

**KOCAELİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

ELEKTRONİK VE BİLGİSAYAR EĞİTİMİ ANABİLİM DALI

DOKTORA TEZİ

**KAYIPSIZ ANİZOTROP KAPALI DALGA KILAVUZLARINDA
GERİYE DOĞRU DALGA MODLARININ İLETİM HATTI
EŞDEĞERLİKLERİ YÖNTEMİ İLE İNCELENMESİ**

OĞUZHAN DEMİRYÜREK

KOCAELİ 2015

KOCAELİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

ELEKTRONİK VE BİLGİSAYAR EĞİTİMİ ANABİLİM DALI

DOKTORA TEZİ

KAYIPSIZ ANİZOTROP KAPALI DALGA KILAVUZLARINDA
GERİYE DOĞRU DALGA MODLARININ İLETİM HATTI
EŞDEĞERLİKLERİ YÖNTEMİ İLE İNCELENMESİ

OĞUZHAN DEMİRYÜREK

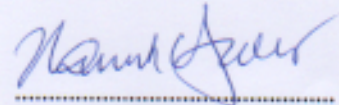
Prof.Dr. Namık YENER
Danışman, Kocaeli Üniv.

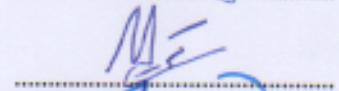
Prof.Dr. Yunus Emre ERDEMLİ
Jüri Üyesi, Kocaeli Üniv.

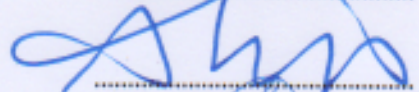
Yrd.Doç.Dr. Arif DOLMA
Jüri Üyesi, Kocaeli Üniv.

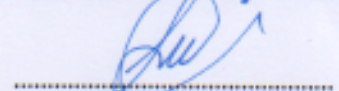
Doç.Dr. İsmail Hakkı TAYYAR
Jüri Üyesi, Karabük Üniv.

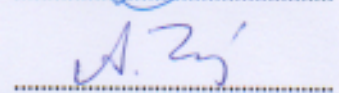
Yrd.Doç.Dr. Ahmet Yahya TEŞNELİ
Jüri Üyesi, Sakarya Üniv.











Tezin Savunulduğu Tarih: 06.11.2015

ÖNSÖZ VE TEŞEKKÜR

Bu tez çalışmasında homojen olmayan ve anizotrop ortam ile yüklü, enine ve boyuna alanlar arasında kuplaja izin veren dikdörtgen dalga kılavuzunda geriye doğru dalga modları incelenmiştir. Cebirsel fonksiyon teorisi yardımıyla yayılım sabitinin davranışı hakkında fonksiyonel bir yaklaşım geliştirilerek tekil noktaların civarında geriye doğru dalgaların bulunma durumları ortaya çıkarılmıştır. Geriye doğru dalga kullanılacak olan tasarımlar için bu çalışma, büyük kolaylık sağlayacaktır.

Bilim İnsanı Destekleme Programı (BİDEP) kapsamında, tez çalışması sırasında destek olan TÜBİTAK'a teşekkür ederim. Bu tez çalışmasının ortaya çıkmasında ve gerçekleşmesinde fikirleri ile yönlendiren ve destek olan kıymetli hocam Prof. Dr. Namık YENER'e ve değerli yorumlarından dolayı Prof. Dr. Yunus Emre ERDEMLİ ve Yrd. Doç. Dr. Arif DOLMA'ya şükran ve saygılarımı sunarım. Değerli katkılarından dolayı Yrd. Doç. Dr. Mustafa H. B. UÇAR'a ayrıca teşekkür ederim.

Tez çalışmam sırasında desteklerini esirgemeyen, bugünlerimi borçlu olduğum annem ve babama; göstermiş olduğu sabır, anlayış ve her türlü övgüye layık fedakârlıkları için eşim ve oğluma sevgi ve muhabbetlerimi sunarım.

Ekim – 2015

Oğuzhan DEMİRYÜREK

İÇİNDEKİLER

ÖNSÖZ VE TEŞEKKÜR	i
İÇİNDEKİLER	ii
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	iii
TABLOLAR DİZİNİ	iv
SİMGELER DİZİNİ VE KISALTMALAR	v
ÖZET.....	vi
ABSTRACT	vii
GİRİŞ	1
1. ÇALIŞMANIN LİTERATÜR İÇİNDEKİ YERİ	4
2. YÖNTEM.....	6
2.1. Giriş.....	6
2.2. Modlar.....	7
2.3. Tam Çözüm.....	9
2.4. İletim Hattı Eşdeğerliği Yöntemi.....	12
3. HETEROJEN VE ANİZOTROP ORTAM İLE YÜKLÜ KAPALI DALGA KILAVUZU İÇİN GRUP HIZI	14
3.1. Giriş.....	14
3.2. Grup Hızı	15
3.3. Geriye Doğru Dalga Modu için Gerek ve Yeter Şartlar	18
3.4. Dispersif Olmayan Ortam	19
3.5. Sayısal Örnek	20
4. CEBİRSEL FONKSİYON TEORİSİ YARDIMIYLA ÖZDEĞERLERİN İNCELENMESİ.....	24
4.1. Giriş.....	24
4.2. Kutup Noktası Civarında Özdeğerlerin İncelenmesi	25
4.2.1. Kutup noktası	25
4.2.2. Kutup dallanma noktası.....	28
4.3. Cebirsel Dallanma Noktası Civarında Özdeğerlerin İncelenmesi	31
4.3.1. Geriye doğru dalga bölgesinin altındaki frekanslarda yayılım sabitinin durumu	31
4.3.2. Geriye doğru dalga bölgesinin üstündeki frekanslarda yayılım sabitinin durumu	36
4.3.3. Kompleks mod frekans bölgesinin sonlanma noktasının özellikleri	40
4.4. Puiseux Serisi Katsayılarının Hesabı için Analitik Bir Yöntem	42
5. SONUÇLAR VE ÖNERİLER	46
KAYNAKLAR	48
EKLER.....	52
KİŞİSEL YAYIN VE ESERLER	60
ÖZGEÇMİŞ	61

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 2.1. Kısmi olarak ferrit ile dolu enine mıknatıslanmış dikdörtgen dalga kılavuzu	6
Şekil 2.2. Jirotrop ortam ile yüklü dikdörtgen dalga kılavuzları. (a) Yansıma simetrisine sahip boyuna mıknatıslanmış ferrit tabaka yüklü dalga kılavuzu. (b) 180° döndürme simetrisine sahip enine mıknatıslanmış ferrit tabaka yüklü dalga kılavuzu. (c) Ters çevirme simetrisine sahip rasgele doğrultuda mıknatıslanmış ferrit tabaka yüklü dalga kılavuzu.....	8
Şekil 2.3. Enine mıknatıslanmış ferrit tabaka yüklü dikdörtgen dalga kılavuzu kesitleri	8
Şekil 2.4. Paralel plakalı enine mıknatıslanmış ferrit tabaka yüklü dikdörtgen dalga kılavuzu.....	10
Şekil 3.1. İletim hattı eşdeğerliği ve tam çözüm sonuçlarının karşılaştırılması	21
Şekil 3.2. Bir frekans bandı üzerindeki her bir frekansta elde edilen bütün özdeğerler için grup hızının paydasının aldığı değerler	22
Şekil 3.3. Geriye doğru dalga modu frekans aralığı üzerinde gerek ve yeter şartın değişim grafiği.....	23
Şekil 4.1. Kutup noktası için Laurent seri açılımında kutbun mertebesinin çift olması durumunda dispersiyon eğrileri	27
Şekil 4.2. Kutup noktası için Laurent seri açılımında kutbun mertebesinin tek olması durumunda dispersiyon eğrileri	27
Şekil 4.3. İçinde geriye doğru dalga bulunan bir frekans bandı	31
Şekil 4.4. Ekranlanmış silindirik açık plazma sütun dalga kılavuzu için dispersiyon eğrisi.....	38
Şekil 4.5. Geriye doğru dalga modu frekans aralığının bitiş noktasının analitik kesim frekansı olması durumunda yayılım sabiti.....	39
Şekil 4.6. Yayılım sabitinin cebirsel dallanma noktası civarındaki karakteristik davranışı.....	41
Şekil 4.7. Katsayıları en küçük kareler ve önerilen yöntem ile hesaplanan Puiseux serisi yöntemi sonuçları ile iletim hattı eşdeğerliği yöntemi sonuçlarının karşılaştırılması.....	45

TABLolar DİZİNİ

Tablo 4.1. Kutbun mertebesinin tek olması durumunda yayılım sabitinin durumu.....	27
Tablo 4.2. Kutup veya kutup dallanma noktasının altındaki ve üstündeki frekanslarda yayılım sabitinin durumu	30
Tablo 4.3. Analitik olarak ve en küçük kareler yöntemi kullanılarak hesaplanan Puiseux serisi katsayıları.....	45

