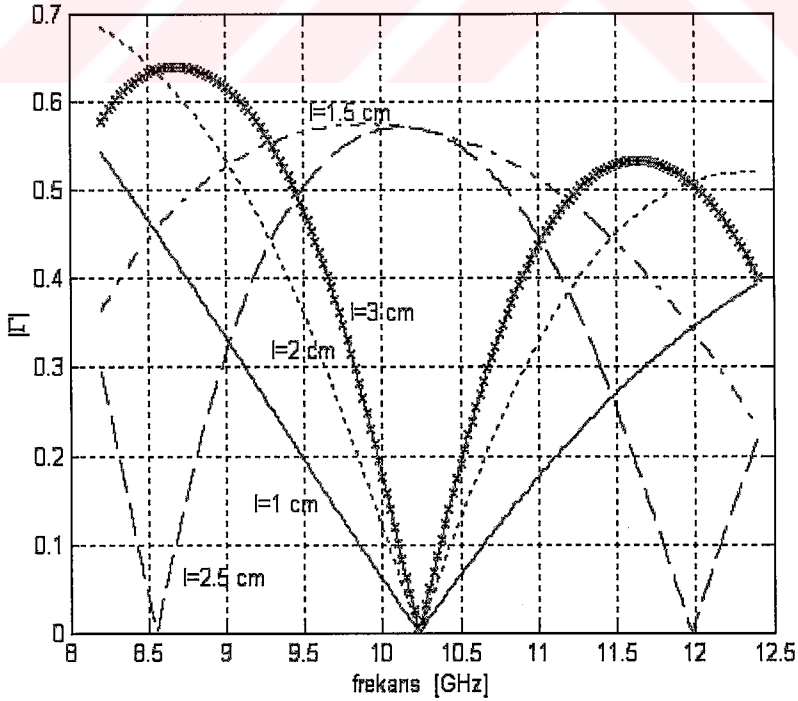
(4.7) denklemi (4.8)'de yerine konulduğunda

$$\Gamma = \frac{\beta \left[\frac{\bar{\beta} + j\beta \tan \bar{\beta}l}{\beta + j\bar{\beta} \tan \bar{\beta}l} \right] - \bar{\beta}}{\beta \left[\frac{\bar{\beta} + j\beta \tan \bar{\beta}l}{\beta + j\bar{\beta} \tan \bar{\beta}l} \right] + \bar{\beta}} \quad (4.9)$$

bulunur. Γ yansıma katsayısı frekansın fonksiyonudur. O halde belirli parametre değerleri için yansıma katsayısının frekansla değişimi elde edilebilir.

4.1 Eşdeğer İletim Hattı Modelinin Sayısal Olarak Uygulanması

(4.9) denklemi ile belirlenen $|\Gamma| = |S_{11}|$ 'in frekansla değişimi, $l=1$ cm, 1.5 cm, 2 cm, 2.5 cm ve 3 cm değerleri için WR90 standart X bandı borusunda ($a=2.286$ cm, $b=1.016$ cm) dielektrik sabiti $\epsilon_r = 2.56$ kabul edilerek yapıldı. Elde edilen sonuç şekil 4.4'de grafikler halinde gösterilmiştir.



Şekil 4.4 Eşdeğer iletim hattı modeliyle $|\Gamma| = |S_{11}|$ 'in frekansla değişimi.

İletim hattı modelinden beklenen tipik davranış $l = \frac{\lambda_g}{2}$ için $|\Gamma| = 0$ olmalıdır. Çünkü

$l = \frac{\lambda_g}{2}$ ise $\bar{\beta}l = \pi$ olur. Bu değer (4.6) denkleminde yerine konulduğunda $Z_{in} = Z$ olur. Bu durumda yansıma katsayısı sıfır bulunur. Şekil 4.4'de $f=10.25$ GHz'de $|\Gamma|$ 'nin sıfır olduğu görülmektedir. Kesiti tamamen dielektrikle dolu dikdörtgen dalga kılavuzunun içerisindeki dalga boyu λ_g olup aşağıdaki bağıntı yardımıyla hesaplanır [8, 9].

$$\lambda_g = \frac{c}{f\sqrt{\epsilon_r}} \sqrt{1 - \left(\frac{f_c}{f}\right)^2} \quad (4.10)$$

$\epsilon_r = 2.56$ olan dielektrikle dolu dikdörtgen dalga kılavuzunda baskın mod için kesim frekansı

$$f_c = \frac{c}{2a\sqrt{\epsilon_r}} \quad (4.11)$$

olarak tanımlanır. λ_g ve f_c sayısal olarak hesaplandığında

$$f_c = \frac{3 \times 10^8}{2 \times 2.286 \times 10^{-2} \times \sqrt{2.56}} = 4.1 \text{ GHz}$$

$$\lambda_g = \frac{3 \times 10^8}{10.25 \times 10^9 \sqrt{2.56}} \sqrt{1 - \left(\frac{4.1}{10.25}\right)^2} = 1.996 \text{ cm}$$

bulunur. $\lambda_g \cong 2 \text{ cm}$ 'dir. Beklenen şekilde $|\Gamma|$ 'nin $l = \frac{\lambda_g}{2}$ 'nin tam katları olan

değerlerde sıfır olduğu şekil 4.4'den görülmektedir. $l = \frac{\lambda_g}{4}$ için ise $Z_{in} = \frac{\bar{Z}^2}{Z}$ 'dir.

Bu durumda yansıma katsayısı

$$\Gamma = \frac{\frac{\bar{Z}^2}{Z} - Z}{\frac{\bar{Z}^2}{Z} + Z} \quad (4.12)$$

olarak tanımlanır. (4.4) ve (4.5) denklemleri (4.12) denkleminde yerine konulduğunda

$$\Gamma = \frac{\beta^2 - \bar{\beta}^2}{\beta^2 + \bar{\beta}^2} \quad (4.13)$$

bulunur. Ara işlemler aşağıdaki gibi yapılarak

$$k_0 = \frac{2\pi f}{c} = \frac{2\pi \times 10.25 \times 10^9}{300 \times 10^8} = 2.14 \text{ rad/cm}$$

$$\beta = \sqrt{k_0^2 - \left(\frac{\pi}{a}\right)^2} = \sqrt{2.14^2 - \left(\frac{\pi}{2.286}\right)^2} = 1.64$$

$$\bar{\beta} = \sqrt{k_0^2 \varepsilon_r - \left(\frac{\pi}{a}\right)^2} = \sqrt{2.14^2 \times 2.56 - \left(\frac{\pi}{2.286}\right)^2} = 3.14$$

$$\Gamma = \frac{1.64^2 - 3.14^2}{1.64^2 + 3.14^2} = -0.57$$

bulunur. Şekil 4.4'den $|\Gamma|$ 'nin $l = \frac{3\lambda_g}{4}, \frac{5\lambda_g}{4}$ değerleri için 0.57 değerini aldığı görülmektedir.

Şekil 4.4'de $|\Gamma| = |S_{11}|$ 'in değişimleri gösterilmektedir. Eşdeğer iletim hattı modelinin, özdeğer denkleminin sayısal olarak çözülerek beraberinde modal açılım tekniğinin uygulanması ile elde edilen sonuçlarla karşılaştırılması yapılan işlemlerin doğruluğunun kontrol edilmesi açısından büyük önem taşır. Bu nedenle $t=0.999a$ değeri için yapılan modal açılım tekniği, dalga kılavuzunun kesitte tamamen dolu olduğu durumdaki eşdeğer iletim hattı modeli ile uyum sağlamalıdır.

Devre modeli ile elde edilen şekil 4.4 ile özdeğer denkleminin sayısal olarak çözümlenerek beraberinde uygulanan modal açılım tekniği ile bulunan şekil 3.10 tamamen uyum sağlamaktadır. Karşılaştırma sonucunda iki farklı yöntemin aynı sonucu vermesi, özdeğer denkleminin çözümü sonucunda bulunan köklerin doğru olduğunu, normalizasyon işlemlerinin doğru yapıldığını ve modal açılım tekniği uygulanarak elde edilen S parametrelerinin doğru olarak hesaplandığını ortaya koymaktadır.



5. DENEYSEL ÖLÇÜM SONUCU ELDE EDİLEN YANSIMA VE İLETİM KATSAYILARININ TEORİK SONUÇLARLA KARŞILAŞTIRILMASI

Bu bölümde kesitte dielektrik genişliği $t=a/4$, z eksenindeki uzunluğu $d=1$ cm ve $d=1.996$ cm değerlerinde olan polipropilen madde için elde edilen deneysel ölçüm sonuçlarıyla teorik sonuçlar karşılaştırılmaktadır.

Polipropilen maddenin bağıl dielektrik sabiti $2.2 < \epsilon_r < 2.4$ aralığındadır [10]. İlk olarak kullanılacak olan polipropilen maddenin bağıl dielektrik sabitinin ölçümü gerçekleştirildi. Bağıl dielektrik sabitinin deneysel ölçümü yapıldıktan sonra problemin geometrisine uygun deney düzeneği kurularak farklı frekanslarda duran dalga oranı (DDO) ölçüldü. Ölçümü yapılan DDO değerlerinden yararlanarak yansımaya katsayıları bulundu. Kayıpsızlık koşulu kullanılarak ve yansımaya katsayılarından yararlanarak iletim katsayıları bulundu. Bu işlemler sonucunda deneysel olarak elde edilen yansımaya ve iletim katsayıları teorik sonuçlarla karşılaştırıldı.

5.1 Bağıl Dielektrik Sabitinin Ölçülmesi

Yapılan deneyde sonu kısa devre bir X-bandlı boru parçasında giriş yansımaya katsayısının, boru parçasını dolduran dielektrik malzemesine olan bağımlılığı kullanılarak ϵ_r belirlendi [11]. Bunun için deneyde, ϵ_r ile dolu boru parçasına özdeş giriş yansımaya katsayısı veren ancak içi boş boru parçasının boyu, belirlenmesi gereken temel parametre olmaktadır. Gerekli diğer parametreler ise işaretin boş boru parçasındaki dalga boyu ve dielektrik malzemenin boyudur.