SİMGELER DİZİNİ VE KISALTMALAR

a	: Dalga kılavuzunun genişliği
b	: Dalga kılavuzunun yüksekliği
c	: Ferrit tabakanın kalınlığı
\vec{B}	: Manyetik akı yoğunluğu vektörü, (Weber/metre-kare)
\vec{D}	: Elektrik akı yoğunluğu vektörü, (Coulomb/metre-kare)
\vec{E}	: Elektrik alan vektörü, (Volt/metre)
\vec{H}	: Manyetik alan vektörü, (Amper/metre)
p	: Kompleks frekans $p=\sigma+j\omega$
x, y, z	: Kartezyen koordinatlarda eksenler
α	: Zayıflama sabiti
β	: Faz katsayısı
γ	: Yayılım sabiti $\gamma=\alpha+j\beta$
ϵ_0	: Boş uzayın elektrik geçirgenliği, (8.854×10^{-12} Farad/metre)
ϵ_f	: Ferrit ortam için dielektrik sabiti
$[\mu]$: Ferrit için manyetik geçirgenlik tensör matrisi
μ_0	: Boş uzayın manyetik geçirgenliği, ($4\pi \times 10^{-7}$ Henry/metre)
ω	: Açılmal çalışma frekansı, (rad/saniye)
v_g	: Grup hızı
I	: Birim matris
A	: Kare matris
A^T	: A matrisinin devriği
A^*	: A matrisinin kompleks eşleniği
A^+	: A matrisinin kompleks eşleniğinin devriği: $A^+=A^{*T}$
$\det[A]$: A matrisinin determinantı

Kısaltmalar

DA	: Doğru Akım
TE	: Transverse Electric (Enine Elektrik)
TM	: Transverse Magnetic (Enine Manyetik)

KAYIPSIZ ANİZOTROP KAPALI DALGA KILAVUZLARINDA GERİYE DOĞRU DALGA MODLARININ İLETİM HATTI EŞDEĞERLİKLERİ YÖNTEMİ İLE İNCELENMESİ

ÖZET

Geriye doğru dalga modu karakteristiklerinin incelenmesi problemi, kılavuzlanmış yapıların yayılım sabitlerinin özelliklerini anlamaya eşdeğerdir. Bu tez çalışmasında, homojen olmayan ve anizotrop ortam ile yüklü, enine ve boyuna alanlar arasında kuplaja izin veren, kapalı, kayıpsız dikdörtgen dalga kılavuzunda geriye doğru dalga yayılımı problemi incelenmiştir. Literatürde geniş bir çalışma alanı bulunması ve incelemek istediğimiz yapıya uymasından dolayı enine mıknatıslanmış ferrit tabaka yüklü, kayıpsız, kapalı dalga kılavuzu ele alınmıştır.

İletim hattı eşdeğerliği yöntemi ile kısmî diferansiyel denklemlerden oluşan Maxwell denklemleri, iletim hattı denklemleri adı verilen adi diferansiyel denklemlerden oluşan bir sisteme dönüşmektedir. Bir takım cebirsel işlemlerden sonra bu denklem sisteminden özdeğeri yayılım sabitine karşılık gelen bir kuadratik özdeğer problemi elde edilir. Bu özdeğer problemi yardımıyla grup hızı için yeni ve genel analitik bir ifade türetilmiştir. Bu grup hızı ifadesi yardımıyla bir frekans aralığında geriye doğru dalga modlarının var olması için gerek ve yeter şartlar belirlenmiştir.

Kuadratik özdeğer probleminin katsayılar matrisinin determinantı, yayılım sabitinin katsayıları kompleks frekansın rasyonel fonksiyonu olan bir monik polinomdur. Bu polinom sifıra eşitlenir ve katsayıların ortak paydası ile çarpılır ise bir cebirsel denklem elde edilir. Bu tez çalışmasında cebirsel denklemin kökleri (yayılım sabitleri) analitik ve tekil noktalar civarında seri açılımlar yardımıyla incelenmiştir. Bu seri açılımlar yayılım sabiti için doğru sayısal sonuçlar vermekle kalmaz ayrıca yayılım sabitlerinin davranışı hakkında fonksiyonel bir anlayış getirmeyi sağlar. Cebirsel fonksiyon teorisinin enine ve boyuna alanlar arasında kuplaja izin veren bir sisteme uygulanması, bu tezin diğer bir özgün yanını oluşturmaktadır.

Anahtar Kelimeler: Cebirsel Fonksiyon Teorisi, Ferrit, Geriye Doğru Dalga, İletim Hattı Eşdeğerliği Yöntemi, Kuadratik Özdeğer Problemi.

INVESTIGATION OF BACKWARD WAVE MODES IN LOSSLESS ANISOTROPIC CLOSED WAVEGUIDES BY THE TRANSMISSION LINE EQUIVALENCES METHOD

ABSTRACT

The problem of studying backward wave mode characteristics is equivalent to understanding properties of the propagation constant of guiding structure. In this thesis, in a lossless and closed rectangular waveguide filled with heterogeneous and anisotropic media which permit coupling between transverse and longitudinal field components, backward wave propagation problem has been investigated. Due to the presence of a large work area in the literature and the similarity in structure that we want to examine, a lossless and closed rectangular waveguide partially filled with a slab of transversely magnetized ferrite was taken up.

Maxwell's equations consisting of partial differential equation are transformed into an ordinary differential equation system which is also called transmission line equations by transmission line equivalence method. As a result of some algebraic operations, from these equation system a quadratic eigenvalue problem is obtained whose eigenvalue corresponds to the propagation constant. A novel expression has been derived analytically for the group velocity by this eigenvalue problem. By the expression of the group velocity, the necessary and sufficient conditions for the existence of backward waves in a frequency interval were determined.

The determinant of the coefficient matrix of the quadratic eigenvalue problem is a monic polynomial of the propagation constant whose coefficients are rational functions of the complex frequency. If the polynomial is set equal to zero and is multiplied by the common denominator of the coefficients, an algebraic equation is obtained. In this thesis, using algebraic function theory, the roots of the algebraic equation (i.e. propagation constant) are expressed by means of series expansions in the neighborhood of the singular points. These series expansions not only yield accurate numeric values for the propagation constant, but also bring to a functional insight for the propagation constant behavior. The implementation of algebraic function theory to a system which permit coupling between transverse and longitudinal fields is another major contribution of this thesis.

Keywords: Algebraic Function Theory, Ferrite, Backward Wave Mode, Transmission Line Equivalence Method, Quadratic Eigenvalue Problem.

GİRİŞ

Dalga kılavuzu yayılım karakteristiklerinin belirlenmesi ve modellenmesi mikrodalga devrelerinin tasarımı için önemli bir problemdir. Bu durum ortamı dolduran mıknatıslanmış ferrit gibi jirotrop ortam içeren yapılar için oldukça zordur. Üniform dalga kılavuzu içeren problemlerin bir bölümünde değişkenlere ayırma yöntemi ile modal çözümlerin analitik olarak bulunması mümkündür. Bu tür problemler ve bunlara ilişkin analiz yöntemleri elektromanyetik teorisinin klasik konuları arasındadır. Ancak değişkenlere ayırma yönteminin mümkün olmadığı durumlarda problemin çözümü sadece yarı analitik veya salt sayısal yöntemler yardımıyla ve bu yöntemlerin zorunlu olarak içerdikleri bazı yaklaşıklar altında elde edilebilir.

Bu tez çalışmasında, heterojen ve anizotrop ortam ile dolu, enine ve boyuna alanlar arasında kuplaj olan, kapalı, kayıpsız dalga kılavuzunda geriye doğru dalga yayılımı problemi ele alınmıştır. Çünkü kılavuz içindeki geriye doğru dalga modlarını çalışmak, yayılım sabitinin özelliklerini incelemeye eşdeğerdir. Geriye doğru dalga, dalga cephesine zıt yönde enerji akışına sahip olan dalgadır. Mikrodalga frekanslarda jeneratör, yükselteç, geriye doğru dalga tüpü gibi çeşitli mikrodalga cihazlarda geriye doğru dalgaların uygulamaları bulunmaktadır [1].

Heterojen ve anizotrop ortam ile dolu, enine ve boyuna alanlar arasında kuplaj olan, kapalı, kayıpsız dalga kılavuzunda geriye doğru dalga problemini incelemek için yarı analitik bir yöntem olan iletim hattı eşdeğerliği yöntemi kullanılmıştır. Dalga kılavuzu problemleri için iletim hattı eşdeğerliklerinin kurulması [2] ve bunun genel bir çerçeveye oturtulması [3] elektromanyetiğin klasikleşmiş yaklaşımlarındandır. İncelediğimiz problemin alanları, boş kılavuzun öz çözümleri kullanılarak seri açılımlar şeklinde ifade edilir. Böylece kısmi diferansiyel denklemlerden oluşan Maxwell denklemleri, sonsuz boyutlu lineer cebirsel denklem sistemine dönüşmektedir [2]. Bilinmeyen alan bileşenlerinin yerini iletim hattı eşdeğerliği gerilim ve akımları almaktadır. Yayılım sabitleri ise lineer cebirsel denklem sisteminin özdeğeri olarak karşımıza çıkmaktadır.

Bu aşamadan sonra özdeğerler, standart matris teknikleri ile sayısal olarak belirlenebilmektedir. Ancak bu tez çalışmasında amacımız yayılım sabitleri için sadece sayısal değerler elde etmek değil, aynı zamanda yayılım sabitinin karakteristik davranışı hakkında fonksiyonel bir anlayış getirmektir.

İletim hattı eşdeğerliği denklem sisteminin katsayılar matrisinin determinantı alınıp düzenlenirse, özdeğerleri yayılım sabitine karşılık gelen bir kuadratik özdeğer problemi elde edilir. Kuadratik özdeğer probleminin katsayılar matrisinin determinantı, yayılım sabitinin katsayıları kompleks frekansın rasyonel fonksiyonu olan bir monik polinomdur. Eğer bu polinom sıfıra eşitlenir ve katsayılarının en küçük ortak paydası ile çarpılırsa, katsayıları kompleks frekans p 'nin tam rasyonel fonksiyonu olan bir cebirsel denklem elde edilir. Bu cebirsel denklemin kökleri, kuadratik özdeğer probleminin özdeğerlerine yani yayılım sabitlerine karşılık gelmektedir. Cebirsel denklemin kökleri analitik ve tekil noktalar civarında cebirsel fonksiyon teorisi yardımıyla incelenebilir. Cebirsel fonksiyon teorisi yardımıyla köklerin katlılık durumlarının ve analitik olup olmayışlarının sebepleri, özvektörlerin özellikleri hakkında bilgiler, özdeğer kusurlu mudur değil midir gibi sorulara cevap verilebilir [4-6].