5.1.1 Ölçmeye İlişkin Temel Bağlılıklar İle Deneyin Yapılışı

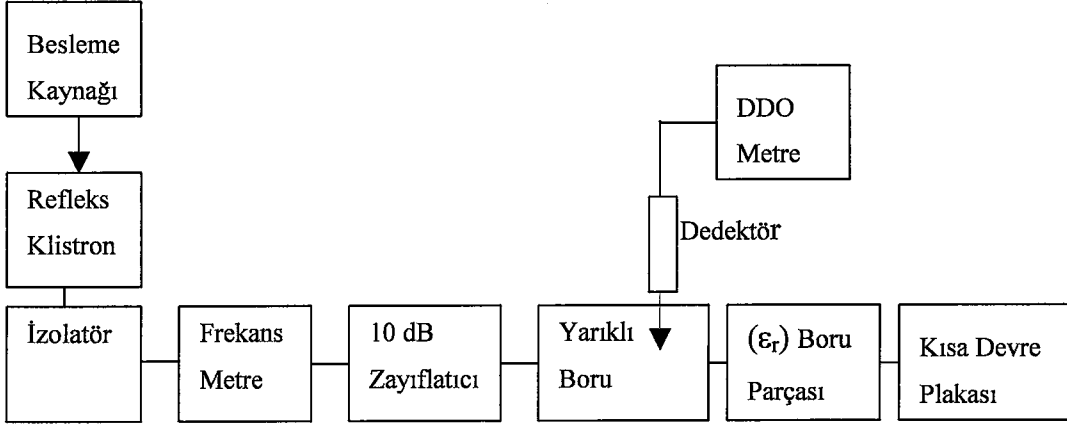
Deneyde, l_ϵ ölçümü yapılacak dielektrik malzemenin boyunu, $l_\epsilon + \Delta l$ ise l_ϵ ile verilen dielektrik malzeme dolu boruya özdeş boş borunun boyunu belirtmektedir. Δl minimum kaynağa doğru kayma miktarını belirtmektedir. $l_\epsilon + \Delta l$ boyu bir yarıklı

boru boyunca gerilim minumumlarında belirlenen kayma miktarlarından hesaplanmaktadır. Bağlı dielektrik sabiti aşağıdaki bağıntı ile tanımlanır [11].

$$\epsilon_r = \frac{\left(\frac{a}{l_\epsilon}\right)^2 \left(\frac{X_0}{\pi}\right)^2 + 1}{\left(\frac{2a}{\lambda_g}\right)^2 + 1} \quad (5.1)$$

Burada λ_g boş borudaki dalga boyunu, a X-bandlı borunun geniş kenarını belirtmektedir ve $a=22.86$ mm'dir. X_0 ise ϵ_r 'nin değerinin kabaca bilindiği aralıkta buna yakın ϵ_r değerini veren çözümdür.

Çalışma frekansı işaret kaynağından 11 GHz'e ayarlandı. Frekans metreden okunan değer ise 11.047 GHz'dir. Deney düzeneği şekil 5.1'de belirtildiği gibi kuruldu. Bu düzenekte $\epsilon_r = 1$ için dedektör yarıklı boru boyunca hareket ettirilerek DDO-metre'de sola doğru maksimum sapma veren konumlara yakın yerlerde aynı DDO değerlerini veren $(l_{min}')_1$, $(l_{min}'')_1$ ve $(l_{min}')_2$, $(l_{min}'')_2$ uzunlukları yarıklı boru taşıyıcısındandaki cetveldен okundu. $(l_{min}')_1 = 133.5$ mm, $(l_{min}'')_1 = 135.9$ mm, $(l_{min}')_2 = 116.5$ mm, $(l_{min}'')_2 = 119$ mm bulundu. $(l_{min}')_1$ uzunluğu, $(l_{min}')_1$ ve $(l_{min}'')_1$ 'in, $(l_{min}')_2$ uzunluğu $(l_{min}')_2$ ve $(l_{min}'')_2$ değerlerinin aritmetik ortalaması alınarak $(l_{min}')_1 = 134.70$ mm $(l_{min}')_2 = 117.75$ mm hesaplandı. Aynı işlem kesiti $l_\epsilon = 19.96$ mm boyundaki polipropilen madde ile tamamen dolu durum için yapıldığında $(l_{min}')_1 = 122.0$ mm, $(l_{min}'')_1 = 119.6$ mm, $(l_{min}')_2 = 105.1$ mm, $(l_{min}'')_2 = 102.7$ mm bulundu. Benzer şekilde bu değerleri kullanarak $(l_{min}')_1 = 120.80$ mm $(l_{min}')_2 = 103.90$ mm hesaplandı.



Şekil 5.1 X-bandlı standart dikdörtgen kesitli boruda kurulan ölçü düzeni.

Boş boruda $\lambda_g = 2(134.7 - 117.75) = 33.9$ mm bulunur. Polipropilen madde varken ölçülen dalga boyu $\lambda_g' = 2(120.8 - 103.9) = 33.8$ mm bulundu. Bu iki değer aritmetik ortalaması alınarak

$$\lambda_g = \frac{\lambda_g + \lambda_g'}{2} = 33.85 \text{ mm}$$

elde edildi. Minumumlardaki kayma miktarları

$$\Delta l_1 = 134.7 - 120.8 = 13.9 \text{ mm}$$

$$\Delta l_2 = 117.75 - 103.9 = 13.85 \text{ mm}$$

hesaplandı. Bu iki değer aritmetik ortalaması alınarak

$$\Delta l = \frac{\Delta l_1 + \Delta l_2}{2} = 13.875 \text{ mm}$$

bulundu. X_0 parametresinin çözümü için

$$f(x) = \tan X_0 - KX_0 = 0 \quad (5.2)$$

denkleminin çözülmesi gerekir. (5.2) denklemindeki K sabiti aşağıdaki gibi tanımlanır.

$$K = \frac{\operatorname{tg}\left(2\pi \frac{l_{\varepsilon} + \Delta l}{\lambda_g}\right)}{2\pi \left(\frac{l_{\varepsilon}}{\lambda_g}\right)} \quad (5.3)$$