Temel olarak dalga kılavuzunda iletilen, sönümlü ve kompleks olmak üzere üç tip mod bulunmaktadır. Dalga kılavuzunun sönümlü modları desteklemesi için iki yönlü olması gerekmektedir [7]. Simetrik olmayan tensör matrisleri ile gösterilen ortamlar içeren dalga kılavuzları iki yönlü olmadıkları için sönümlü modları barındırmazlar. Ancak jirotrop malzeme ile yüklü dalga kılavuzları belirli simetri şartlarını sağlaması durumunda iki yönlü olabilmektedir [7]. İncelemek istediğimiz yapıya uyması ve literatürde geniş bir inceleme alanı bulunmasından dolayı yayılım yönüne göre enine mıknatıslanmış ferrit tabaka yüklü dikdörtgen dalga kılavuzu ele alınmıştır [8-22]. Ele aldığımız dalga kılavuzu yapısı ilgili simetri şartlarını sağlamadığı için sönümlü modları desteklemez.

Bu tez çalışması beş ana bölümden oluşmaktadır ve düzenlenmesi şöyledir:

Bölüm 1'de tezde gerçekleştirilen konu ile ilgili literatürde yapılan çalışmalara yer verilmiştir ve tezin özgün yanı ortaya konmuştur.

Bölüm 2’de öncelikle bir kılavuzun iki yönlü olma durumu ele alınmıştır. Böylece ilgilendiğimiz yapının desteklediği modlar belirlenmiştir. Enine mıknatıslanmış ferrit tabaka yüklü dikdörtgen dalga kılavuzu için iletim hattı eşdeğerliği yönteminin sonuçları karşılaştırmak amacıyla literatürde var olan karakteristik denklem elde edilmiştir. İlgili kılavuz için iletim hattı eşdeğerliği denklem sistemi genel hatları ile verilmiştir. Bu tezde amacımız, cebirsel fonksiyon teorisi yardımıyla yayılım sabitinin davranışı hakkında fonksiyonel bir anlayış getirmektir. İletim hattı eşdeğerliği yönteminin sonuç ifadelerinin cebirsel denkleme dönüşebilmesi, cebirsel fonksiyon teorisine geçiş için büyük öneme sahiptir.

Bölüm 3’te grup hızının belirlenebileceği yeni bir analitik ifade elde edilmiştir. Bu ifade kullanılarak geriye doğru dalgaların var olması için yeter ve gerek şartlar ortaya çıkarılmıştır. Elde edilen analitik ifadelerin sayısal bir örnek üzerinde doğruluğu teyit edilmiştir.

Bölüm 4’te cebirsel denklemin kökleri analitik ve tekil noktalar civarında seri açılımlar yardımıyla incelenmiştir. Bir cebirsel denklem, sadece cebirsel tekilliklere sahip olmaktadır [23]. Cebirsel denklem için tekil noktalar; kutup noktası, kutup dallanma noktası ve dallanma noktasıdır. Bu noktalar civarında, yayılım sabitinin karakteristiği çıkarılmış ve geriye doğru dalgaların durumu incelenmiştir. Bu bölümde, ayrıca en genel iletim hattı eşdeğerliği denklemleri göz önüne alınarak Puiseux serisi katsayılarını hesaplamak için analitik bir yöntem önerilmiştir.

Bölüm 5’te elde edilen sonuçlar özetlenerek, gelecekte yapılabilecek çalışmalar ile ilgili görüş ve önerilere yer verilmektedir.

1. ÇALIŞMANIN LİTERATÜR İÇİNDEKİ YERİ

Bir dalga kılavuzu içindeki dalga yayılımı problemi; yayılım sabiti, elektrik ve manyetik alan ifadelerinin elde edilmesi ile çözülmüş olur. Bu çalışmada homojen olmayan ve anizotrop ortam ile dolu, enine ve boyuna alanlar arasında kuplaj olan, kapalı, kayıpsız, düzgün dalga kılavuzunda yayılım sabitinin davranışını incelemek için geriye doğru dalga modu yayılım problemi ele alınmaktadır.

Geriye doğru dalgaların periyodik yapılarda yayıldığı bilinmektedir [24]. Periyodik olmayan, izotrop, düzgün dalga kılavuzlarında geriye doğru dalga yayılımının mümkün olduğu teorik olarak ilk kez [25] da rapor edilmiştir. Bu çalışmadan sonra eş merkezli dielektrik çubuk yüklü silindirik dalga kılavuzunda geriye doğru dalgaların bulunabilmesi için şartlar incelenmiştir [26, 27]. Yüklü dalga kılavuzlarında geriye doğru dalga modlarının geniş ölçüde teorik ve deneysel incelemeleri yapılmış ve çeşitli uygulamalar önerilmiştir [1]. Kayıpsız, homojen olmayan ve anizotrop olarak dolu, rastgele şekilli kesite sahip dalga kılavuzunda geriye doğru dalga ve kompleks modlar tespit edilmiştir [28].

İletilen bir mod ($\gamma = j\beta$) için, β ve $d\beta/d\omega$ birbirinin zıt işaretlerine sahip ise bu mod geriye doğru dalga olarak tanımlanır. Diğer bir deyişle $\beta(d\beta/d\omega) < 0$ olan frekans aralığı, geriye doğru dalga bölgesidir. Bu durumda geriye doğru dalga bölgesini tespit etmek için faz katsayısının açısal frekansa göre türevinin hesaplanması gerekmektedir. İletim hattı eşdeğerliği sisteminde yayılım sabitleri, katsayılar matrisinin özdeğerleri olarak karşımıza çıkmaktadır. Dolayısıyla bu özdeğerlerin türevini hesaplamak, $d\beta/d\omega$ 'yı bulmak anlamına gelir. Özdeğerin türevini hesaplamak için geleneksel yaklaşımda sağ ve sol özvektörlere ihtiyaç vardır [29]. Ancak sadece sağ özvektörler kullanılarak bu hesabın yapılabileceği gösterilmiştir [30].

Bu tez çalışmasında, grup hızının belirlenebileceği yeni bir ifade analitik olarak elde edilmiştir. Aslında grup hızı için literatürde benzer bir çalışma vardır [30].

İlgili çalışmada iletim hattı denklemlerini oluşturan akım ve gerilim transfer katsayı matrisleri sıfırdır. Ancak bu tez çalışmasında bünye parametreleri enine ve boyuna alanlar arasında kuplaj oluşturduğu için transfer katsayı matrisleri sıfır değildir. Dolayısıyla bu çalışmada elde edilen grup hızı ifadesi daha genel bir yapıya sahiptir. Genel grup hızı ifadesi ile dalga kılavuzu içinde geriye doğru dalga modunun bir frekans aralığında var olması için gerek ve yeter şart belirlenmiştir.

[4-6, 30]'da enine ve boyuna alanlar arasında kuplaja izin vermeyen, heterojen ve/veya anizotrop, kapalı, kayıpsız dalga kılavuzları için cebirsel fonksiyon teorisi kullanılarak bir frekans bandında modların karakteristik davranışı ortaya çıkarılmıştır. Bu çalışmaların ışığında, bu tezde genel iletim hattı denklemleri ile ifade edilebilen bir yapı için yayılım sabitinin davranışı cebirsel fonksiyon teorisi yardımıyla incelenmiştir. Cebirsel fonksiyon teorisinin, T_v ve T_l transfer katsayı matrislerinin sıfır olmadığı, genel iletim hattı denklemlerine uygulanması bu tez çalışmasının diğer bir katkısıdır.

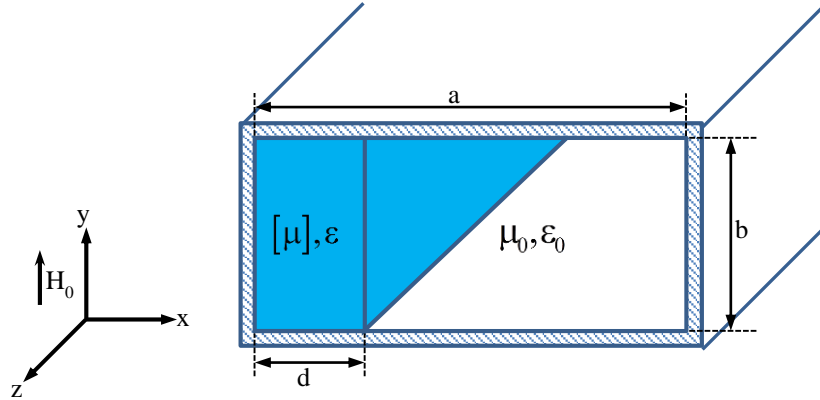
İncelemek istediğimiz yapıya uyması ve literatürde geniş bir inceleme alanı [8-22] bulunmasından dolayı enine mıknatıslanmış ferrit tabaka yüklü, kapalı, kayıpsız dikdörtgen dalga kılavuzu ele alınmıştır. Bu problem için karakteristik denklem elde edilmiştir [21, 22]. Sonlu fark yöntemi [13], spektral yöntem [9] gibi sayısal yöntemler kullanılarak da yapı incelenmiştir. Ancak bu çalışmalar, enine mıknatıslanmış ferrit tabaka yüklü dikdörtgen dalga kılavuzu için düzlem dalga çözümleri vermektedir. Yayılım yönüne göre enine eksene paralel olarak kutuplanan ferrit tabaka yüklü dalga kılavuzunun karakteristik denklemi, kutuplama alanı yönünde herhangi bir sınırlama getirilmeden [31]'de elde edilmiştir.

Bu çalışmada ferrit tabaka yüklü kılavuz kayıpsız olarak kabul edilmektedir. Aslında ferrit çok kayıplı bir malzemedir. Ancak çalışma frekansı jromanyetik rezonans frekansının üstünde ise ferrit düşük kayıp özelliği göstermektedir [8, 11, 17, 32, 33]. Bu çalışmada cebirsel kutup noktası haricinde ferrit rezonans frekansının üstünde çalışıldı. Dolayısıyla rezonans frekansının üzerinde meydana gelen düşük kayıplar yapılan hesaplamalarda ihmal edildiği takdirde, gerçek fiziki sonuçlara yakın sonuçlar elde edilebilecektir.

2. YÖNTEM

2.1. Giriş

Mikrodalga sinyal ile ferritin etkileşimi, doğru akım manyetik kutuplama alanı yardımıyla kontrol edilebilir. Bu özellik izolatör, sirkulatör, anahtarlama, rezonatör, filtre ve faz kaydırıcı gibi önemli cihazların üretimi için ferrit malzemeyi uygun kılmaktadır. Tamamen ferrit veya ferrit tabaka yüklü silindirik veya dikdörtgen dalga kılavuzu literatürde geniş bir inceleme alanına sahiptir. Bu sebeplerden ve incelemek istediğimiz yapıya uyması bakımından enine mıknatıslanmış ferrit tabaka yüklü dikdörtgen dalga kılavuzu ele alınmıştır. Kılavuzun geometrisi Şekil 2.1’de görülmektedir. Dalga kılavuzunun dış cidarları mükemmel iletken ile kaplıdır.



Şekil 2.1. Kısmi olarak ferrit ile dolu enine mıknatıslanmış dikdörtgen dalga kılavuzu

Ferrit tabakanın manyetik geçirgenlik tensör matrisi aşağıdaki gibidir [22],

$$[\mu] = \mu_0 \begin{bmatrix} \mu_r & 0 & -j\kappa \\ 0 & 1 & 0 \\ j\kappa & 0 & \mu_r \end{bmatrix}, \quad \mu_r = 1 + \frac{\omega_0 \omega_m}{\omega_0^2 - \omega^2} \quad \text{ve} \quad \kappa = \frac{\omega \omega_m}{\omega_0^2 - \omega^2} . \quad (2.1)$$

$\omega_0 = \gamma_e H_0$, $\omega_m = \gamma_e (4\pi M_s)$, $\gamma_e = 2.8$ [Mhz/Oe] jromanyetik oran, H_0 [Oersted] DA manyetik kutuplama alanı, $4\pi M_s$ [Gauss] doygunluk mıknatıslığı ve ω çalışılan açısal frekanstır.

Bu bölümde, jirotrop ortam içeren bir dalga kılavuzunun ne zaman iki yönlü olabileceği ele alınmış ve enine mıknatıslanmış ferrit tabaka yüklü kılavuzun durumu incelenmiştir. İlgilendiğimiz yapı için iletim hattı eşdeğerliği denklemleri ve literatürde mevcut olan tam zm verilmiştir.

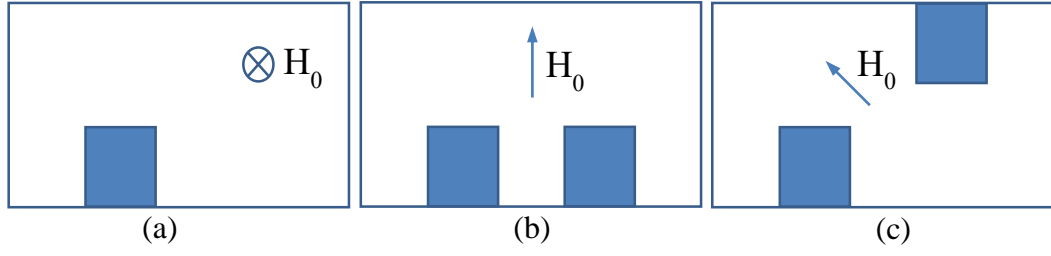
2.2. Modlar

Dalga kılavuzunda en genel mod sınıflandırması, yayılım yönü boyunca alanların değişimini tanımlayan $e^{-\gamma z}$ 'nin davranışı göz önüne alınarak yapılır. Bu durum, üç tip mod olarak karşımıza çıkar:

- İletilen mod ($\gamma = j\beta$ saf sanal),
- Sönümlü mod ($\gamma = \alpha$ saf reel)
- Kompleks mod ($\gamma = \alpha + j\beta$ kompleks).

Bir dalga kılavuzunun sönümlü modu desteklemesi için iki yönlü olması gerekmektedir [7]. Herhangi bir frekansta, γ yayılım sabitli her mod için $-\gamma$ modu varsa, düzgün dalga kılavuzu iki yönlü olarak isimlendirilir [34]. Düzgün dalga kılavuzunu dolduran ortam simetrik $[\mu]$ ve $[\varepsilon]$ tensörlerine sahip ise, dalga kılavuzu hem iki yönlü hem de resiprok olmaktadır. Bünye parameterleri kutuplama alanına bağlı olan jirotrop ortam gibi simetrik olmayan $[\mu]$ ve $[\varepsilon]$ tensör matrislerine sahip dalga kılavuzları özel şartlar altında iki yönlü olabilmektedir.

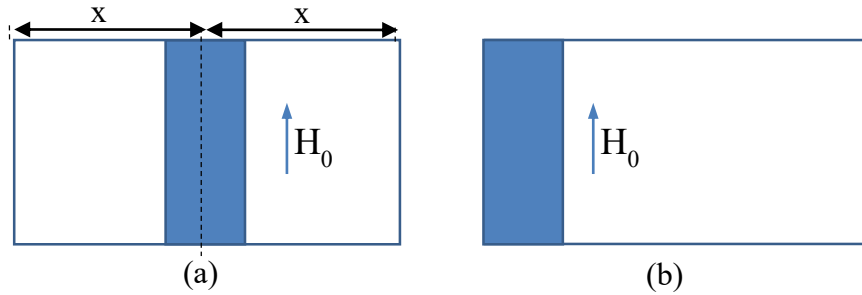
Jirotrop ortam aşağıda belirtilen řu üç simetri işleminden bir veya daha fazlasına sahip ise iki yönlü olmaktadır [7, 34]. Kullandığımız kartezyen koordinat sistemi şekil 2.1'de verilmiştir.



Şekil 2.2. Jirotrop ortam ile yüklü dikdörtgen dalga kılavuzları. (a) Yansıma simetrisine sahip boyuna mıknatıslanmış ferrit tabaka yüklü dalga kılavuzu. (b) 180° döndürme simetrisine sahip enine mıknatıslanmış ferrit tabaka yüklü dalga kılavuzu. (c) Ters çevirme simetrisine sahip rasgele doğrultuda mıknatıslanmış ferrit tabaka yüklü dalga kılavuzu

- 1) z eksenine dik düzlemde yansıma: Dalga kılavuzu yapısı z eksenine dik düzlemde yansımaya göre geometrik olarak değişmez, manyetik kutuplama alanı z eksenine paraleldir. Şekil 2.2 (a) bu duruma uygun bir örnektir.
- 2) z eksenine dik bir eksen etrafında 180° dönme: Dalga kılavuzu yapısı z eksenine dik eksen etrafında 180° dönme sonucu geometrik olarak değişmez ve manyetik kutuplama alanı dönme simetri eksenine paraleldir. Şekil 2.2 (b) bu duruma uygun bir örnektir.
- 3) z eksenini üzerinde bir noktaya göre ters çevirme: Manyetik kutuplama alanının yönüne bakılmaksızın dalga kılavuzu, ekseninin üzerinde bir noktaya göre ters çevrilirse geometrik olarak değişmez. Şekil 2.2 (c) bu duruma uygun bir örnektir.

Bu üç durumu göz önüne alarak Şekil 2.3’de verilen yapılar değerlendirilirse; (a) şeklindeki kılavuz 2) ve 3) numaralı simetri şartlarını sağlarken, (b)’deki kılavuzun hiçbir simetri şartını sağlamadığı görülmektedir.



Şekil 2.3. Enine mıknatıslanmış ferrit tabaka yüklü dikdörtgen dalga kılavuzu kesitleri

Şekil 2.3 (b)'de verilen kılavuz Şekil 2.1'de üzerinde çalışacağımız kılavuzun kesitini göstermektedir. İlgilendiğimiz kılavuz hiçbir simetri şartını sağlamadığı için iki yönlü değildir. Bu yüzden kılavuz içinde sönümlü modlar bulunmaz, yayılım sabiti saf sanal veya kompleks olabilir.

2.3. Tam Çözüm

Enine mıknatıslanmış ferrit tabaka yüklü dalga kılavuzu için kutuplama yönünde herhangi bir sınırlama getirilmeden karakteristik denklem Barzilai ve Gerosa tarafından elde edilmiştir [31, 35]. Tam çözümü elde etmek için takip edilen yol şu şekilde özetlenebilir:

- (1) Sadece mıknatıslanmış ferrit ve sadece izotrop ortam ile yüklü açık kılavuzun en genel alan ifadeleri ayrı ayrı bulunur.
- (2) Enine mıknatıslanmış ferrit tabaka yüklü paralel plakalı dalga kılavuzu göz önüne alınır ve birinci adımda türetilen ifadeler kullanılarak paralel plakalı kılavuz için dispersiyon bağıntısı türetilir.
- (3) Paralel plakalı kılavuzun açık kenarlarının kapatılması ile oluşan ferrit tabaka yüklü dikdörtgen dalga kılavuzu için karakteristik denklemin elde edilir.