K sabiti (5.3) denkleminde hesaplandığında $K = -0.0007515$ bulundu. (5.2) denkleminin çözümü için Newton yöntemi kullanıldı. Bu yöntemde

$$x^{(n+1)} = x^{(n)} - \frac{f(x^{(n)})}{f'(x^{(n)})} \quad (5.4)$$

olarak tanımlanır [12]. $f(x)$ fonksiyonunun türevi alındığında

$$f'(x) = \frac{1}{\cos^2 x} - K$$

bulunur. Başlangıç X_0 çözümü, kullanılan polipropilen maddenin için $2.2 < \varepsilon_r < 2.4$ aralığında olduğu bilindiğine göre $\varepsilon_r = 2.3$ kabul edilerek

$$2.3 = \frac{\left(\frac{22.86}{19.96}\right)^2 \left(\frac{X_0}{\pi}\right)^2 + 1}{\left(\frac{2 \times 22.86}{33.85}\right)^2 + 1}$$

$X_0 = 6.4306$ bulundu. $x^{(0)} = X_0 = 6.4306$ alınarak iterasyon yapıldığında

$$f(6.4306) = \operatorname{tg}(6.4306) + 0.0007515 \times 6.4306 = 0.1533$$

$$f'(6.4306) = \frac{1}{\cos^2(6.4306)} + 0.0007515 = 1.0228$$

$$x^{(1)} = x^{(0)} - \frac{f(x^{(0)})}{f'(x^{(0)})} = 6.4306 - \frac{0.1533}{1.0228} = 6.2807$$

bulunur. İkinci iterasyon $x^{(2)}$ için yapıldığında

$$f(6.2807) = \operatorname{tg}(6.2807) + 0.0007515 \times 6.2807 = 0.00223$$

$$f'(6.2807) = \frac{1}{\cos^2(6.2807)} + 0.0007515 = 1.0007576$$

$$x^{(2)} = x^{(1)} - \frac{f(x^{(1)})}{f'(x^{(1)})} = 6.2807 - \frac{0.00223}{1.0007576} = 6.27847$$

bulunur. Üçüncü iterasyon $x^{(3)}$ için yapıldığında

$$f(6.27847) = \text{tg}(6.27847) + 0.0007515 \times 6.27847 = 0.00000293$$

$$f'(6.27847) = \frac{1}{\cos^2(6.27847)} + 0.0007515 = 1.00077373$$

$$x^{(3)} = x^{(2)} - \frac{f(x^{(2)})}{f'(x^{(2)})} = 6.27847 - \frac{0.00000293}{1.00077373} = 6.278467$$

bulunur. $X_0 = x^{(3)} = 6.2784$ kabul edilerek

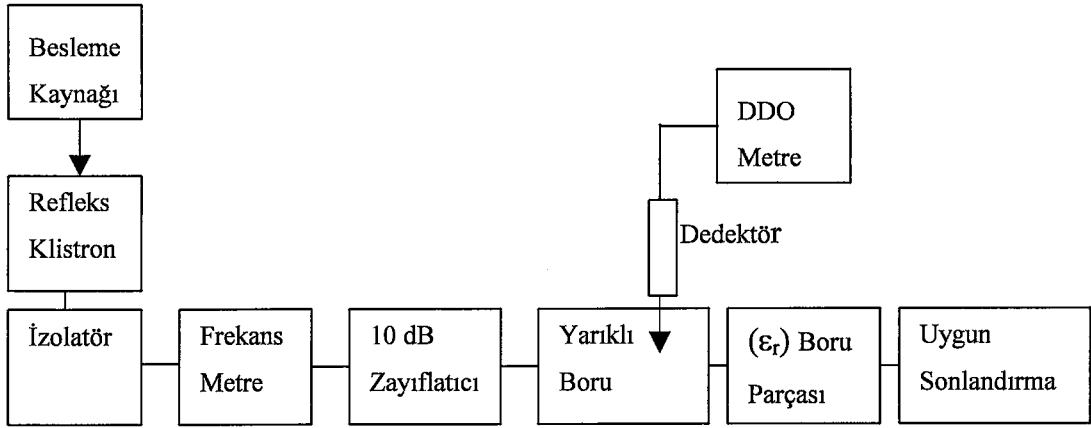
$$\varepsilon_r = \frac{\left(\frac{22.86}{19.96}\right)^2 \left(\frac{6.2784}{\pi}\right)^2 + 1}{\left(\frac{2 \times 22.86}{33.85}\right)^2 + 1} = 2.20$$

bulundu.

5.2 Yansıma Katsayısının Deneysel Olarak Bulunması

Şekil 5.2'deki deney ölçüm düzeni kuruldu. Bu ölçüm düzeniyle $t=a/4$ için $d=1$ cm ve $d=1.996$ cm değerlerinde farklı frekans değerleri için DDO değerleri ölçüldü. Ölçülen DDO değerleri tablo 5.1 ve tablo 5.2'de verilmektedir. Ölçülen DDO değerlerinden yansıma katsayısının modülü aşağıdaki bağıntı ile hesaplandı [4].