Mıknatıslanmış ferritin kutuplama alanının yönü Şekil 2.4'te gösterildiği gibi y-eksenidir ve DA kutuplama alanı ferriti doyuma götürecektir yoğunluktur. Ferrit tabaka içinde alanlar şu şekilde ifade edilebilir.

$$\begin{bmatrix} \vec{E}_f \\ \vec{H}_f \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \sqrt{\mu_0/\epsilon_0} \\ 1 \end{bmatrix} A \begin{bmatrix} e_f \\ h_f \end{bmatrix} e^{j(k_{xf}x+k_{yf}y+k_{zf}z)} \quad (2.2)$$

k_{xf} , k_{yf} ve k_{zf} yayılım sabitleri, e_f ve h_f boyutsuz sabit vektörler, A genlik faktörüdür.

Denklem (2.2) Maxwell denklemlerinde yerine yazılırsa, enine mıknatıslanmış ferrit ile yüklü açık dalga kılavuzu için karakteristik denklemi elde edilir.

$$\mu_r t^4 + [(\mu_r + 1)k_{yf}^2 - \epsilon(\mu_r^2 - \kappa^2 + \mu_r)]t^2 + k_{yf}^4 - 2\mu_r \epsilon k_{yf}^2 + \epsilon^2(\mu_r^2 - \kappa^2) = 0 \quad (2.3)$$

Burada,

$$t^2 = k_{xf}^2 + k_{zf}^2 \quad (2.4)$$

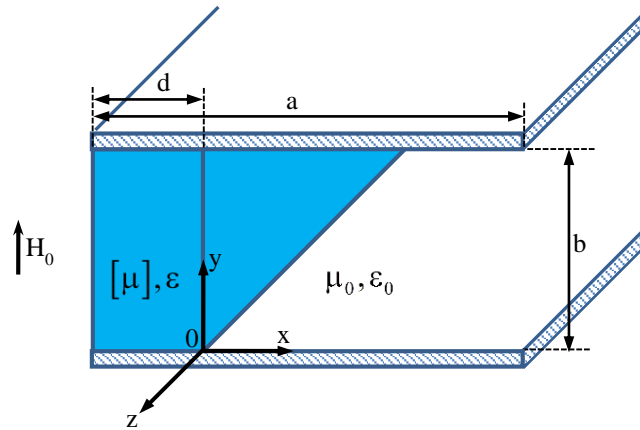
Yukarıda yapılan işleme benzer şekilde, boş uzay için uygun çözüm şöyle yazılabilir:

$$\begin{bmatrix} \vec{E}_0 \\ \vec{H}_0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \sqrt{\mu_0/\epsilon_0} \\ 1 \end{bmatrix} \left(B_1 \begin{bmatrix} e_{01} \\ h_{01} \end{bmatrix} + B_2 \begin{bmatrix} e_{02} \\ h_{02} \end{bmatrix} \right) e^{j(k_{x0}x + k_{y0}y + k_{z0}z)} \quad (2.5)$$

Maxwell denklemlerinde yerine yazılırsa aşağıdaki karakteristik denklem elde edilir.

$$k_{x0}^2 + k_{y0}^2 + k_{z0}^2 = 1 \quad (2.6)$$

Şimdi Şekil 2.4'te verilen yapıyı göz önüne alalım. Paralel plakalar mükemmel iletkenlerdir.



Şekil 2.4. Paralel plakalı enine mıknatıslanmış ferrit tabaka yüklü dikdörtgen dalga kılavuzu

Ara yüzde sınır şartlarının sağlanması için $k_y = k_{y0} = k_{yf}$ ve $k_z = k_{z0} = k_{zf}$ olmalıdır.

Ferrit bölge için Denklem (2.3), bir k_y değeri için iki tane t^2 çözümü verir. Böylece Denklem (2.4)'ten bir k_z değeri için iki adet k_x çözümü elde edilir. Dolayısıyla her k_y , k_z çifti için Denklem (2.2)'nin dört adet çözümü olacaktır. Bu durumda modal çözümü oluşturmak için verilen k_y , k_z çiftine karşılık gelen dört çözümü toplayarak ferrit içindeki alanları ifade ederiz.

$$\begin{bmatrix} \vec{E}_f \\ \vec{H}_f \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \sqrt{\mu_0/\epsilon_0} \\ 1 \end{bmatrix} \left(A_1^+ \begin{bmatrix} e_{f_1}^+ \\ h_{f_1}^+ \end{bmatrix} e^{jk_{x_1}x} + A_1^- \begin{bmatrix} e_{f_1}^- \\ h_{f_1}^- \end{bmatrix} e^{-jk_{x_1}x} \right. \\ \left. + A_2^+ \begin{bmatrix} e_{f_2}^+ \\ h_{f_2}^+ \end{bmatrix} e^{jk_{x_2}x} + A_2^- \begin{bmatrix} e_{f_2}^- \\ h_{f_2}^- \end{bmatrix} e^{-jk_{x_2}x} \right) e^{j(k_y y + k_z z)} \quad (2.7)$$

Boş bölgede aynı k_y, k_z çiftine karşılık gelen en genel çözüm aşağıda gibidir.

$$\begin{bmatrix} \vec{E}_0 \\ \vec{H}_0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \sqrt{\mu_0/\epsilon_0} \\ 1 \end{bmatrix} \left(B_1^+ \begin{bmatrix} e_{0_1}^+ \\ h_{0_1}^+ \end{bmatrix} e^{jk_{x_0}x} + B_1^- \begin{bmatrix} e_{0_1}^- \\ h_{0_1}^- \end{bmatrix} e^{-jk_{x_0}x} \right. \\ \left. + B_2^+ \begin{bmatrix} e_{0_2}^+ \\ h_{0_2}^+ \end{bmatrix} e^{jk_{x_0}x} + B_2^- \begin{bmatrix} e_{0_2}^- \\ h_{0_2}^- \end{bmatrix} e^{-jk_{x_0}x} \right) e^{j(k_y y + k_z z)} \quad (2.8)$$

$x = -d$ 'de E_f 'nin ve $x = a - d$ 'de E_0 'ın teğet bileşeni sıfıra eşitlenir; $x = 0$ 'da E_f ve H_f 'nin teğet bileşeni, E_0 ve H_0 'ın teğet bileşenine eşitlenirse sekiz bilinmeyenli lineer cebirsel denklem elde edilir. Katsayılar matrisinin determinanı sıfıra eşitlenir ve cebirsel işlemler sonucunda karakteristik denklem, Denklem (2.9)'daki gibi elde edilir. (Ayrıntı için bkz. [35])

$$\begin{aligned} & k_{y_1} k_{y_2} C_0 + k_{y_1} C_1 \cos(k_{y_1} d) \sin(k_{y_2} d) + k_{y_2} C_2 \sin(k_{y_1} d) \cos(k_{y_2} d) \\ & + k_{y_1} k_{y_2} C_3 \cos(k_{y_1} d) \cos(k_{y_2} d) + C_4 \sin(k_{y_1} d) \sin(k_{y_2} d) = 0 \end{aligned} \quad (2.9)$$

Şekil 2.4'te bulunan paralel plakalı kılavuzun kenarları mükemmel iletken iki levha ile kapatılır ve

$$k_y = \frac{m\pi}{b}, \quad m = 0, 1, 2, \dots \quad (2.10)$$

olarak alınırsa, yukarıda elde edilen modal çözüm yeni duvarların yüzeyindeki sınır şartlarını da sağlayacaktır.

2.4. İletim Hattı Eşdeğerliği Yöntemi

İletim hattı eşdeğerliği denklemleri, dalga kılavuzunun heterojen ve anizotrop ortam ile doldurulmuş en genel hali için Schelkunoff'un çalışmasında yer almaktadır [2]. Schelkunoff'un önerdiği bu yöntem, açık ve kapalı dalga kılavuzlarına uygulanabilen yarı analitik bir yöntemdir. Yöntemin uygulanışını şöyle özetleyebiliriz: İncelemek istediğimiz kılavuzun alanlarını seriye açmak için baz fonksiyonlar (özfonksiyon) oluşturacak bir referans problem belirlenir. Referans probleme ilişkin öz çözümlerin açık analitik ifadelerinin belirlenebilir olması gerekmektedir. İlgilendiğimiz dalga kılavuzuna en yakın seçilecek yapı ise analizde kolaylık sağlayacaktır [36]. Baz fonksiyonlar kılavuz içinde bütün alan dağılımlarını ifade edebilecek tam ve ortonormal bir küme oluşturur. İncelenen problemin alanları, bu özfonksiyonlar cinsinden Fourier serilerine açılarak ifade edilir. Böylece Maxwell'in kısmi diferansiyelli denklemleri, adi diferansiyel denklemlerden oluşan bir sisteme dönüşür. Ayrıca referans problem ile incelediğimiz yapının dış cidarları aynı olduğundan, ilgilendiğimiz dalga kılavuzu için sınır şartları doğrudan sağlanacaktır. İç çarpımda kullanılan test fonksiyonları baz fonksiyonlarına eşit seçildiğinden bu yöntem Moment metodunun Galerkin versiyonu olarak bilinir [37].

Enine mıknatıslanmış ferrit tabaka yüklü, kayıpsız dikdörtgen dalga kılavuzu için iletim hattı eşdeğerliği denklem sistemi Denklem (2.11)'deki gibidir. EK-B'de verilen iletim hattı denklemlerinin en genel durumundan farklı olarak burada sadece $T_{v[]()}$ ve $T_{i[]()}$ sıfır matrislerdir.

$$\frac{d}{dz} \begin{bmatrix} \underline{v}_{()} \\ \underline{v}_{[]} \\ \underline{i}_{()} \\ \underline{i}_{[]} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & T_{v[]()} & Z_{()} & Z_{() []} \\ 0 & T_{v[] []} & Z_{[]()} & Z_{[] []} \\ Y_{()} & Y_{() []} & 0 & 0 \\ Y_{[]()} & Y_{[] []} & T_{i[]()} & T_{i[] []} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \underline{v}_{()} \\ \underline{v}_{[]} \\ \underline{i}_{()} \\ \underline{i}_{[]} \end{bmatrix} \quad (2.11)$$

Denklem (2.11)'deki katsayılar matrisini oluşturan elemanlar birer matris formundadır.

Empedans ve admitans matrisleri

$$Z = \begin{bmatrix} Z_{(0)} & Z_{(0)1} \\ Z_{1(0)} & Z_{111} \end{bmatrix} \text{ ve } Y = \begin{bmatrix} Y_{(0)} & Y_{(0)1} \\ Y_{1(0)} & Y_{111} \end{bmatrix}, \quad (2.12)$$

transfer katsayı matrisleri

$$T_V = \begin{bmatrix} 0 & T_{V(0)1} \\ 0 & T_{V111} \end{bmatrix} \text{ ve } T_I = \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ T_{I1(0)} & T_{I111} \end{bmatrix} \quad (2.13)$$

olacak şekilde gruplandırılabilir. Z , Y , T_V ve T_I sırasıyla modlar arasındaki birim uzunluk başına seri empedans, paralel admitans, gerilim transfer katsayısı ve akım transfer katsayısı matrisleridir. Bu matrisler $2N \times 2N$ boyutlu kare matrislerdir ve kompleks frekansa bağlı rasyonel fonksiyonlardan oluşur. N , seri açılımda kullanılan boş kılavuzun mod fonksiyonlarının sayısını göstermektedir. Aslında bu matrisler sonsuz boyutlara sahiptir. Ancak fiziksel probleme yaklaşımda bu matrisler sonlu olarak kullanılır. $2N \times 1$ boyutlu sütun vektörleri \underline{v} ve \underline{i} , sırasıyla, iletim hattı gerilim ve akımlarıdır. Sütun vektörleri kompleks frekans p ve z ekseninin fonksiyonlardır. İlgilendiğimiz yapı için iletim hattı denklemlerinin elde edilişi EK-A'da verilmiştir.

3. HETEROJEN VE ANİZOTROP ORTAM İLE YÜKLÜ KAPALI DALGA KILAVUZU İÇİN GRUP HIZI

3.1. Giriş

Faz hızı, tek frekanslı bir dalganın (eş faz yüzeylerinin) hızını, grup hızı ise frekansları farklı birden çok dalganın oluşturduğu dalga paketi zarfının hızını ifade eder. Bilgi iletimi tek frekanslı taşıyıcı bir dalganın modüle edilmesi ile gerçekleştiğinden, bilgi faz hızında değil grup hızında iletilir ve genellikle faz hızına eşit veya faz hızından küçüktür.

Dispersif ortamdaki grup hızı,

$$v_g = \left(\frac{d\beta}{d\omega} \right)^{-1} \quad (3.1)$$

olarak tanımlanır [38]. Grup hızını belirlemek için faz katsayısının açısal frekansa göre türevinin hesaplanması gerekmektedir. Faz katsayısının açısal frekansa göre türevi iki şekilde hesaplanabilir:

- Yayılım sabitini analitik olarak ifade edilir ve türevi alınır.
- Yayılım sabiti için sayısal olarak elde edilen sonuçlar kullanarak, sayısal türev alınır.

İletim hattı eşdeğerliği denklem sisteminde katsayılar matrisinin özdeğerleri, bulmak istediğimiz yayılım sabitleridir. Dolayısıyla iletilen modlar için özdeğerin türevi elde edildiği takdirde grup hızı da belirlenmiş olacaktır.

Bu bölümde heterojen ve anizotrop ortam ile yüklü, enine boyuna alanlar arasında kuplaj olan, kayıpsız, düzgün dalga kılavuzları için grup hızının belirlenebileceği analitik bir ifade elde edilmektedir. Amacımız bu grup hızı ifadesini kullanarak dalga kılavuzu içinde geriye doğru dalga modlarının varlığı için bir ölçüt geliştirmektir.

3.2. Grup Hızı

Denklem (2.11)'de verilen iletim hattı eşdeğerliği denklem sistemi aşağıdaki gibi gösterilebilir.

$$\frac{d}{dz} \begin{bmatrix} \underline{v}(p, z) \\ \underline{i}(p, z) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} T_v(p) & -Z(p) \\ -Y(p) & T_i(p) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \underline{v}(p, z) \\ \underline{i}(p, z) \end{bmatrix} \quad (3.2)$$

$Z(p)$ ve $Y(p)$ pozitif reel, rasyonel, kayıpsız matrislerdir. Diğer bir deyişle $Z(p)$ ve $Y(p)$ Foster matrisleridir [39]. Foster matrisi; $\text{Re}\{p\} > 0$ 'da analitiktir, p 'nin reel olduğu yerde reeldir ve özel aykırı hermiyendir $-Z^T(-j\omega) = Z(j\omega)$ [40].

Alanların yani \vec{E} ve \vec{H} fonksiyonlarının z yönüne bağımlılığı $e^{-\gamma(p)z}$ şeklindedir. İletim hattı akım ve gerilim vektörleri sırasıyla $\underline{i}(p, z) = \underline{i}(p)e^{-\gamma(p)z}$ ve $\underline{v}(p, z) = \underline{v}(p)e^{-\gamma(p)z}$ olarak ifade edilebilir. Bu durumda Denklem (3.2),

$$-\gamma(p) \begin{bmatrix} \underline{v}(p) \\ \underline{i}(p) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} T_v(p) & -Z(p) \\ -Y(p) & T_i(p) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \underline{v}(p) \\ \underline{i}(p) \end{bmatrix} \quad (3.3)$$

olarak yazılabilir. $Z^{-1}(p)$ ve $Y^{-1}(p)$ matrisleri mevcut olsun. Denklem (3.3) reel frekanslarda ($p = j\omega$) Denklem (3.4)'teki gibi düzenlenirse, n . özdeğeri $\gamma_n(j\omega)$ ve bu özdeğere karşılık gelen özvektörü $\underline{v}_n(j\omega)$ olan bir kuadratik özdeğer problemi elde edilir.

$$\left\{ \gamma_n^2(j\omega)Z^{-1}(j\omega) + \gamma_n(j\omega) \left[Z^{-1}(j\omega)T_v(j\omega) + T_i(j\omega)Z^{-1}(j\omega) \right] - Y(j\omega) + T_i(j\omega)Z^{-1}(j\omega)T_v(j\omega) \right\} \underline{v}_n(j\omega) = 0 \quad (3.4)$$

Kayıpsızlık yardımıyla $Z^+(j\omega) = -Z(j\omega)$ ve $Y^+(j\omega) = -Y(j\omega)$ yazılabilir. Ayrıca $-T_i(j\omega) = T_v^+(j\omega)$ dir. Transfer katsayı matrislerinin aralarında böyle bir ilişki olduğunun ispatı EK-B'de verilmiştir.

$X(j\omega) = -jZ(j\omega)$ ve $B(j\omega) = -jY(j\omega)$ olarak tanımlansın. $Z(j\omega)$ ve $Y(j\omega)$ aykırı hermisyen matris oldukları için $X(j\omega)$ ve $B(j\omega)$ hermisyen matrislerdir. Aksi belirtilmedikçe buradaki büyüklükler $p = j\omega$ 'nın fonksiyonudur. Gösterimde kolaylık olması bakımından $j\omega$ eşitlik ifadelerinden çıkarılmıştır.

$X(j\omega)$ ve $B(j\omega)$ 'yı Denklem (3.4)'te yerine yazalım,

$$\left[\gamma_n^2 X^{-1} + \gamma_n (X^{-1} T_V - T_V^+ X^{-1}) + B - T_V^+ X^{-1} T_V \right] v_n = 0 \quad (3.5)$$

ve ω 'ya göre türevini alalım.

$$\left[\frac{d\gamma_n^2}{d\omega} X^{-1} + \gamma_n^2 \frac{dX^{-1}}{d\omega} + \frac{d\gamma_n}{d\omega} (X^{-1} T_V - T_V^+ X^{-1}) + \gamma_n \frac{d(X^{-1} T_V - T_V^+ X^{-1})}{d\omega} + \frac{dB}{d\omega} - \frac{d(T_V^+ X^{-1} T_V)}{d\omega} \right] v_n + \quad (3.6)$$

$$\left[\gamma_n^2 X^{-1} + \gamma_n (X^{-1} T_V - T_V^+ X^{-1}) + B - T_V^+ X^{-1} T_V \right] \frac{dv_n}{d\omega} = 0$$

$\gamma_n(j\omega)$ 'nın saf sanal olduğu durumu yani iletilen modları göz önünde bulundurarak Denklem (3.6)'nın eşleniğinin devriğini alıp, sağdan $v_n(j\omega)$ ile çarpalım. Bu durumda soldan ikinci terim Denklem (3.5)'den dolayı sıfır olur ve aşağıdaki ifade elde edilir.