$$|\Gamma| = \frac{\text{DDO} - 1}{\text{DDO} + 1} \quad (5.5)$$



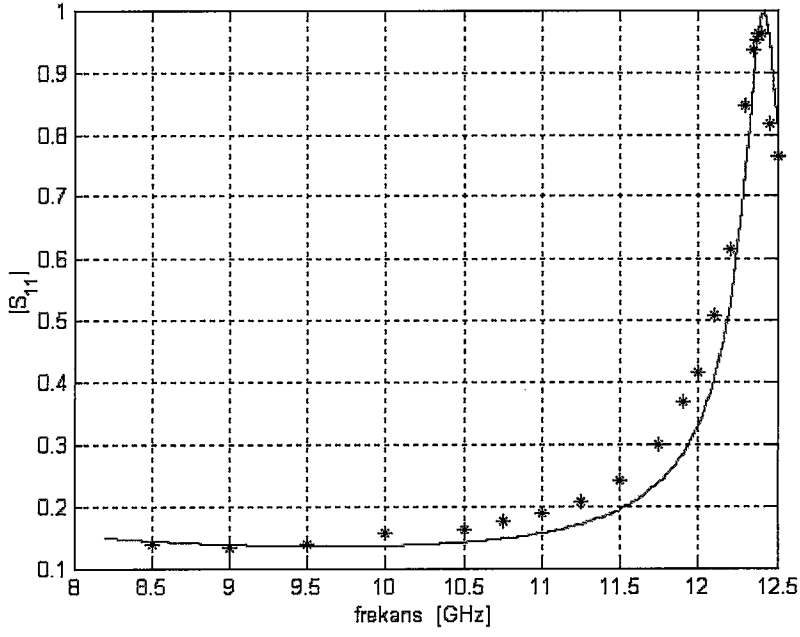
Şekil 5.2 Yansıma katsayısının ölçümü için X-bandlı standart dikdörtgen kesitli boruda kurulan ölçü düzeni.

Kayıpsızlık koşulu kullanılarak ve yansıma katsayılarından yararlanarak iletim katsayıları

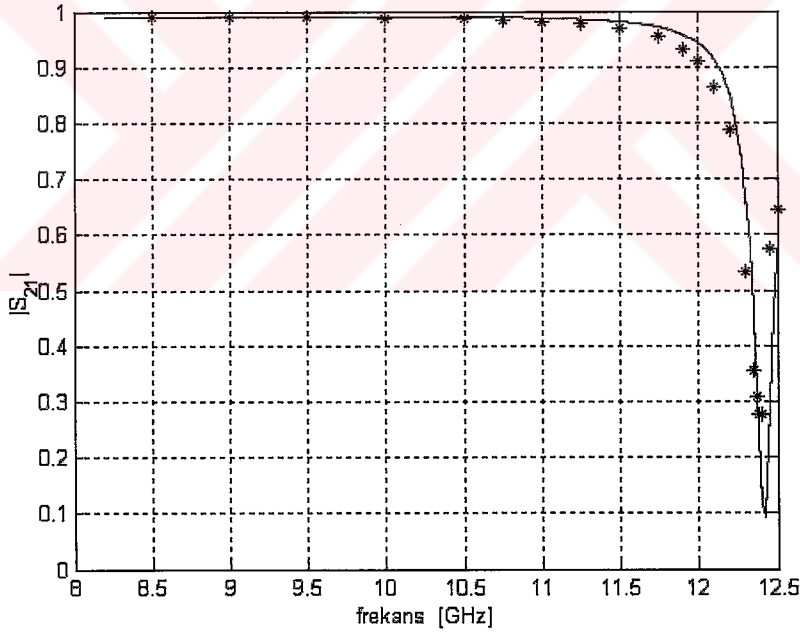
$$|S_{21}| = \sqrt{1 - |S_{11}|^2} \quad (5.6)$$

bağıntısı ile bulundu. Farklı frekans değerlerinde ölçülen DDO değerlerinden (5.5) ve (5.6) denklemleri kullanılarak hesaplananan $|S_{11}|$ ve $|S_{21}|$ değerleri tablo B.1 ve tablo B.2’de verilmiştir.

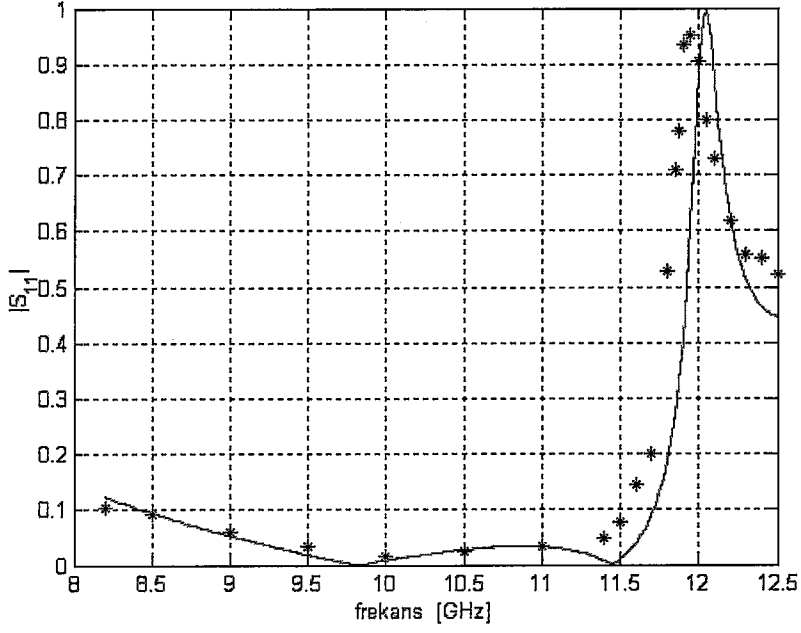
Deneysel ölçüm sonucu bulunan $\epsilon_r=2.2$, $t=a/4$ için $d=1\text{cm}$, $d=1.996\text{ cm}$ değerlerinde $|S_{11}|$ ve $|S_{21}|$ ’in frekansla değişimi ile ayırık frekans değerlerinde yapılan ölçüm sonuçları şekil 5.3, şekil 5.4, şekil 5.5 ve şekil 5.6’da grafiklerle gösterilmiştir. Bu grafiklerde düz çizgi teorik $|S_{11}|$ ve $|S_{21}|$ ’i, * simgesi deneysel olarak ölçülen $|S_{11}|$ ’i ve deneysel ölçüm sonucunda kayıpsızlık koşulu yardımıyla hesaplanan $|S_{21}|$ ’i belirtmektedir.



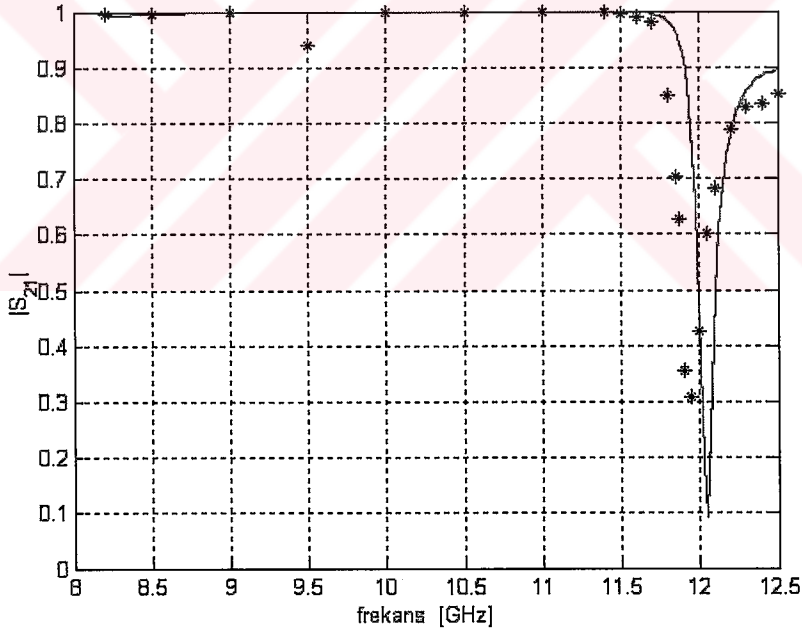
Şekil 5.3 $t=a/4$ ve $d=1$ cm için $|S_{11}|$ 'in deneysel ölçüm ve teorik sonuçları.



Şekil 5.4 $t=a/4$ ve $d=1$ cm için $|S_{21}|$ 'in deneysel ölçüm ve teorik sonuçları.



Şekil 5.5 $t=a/4$ ve $d=1.996$ cm için $|S_{11}|$ 'in deneysel ölçüm ve teorik sonuçları.



Şekil 5.6 $t=a/4$ ve $d=1.996$ cm için $|S_{21}|$ 'in deneysel ölçüm ve teorik sonuçları.

Şekil 5.3, şekil 5.4, şekil 5.5 ve şekil 5.6'daki grafiklerden deneysel sonuçların teorik sonuçlarla önemli derecede tutarlı olduğu görülmektedir. Aynı zamanda deneysel ölçüm sırasında seçilen ayırık frekans değerleri yapının karakteristiğini yansıtmaktadır.

6. SONUÇLAR

Bu çalışmada, inhomojen olarak dielektrik yüklü dikdörtgen dalga kılavuzunda dielektrik yük miktarının kesitte ve ekseninde değişmesi durumunda TE_{m0} tipi elektromagnetik dalganın propagasyon özellikleri incelendi. Bu amaçla, ilk olarak standart X-bandlı dikdörtgen dalga kılavuzunda farklı dielektrik yük miktarları için özdeğer denkleminin sayısal olarak çözümü gerçekleştirilerek propagasyon sabiti ve her bir bölgedeki kesim dalga sayıları bulunarak, propagasyon sabitinin tüm X-bandındaki değişimi ile normalize elektrik alanın kesitteki değişimleri elde edildi. Daha sonra problem geometrisi z ekseninde sınırlı hale getirilerek, çeşitli parametre değerleri için modal açılım tekniği uygulandığında elde edilen sonuçlar:

- Kesiti kısmen dielektrik yüklü dikdörtgen dalga kılavuzunda işaret frekansı artınca 1. modun taşıdığı gücün önemli bir kısmının 2. moda kuple olabileceği belirlendi. Boş dalga kılavuzunda ise sadece baskın mod iletimdedir. Bu durumda dielektrik yüklü bölgenin herhangi bir kesitindeki alan dağılımı bu iki modun girişimi ile oluşan, değişken bir karakter göstereceğinden bazı frekanslarda giriş ve çıkış (şekil 3.2’de $z=0$ ve $z=d$ düzlemleri) jonksiyonlarındaki alan dağılımının boş borunun dominant moduna maksimum (veya minimum) düzeyde kuple olabileceği açıktır. Bu belirlemelere uygun olarak, dolu boruda iletilen 2. modun etkileşimi sonucu bir frekans bölgesinde iletim katsayısı 0’a giderken yansıma katsayısının büyük değerde kaldığı bulundu. Dielektrik yük miktarı kesitte ve ekseninde değiştirilerek yansıma ve iletim katsayıları incelendiğinde yapının çentik filtre karakteristiği gösterdiği bulundu.
- z ekseni boyunca dielektrik kalınlığının $d=1\text{cm}$, 1.5cm , 2cm , 2.5cm , 3cm şeklinde artmasıyla iletim katsayısı band genişliğinin küçüldüğü, maksimum yansımanın olduğu frekanslarının düşük frekanslar tarafına kaydığı belirlendi.
- Dielektrik doluluk miktarı olan t ’nin, $t=a/4$, $a/2$, $0.999a$ şeklinde arttıkça yansıma katsayısının arttığı tespit edildi.