$$v_n^+ \left[\frac{d\gamma_n^2}{d\omega} X^{-1} + \gamma_n^2 \frac{dX^{-1}}{d\omega} + \frac{d\gamma_n}{d\omega} (X^{-1} T_V - T_V^+ X^{-1}) + \gamma_n \frac{d(X^{-1} T_V - T_V^+ X^{-1})}{d\omega} + \frac{dB}{d\omega} - \frac{d(T_V^+ X^{-1} T_V)}{d\omega} \right] v_n = 0 \quad (3.7)$$

Denklem (3.5)'ten $(X^{-1} T_V - T_V^+ X^{-1})$ ifadesinin eşitini Denklem (3.7)'de yerine yazıp düzenleyelim.

$$\begin{aligned}
-\gamma_n \frac{d\gamma_n}{d\omega} v_n^+ \left[X^{-1} - \frac{1}{\gamma_n^2} B + \frac{1}{\gamma_n^2} T_v^+ X^{-1} T_v \right] v_n = \\
v_n^+ \left[-(\gamma_n I + T_v)^+ \frac{dX^{-1}}{d\omega} (\gamma_n I + T_v) + \frac{dB}{d\omega} + \right. \\
\left. (\gamma_n I - T_v^+) X^{-1} \frac{dT_v}{d\omega} - \frac{dT_v^+}{d\omega} X^{-1} (\gamma_n I + T_v) \right] v_n
\end{aligned} \tag{3.8}$$

Foster reaktans teoreminden $\frac{dB}{d\omega}$ ve $-\frac{dX^{-1}}{d\omega}$ ifadelerinin pozitif kesin tanımlı matrisler olduğu bilinmektedir [41]. Denklem (3.8)'de özelliği bilinmeyen tek türev, $T_v(j\omega)$ matrisinin ω 'ya göre türevidir. Buraya kadar heterojen ve anizotrop ortam ile yüklü kayıpsız dalga kılavuzu genel olarak ele alındı. Ancak $T_v(j\omega)$ matrisinin türevinin hesaplanabilmesi için elemanlarının belirlenmesi gerektiğinden, ilgilendiğimiz yapı üzerinden bir özelleştirmeye gidilecektir. Bölüm 2.4'te enine mıknatıslanmış ferrit tabaka yüklü dikdörtgen dalga kılavuzu için belirlenen $T_v(j\omega)$ matrisinin türevi alınıp, bir takım cebirsel işlemlerin sonucunda görülecektir ki,

$$\tilde{\alpha} = \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & \hat{\chi}_{[]}^{-1} \{ \omega^{-1} I + 2\kappa \omega_m^{-1} Q^{-1} \} \hat{\chi}_{[]} \end{bmatrix} \tag{3.9}$$

olmak üzere $\frac{dT_v}{d\omega} = T_v \tilde{\alpha}$ dır. $T_v(j\omega)$ 'nın türevi, kendisinin başka bir matris ile çarpımına eşit olmaktadır. $T_v(j\omega)$ 'nın türevini Denklem (3.8)'de yerine yazalım.

$$\begin{aligned}
-\gamma_n \frac{d\gamma_n}{d\omega} v_n^+ \left[X^{-1} - \frac{1}{\gamma_n^2} B + \frac{1}{\gamma_n^2} T_v^+ X^{-1} T_v \right] v_n = \\
v_n^+ \left[-(\gamma_n I + T_v)^+ \frac{dX^{-1}}{d\omega} (\gamma_n I + T_v) + \frac{dB}{d\omega} + \right. \\
\left. + (\gamma_n I - T_v^+) X^{-1} T_v \tilde{\alpha} - (T_v \tilde{\alpha})^+ X^{-1} (\gamma_n I + T_v) \right] v_n
\end{aligned} \tag{3.10}$$

İletilen modlar için $\gamma_n(j\omega) = j\beta_n(j\omega)$ Denklem (3.10)'da yerine yazılıp düzenlenirse, dispersif ortamda grup hızı için aşağıdaki ifade elde edilir.

$$\frac{1}{\frac{d\beta_n}{d\omega}} = \beta_n \frac{v_n^+ \left[X^{-1} + \frac{1}{\beta_n^2} (B - T_v^+ X^{-1} T_v) \right] v_n}{v_n^+ \left[-(j\beta_n I + T_v)^+ \frac{dX^{-1}}{d\omega} (j\beta_n I + T_v) + \frac{dB}{d\omega} + (\tilde{A} + \tilde{A}^+) \right] v_n} \quad (3.11)$$

Burada, $\tilde{A} = \left[(j\beta_n I - T_v^+) X^{-1} T_v \tilde{\alpha} \right]$.

T_v matrisinin türevini hesaplariken her ne kadar ilgilendiğimiz yapı üzerinden bir özelleştirmeye gidilse de kılavuz dolduran malzeme için $\tilde{\alpha}$ gibi bir ifade türetildiği takdirde, Denklem (3.11)'de elde edilen grup hızı ifadesi geçerliliğini korumaya devam edecektir.

3.3. Geriye Doğru Dalga Modu için Gerek ve Yeter Şartlar

Geriye doğru dalga, grup hızı ile faz hızı zıt işaretli olan dalga olarak tanımlanmaktadır. Bölüm 3.2'de elde edilen grup hızı ifadesi kullanılarak, geriye doğru dalga modunun mevcudiyeti için gerek ve yeter şartlar belirlenebilir.

Denklem (3.11)'i aşağıdaki gibi düzenleyelim.

$$\begin{aligned} & \left[\beta_n \frac{d\beta_n}{d\omega} \right] v_n^+ \left[X^{-1} + \frac{1}{\beta_n^2} (B - T_v^+ X^{-1} T_v) \right] v_n \\ & = v_n^+ \left[-(j\beta_n I + T_v)^+ \frac{dX^{-1}}{d\omega} (j\beta_n I + T_v) + \frac{dB}{d\omega} + (\tilde{A} + \tilde{A}^+) \right] v_n \end{aligned} \quad (3.12)$$

Geriye doğru dalga modunun tanım ifadesine göre geriye doğru dalganın mevcut olması için Denklem (3.12)'nin sol tarafındaki ilk terimin işaretinin negatif olması gerekmektedir.

Foster reaktans teoreminden $\frac{dB}{d\omega}$ ve $-\frac{dX^{-1}}{d\omega}$ pozitif kesin tanımlı matrisler olduğu bilinmektedir [41]. $(\tilde{A} + \tilde{A}^+)$ matrisinin karakteristiğini analitik olarak belirlemek kolay değildir. Bu yüzden Denklem (3.12)'nin sağ tarafının,

$$R_n = v_n^+ \left[-(j\beta_n I + T_V)^+ \frac{dX^{-1}}{d\omega} (j\beta_n I + T_V) + \frac{dB}{d\omega} + (\tilde{A} + \tilde{A}^+) \right] v_n > 0 \quad (3.13)$$

olduğunu varsayalım. Bu durumda bir frekans aralığında geriye doğru dalga modunun olması için aşağıdaki şart sağlanmalıdır.

$$P_n = v_n^+ \left[X^{-1} + \frac{1}{\beta_n^2} (B - T_V^+ X^{-1} T_V) \right] v_n < 0 \quad (3.14)$$

Bu geriye doğru dalganın var olması için gerek ve yeter şarttır.

Dalga kılavuzunun enine ve boyuna alanları arasında kuplaj olmadığı durumda transfer katsayısı matrisleri $T_V = 0$ ve $T_I = 0$ olmaktadır. Buna göre Denklem (3.14)'te verilen geriye doğru dalga şartını yeniden düzenleyelim.

$$\beta_n^2 v_n^+ X^{-1} v_n + v_n^+ B v_n < 0 \quad (3.15)$$

İletilen bir mod için $v_n^+ X^{-1} v_n$ ve $v_n^+ B v_n$ aynı anda pozitif veya negatif olmaktadır [41]. Dolayısıyla Denklem (3.15)'teki eşitsizlik ancak $v_n^+ X^{-1} v_n$ ve $v_n^+ B v_n$ ifadelerinin aynı anda negatif olması şartı ile mümkündür.

Enine ve boyuna alanlar arasında kuplaj olmayan ortam ile yüklü metalik dalga kılavuzlarında geriye doğru dalganın var olması için gerek ve yeter şartın, ilgili frekans aralığında kuadratik formların $v_n^+ X^{-1} v_n < 0$ ve $v_n^+ B v_n < 0$ eşitsizliklerini sağlaması gerektiği şeklinde verilmiştir [41]. Bu durum Denklem (3.15)'te verilen ifadeyi doğrulamaktadır. Diğer bir deyişle Denklem (3.14)'te geriye doğru dalganın var olması için elde edilen gerek ve yeter şartın genel ifadesinin doğruluğu teyit edilmektedir.

3.4. Dispersif Olmayan Ortam

Dalga kılavuzunu dolduran malzemenin bünye parametreleri frekans ile değişmiyorsa, böyle bir ortam dispersif olmayan ortam olarak tanımlanır. Bünye denklemlerinin frekans ile değişmediği bir frekans aralığında yukarıda elde edilen sonuçları tekrar değerlendirelim.

Ferritin manyetik geçirgenlik tensör matrisinin elemanlarının frekansa bağlı olmadığı durum için $T_v(j\omega)$ matrisinin türevi sıfır verir ve $\tilde{A}=0$ olur. Denklem (3.8) düzenlenirse dispersif olmayan ortam için grup hızı ifadesi,

$$\frac{1}{\frac{d\beta_n}{d\omega}} = \beta_n \frac{v_n^+ \left[X^{-1} + \frac{1}{\beta_n^2} (B - T_v^+ X^{-1} T_v) \right] v_n}{v_n^+ \left[-(j\beta_n I + T_v)^+ \frac{dX^{-1}}{d\omega} (j\beta_n I + T_v) + \frac{dB}{d\omega} \right] v_n} \quad (3.16)$$

olarak elde edilir.