- Aynı d kalınlığı için t 'nin artan değerlerinde band büyümektedir.
- Dielektrik kalınlığın (d) artmasıyla araya girme kaybı küçülmektedir.
- Eşdeğer iletim hattı modeli ile elde edilen sonuçların, özdeğer denkleminin sayısal olarak çözümlenerek beraberinde uygulanan modal açılım tekniği ile bulunan sonuçlarla karşılaştırıldığında tamamen uyum sağladığı bulundu. Karşılaştırma sonucunda iki farklı yöntemin aynı sonucu vermesi, özdeğer denkleminin çözümü sonucunda bulunan özdeğerlerin doğru olduğunu, normalizasyon işlemlerinin doğru yapıldığını ve modal açılım tekniği uygulanarak elde edilen S parametrelerinin doğru olarak hesaplandığını ortaya koymaktadır.
- Yapılan deneysel ölçümlerin teorik sonuçlarla çok iyi uyuşması, analizin doğru olduğunu ve yapının fiziksel olarak gerçekleştirilebileceğini göstermektedir.

Bu tezin devamı niteliğinde yapılabilecek çalışmalar ise şöyle sıralanabilir:

- Her iki kesit doğrultusunda değişen dielektrik yüklemelerin incelenmesi.
- Dielektrik yükleme parametreleri ile yapının transfer fonksiyonunun frekans bağılılığı arasındaki ilişkilerin elde edilmesi.
- Kaskat yapıların incelenmesi.
- Bu tip yapıların filtre, dielektrik sabiti ölçme [13] ve benzeri uygulama alanlarında kullanılabilirliğinin incelenmesi.

KAYNAKLAR

- [1] **Collin, R. E.**, 1991. Field Theory of Guided Waves, The Institute of Electrical and Electronics Engineers, Inc., New York.
- [2] **Harrington, R. F.**, 1961. Time Harmonic Electromagnetic Waves, McGraw-Hill Book Company, New York.
- [3] **Balanis, C. A.**, 1989. Advanced Engineering Electromagnetics, John Wiley & Sons, Inc., New York.
- [4] **Pozar, D. M.**, 1998. Microwave Engineering, John Wiley & Sons, Inc., New York.
- [5] **Bronwell, A.**, 1953. Advanced Mathematics in Physics and Engineering, McGraw-Hill Book Company, United States of America.
- [6] **Topuz, E.**, 2001. Theory of Waveguides, Ders Notları, İ.T.Ü., İstanbul.
- [7] **Anton, H.**, 1995. Calculus, Anton Textbooks, Inc., New York.
- [8] **Cheng, D. K.**, 1989. Field and Wave Electromagnetics, Addison-Wesley Publishing Company, Inc., United States of America.
- [9] **Collin, R. E.**, 1992. Foundations For Microwave Engineering, McGraw Hill Book Company, Singapore.
- [10] **Saad, T. S., Hansen, R. C., Wheeler, G. J.**, 1971. Microwave Engineers' Handbook II, Artech House, Inc., United States of America.
- [11] **Işık, C.**, 2003. Mikrodalga Sistem ve Anten Laboratuvarı Deney Föyleri, Alternatif Yayıncılık, İstanbul.
- [12] **Gerald, C. F. and Wheatley P. O.**, 1994. Applied Numerical Analysis, California.
- [13] **Civera, J. M. C., Canos A. J., Foix F. L. P.**, 2003. Accurate Determination of the Complex Permittivity of Materials With Transmission Reflection Measurements in Partially Filled Rectangular Waveguides, *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 51, 16-24.

EKLER

EK A

Farklı Mod Sayıları için Hesaplanan $|S_{11}|$, $|S_{21}|$ ve $|S_{11}|^2 + |S_{21}|^2$ Değerleri

A-1

Tablo A.1 $t=a/4$, $f=12.1$ GHz ve $d=1$ cm için farklı mod sayılarında hesaplanan $|S_{11}|$, $|S_{21}|$ ve $|S_{11}|^2 + |S_{21}|^2$ değerleri.

Mod Sayısı	$ S_{11} $	$ S_{21} $	$ S_{11} ^2 + S_{21} ^2$
1	0.2289	0.9375	1
2	0.8576	0.5144	1
3	0.9859	0.1676	1
4	0.9963	0.0865	1
5	0.9972	0.0753	1
6	0.9972	0.0752	1
7	0.9972	0.0747	1
8	0.9973	0.0740	1
9	0.9973	0.0737	1
10	0.9973	0.0737	1
20	0.9973	0.0735	1
30	0.9973	0.0735	1
40	0.9973	0.0735	1
50	0.9973	0.0735	1

A-2

Tablo A.2 $t=a/4$, $f=11.5$ GHz ve $d=1$ cm için farklı mod sayılarında hesaplanan

$|S_{11}|$, $|S_{21}|$ ve $|S_{11}|^2 + |S_{21}|^2$ değerleri.

Mod Sayısı	$ S_{11} $	$ S_{21} $	$ S_{11} ^2 + S_{21} ^2$
1	0.2494	0.9684	1
2	0.4788	0.8779	1
3	0.4111	0.9116	1
4	0.399	0.9166	1
5	0.3985	0.9172	1
6	0.3985	0.9172	1
7	0.3984	0.9172	1
8	0.3983	0.9173	1
9	0.3983	0.9173	1
10	0.3983	0.9173	1
20	0.3983	0.9173	1
30	0.3983	0.9173	1
40	0.3983	0.9173	1
50	0.3983	0.9173	1

EK B

Deneysel Ölçüm Sonucu Elde Edilen DDO ve Hesaplanan $|S_{11}|$ ve $|S_{21}|$ Değerleri B-1

Tablo B.1 $t=a/4$ ve $d=1$ cm için farklı frekans değerlerinde ölçülen DDO ve hesaplanan $|S_{11}|$ ve $|S_{21}|$ değerleri.

Frekans	DDO	$ S_{11} $	$ S_{21} $
$f=8.5$ GHz	1.32	0.138	0.990
$f=9$ GHz	1.31	0.134	0.991
$f=9.5$ GHz	1.32	0.138	0.990
$f=10$ GHz	1.37	0.156	0.988
$f=10.5$ GHz	1.39	0.163	0.987
$f=10.75$ GHz	1.42	0.174	0.985
$f=11$ GHz	1.465	0.189	0.982
$f=11.250$ GHz	1.52	0.206	0.979
$f=11.5$ GHz	1.64	0.242	0.970
$f=11.75$ GHz	1.85	0.298	0.955
$f=11.9$ GHz	2.16	0.367	0.930
$f=12$ GHz	2.42	0.415	0.910
$f=12.1$ GHz	3.05	0.506	0.863
$f=12.2$ GHz	4.2	0.615	0.789
$f=12.3$ GHz	12	0.846	0.533
$f=12.35$ GHz	30	0.935	0.355
$f=12.37$ GHz	40	0.951	0.309
$f=12.38$ GHz	50	0.961	0.277
$f=12.4$ GHz	50	0.961	0.277
$f=12.45$ GHz	10	0.818	0.575
$f=12.5$ GHz	7.5	0.765	0.644

B-2

Tablo B.2 $t=a/4$ ve $d=1.996$ cm için farklı frekans değerlerinde ölçülen DDO ve hesaplanan $|S_{11}|$ ve $|S_{21}|$ değerleri.

frekans	DDO	$ S_{11} $	$ S_{21} $
$f=8.2$ GHz	1.23	0.103	0.995
$f=8.5$ GHz	1.2	0.091	0.996
$f=9$ GHz	1.13	0.061	0.998
$f=9.5$ GHz	1.07	0.0338	0.941
$f=10$ GHz	1.03	0.0148	0.999
$f=10.5$ GHz	1.05	0.0244	0.999
$f=11$ GHz	1.07	0.0338	0.999
$f=11.4$ GHz	1.1	0.0476	0.999
$f=11.5$ GHz	1.17	0.0783	0.997
$f=11.6$ GHz	1.34	0.145	0.989
$f=11.7$ GHz	1.5	0.20	0.980
$f=11.8$ GHz	3.25	0.529	0.849
$f=11.85$	5.9	0.710	0.704
$f=11.87$	8	0.778	0.628
$f=11.9$ GHz	30	0.935	0.355
$f=11.95$ GHz	40	0.951	0.309
$f=12$ GHz	20	0.905	0.425
$f=12.05$	9	0.80	0.60
$f=12.1$ GHz	6.4	0.730	0.683
$f=12.2$ GHz	4.22	0.617	0.787
$f=12.3$ GHz	3.52	0.558	0.830
$f=12.4$ GHz	3.45	0.551	0.835
$f=12.5$ GHz	3.18	0.522	0.853

EK C

Sayısal Hesaplamalarda Kullanılan Yazılım

Bu tezde yapılan tüm sayısal hesaplamalar Matlab R12 programında yazılan program kodları ile gerçekleştirilmiştir. Temel olarak bir ana program ve onun altında çalışan alt programlar yer almaktadır. Ana programın ismi `kd3tem0m.m`'dir. Bu programın içerisinde `kokbul.m`, `akatsay.m` ve `spar.m` alt programları çalışmaktadır.

`Kokbul.m` alt programı özdeğer denklemini sayısal olarak çözerek mod indislerini bulmaktadır. `Akatsay.m` programı, `kokbul.m` programından elde edilen mod indislerini kullanarak kesim dalga sayılarını hesaplamakta ve bu değerleri kullanarak normalize A_1 katsayılarını bulmaktadır. `Spar.m` programı modal açılım tekniğiyle elde edilen yansıma ve iletim katsayıları ile araya girme kaybını, `kokbul.m` ve `akatsay.m` programlarının çıkış verilerini de kullanarak hesaplamaktadır. Ana programa istenilen parametre değerleri girilerek tüm X-bandı için sonuçlar kaydedilmekte ve grafiklerle çizilmektedir.

ÖZGEÇMİŞ

Serkan ŞİMŞEK, 17.08.1979'da Amasya'da doğdu. Rıfat Canayakın Süper Lisesi'nden 1997'de mezun oldu. Aynı yıl lisans öğrenimine başlayarak Haziran 2001'de, İstanbul Üniversitesi Elektrik-Elektronik Mühendisliği Bölümü'nü bölüm birincisi olarak bitirdi. 2001 yılından itibaren İstanbul Teknik Üniversitesi Elektronik ve Haberleşme Mühendisliği Bölümü'nde yüksek lisans öğrenimine devam etmektedir. Aynı zamanda İstanbul Üniversitesi Elektrik-Elektronik Mühendisliği Bölümü Elektromagnetik Alanlar ve Mikrodalga Tekniği Anabilim Dalı'nda araştırma görevlisi olarak çalışmaktadır. Yüksek lisansı sırasında TÜBİTAK Bilim Adamı Yetiştirme Grubu tarafından desteklendi. Ulusal ve uluslararası kongrelerde yayınlanmış, ulusal dergilerde yayınlanması kabul edilmiş bilimsel çalışmaları mevcuttur.