Benzer şekilde dispersif olmayan ortamda geriye doğru dalganın var olması için gerek ve yeter şartı inceleyelim. Dispersif olmayan ortamda $T_v(j\omega)$ matrisinin türevi sıfır verdiği için $v_n^+ (\tilde{A} + \tilde{A}^+) v_n = 0$ olacağından Denklem (3.13),

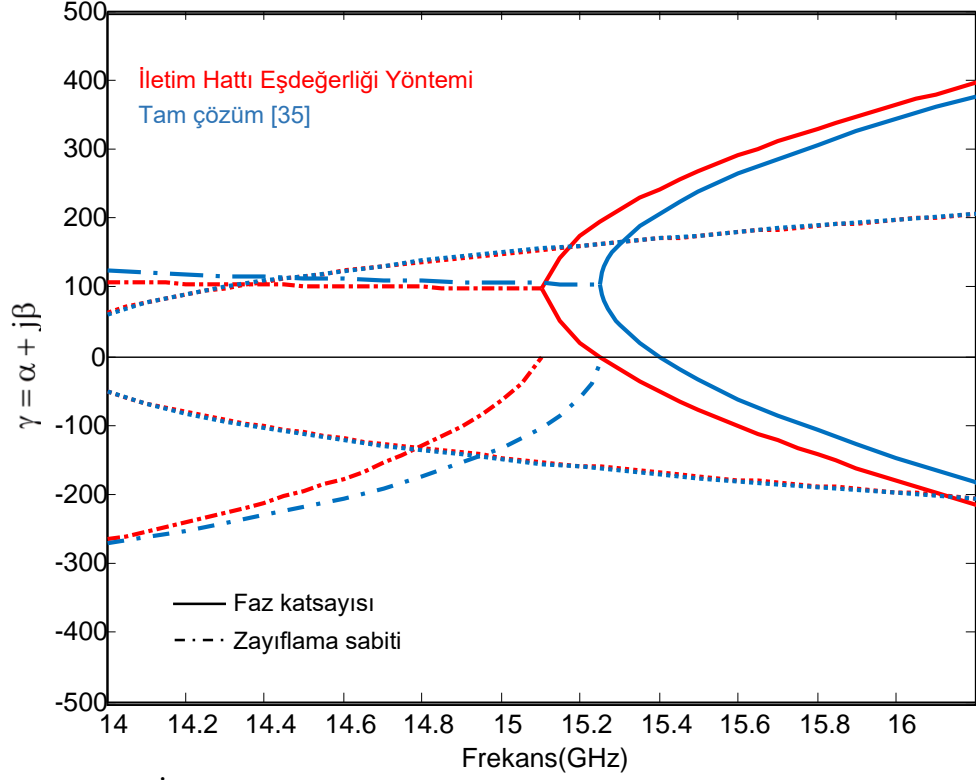
$$v_n^+ \left[-(j\beta_n I + T_v)^+ \frac{dX^{-1}}{d\omega} (j\beta_n I + T_v) + \frac{dB}{d\omega} \right] v_n > 0 \quad (3.17)$$

halini alır. $\frac{dB}{d\omega}$ ve $-\frac{dX^{-1}}{d\omega}$ pozitif kesin tanımlı matrisler olduğu için bu ifade her zaman doğrudur. Dolayısıyla dispersif olmayan ortamda geriye doğru dalganın var olması için gerek ve yeter şart sadece Denklem (3.14)'ün gerçekleşmesi ile sağlanacaktır.

Elde edilen grup hızı ifadesi Bölüm 3.3'deki ifadeye göre daha sadedir ve geriye doğru dalganın varlığı için bir varsayımda bulunmadan gerek ve yeter şart belirlenmiştir. Ancak ortam parametrelerinin frekansa bağımlılığı ortadan kaldırıldığı için problem sınırlandırılmaktadır.

3.5. Sayısal Örnek

Bu bölümde geriye doğru dalga için elde edilen analitik ifadenin uygulanabilirliği sayısal bir örnek üzerinde gösterilecektir. Enine mıknatıslanmış ferrit tabaka yüklü dikdörtgen dalga kılavuzu için parametreler şöyledir: $4\pi M_s=2000$ Gauss, $H_0=500$ Oersted, $a=10$ mm, $b=12,5$ mm, $d=2$ mm, $\epsilon_f/\epsilon_0 = 12,6$.

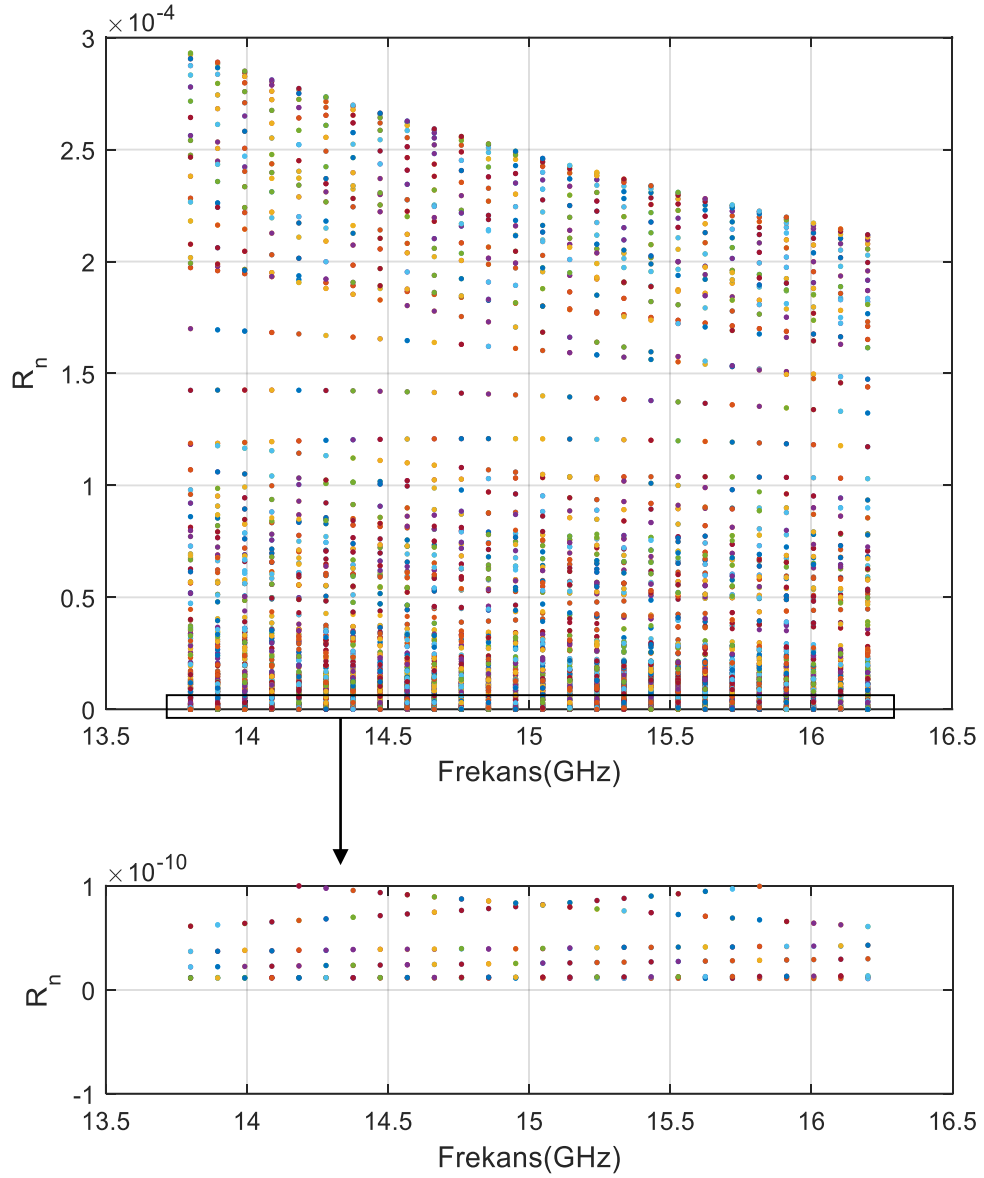


Şekil 3.1. İletim hattı eşdeğerliği ve tam çözüm sonuçlarının karşılaştırılması

İletim hattı eşdeğerliği yöntemi ve tam çözümün sonuçları karşılaştırmalı olarak verilmiştir. Seri açılımda kullanılan mod sayısı arttıkça iletim hattı eşdeğerliği yönteminin sonuçları tam çözümün sonuçlarına yaklaştığı görülmüştür. Ancak seri açılımda kullanılan mod sayısının artması katsayılar matrisinin boyutunu büyütmemekte ve özdeğerlerin hesaplanma süresi uzamaktadır. Bu sebeple yapacağımız incelemede programın cevap süresini göz önüne alarak, iletim hattı eşdeğerliği yönteminin sonuçları için 225 TE + 225 TM modu kullanıldı.

İlgili kılavuz için $15.123\text{GHz} < f < 15.245\text{GHz}$ aralığında geriye doğru dalga modu bulunmaktadır. Şekil 3.1’de geriye doğru dalganın başladığı dallanma noktasının hemen üzerinde (tireli çizgi ile gösterilen faz katsayısı) başka bir çatallanma noktası daha vardır. Çatallanmanın görüldüğü bu nokta analitik bir noktadır [42]. Dispersiyon eğrisinin diğer bölümlerinde de benzer başka analitik noktalar bulunabilir.

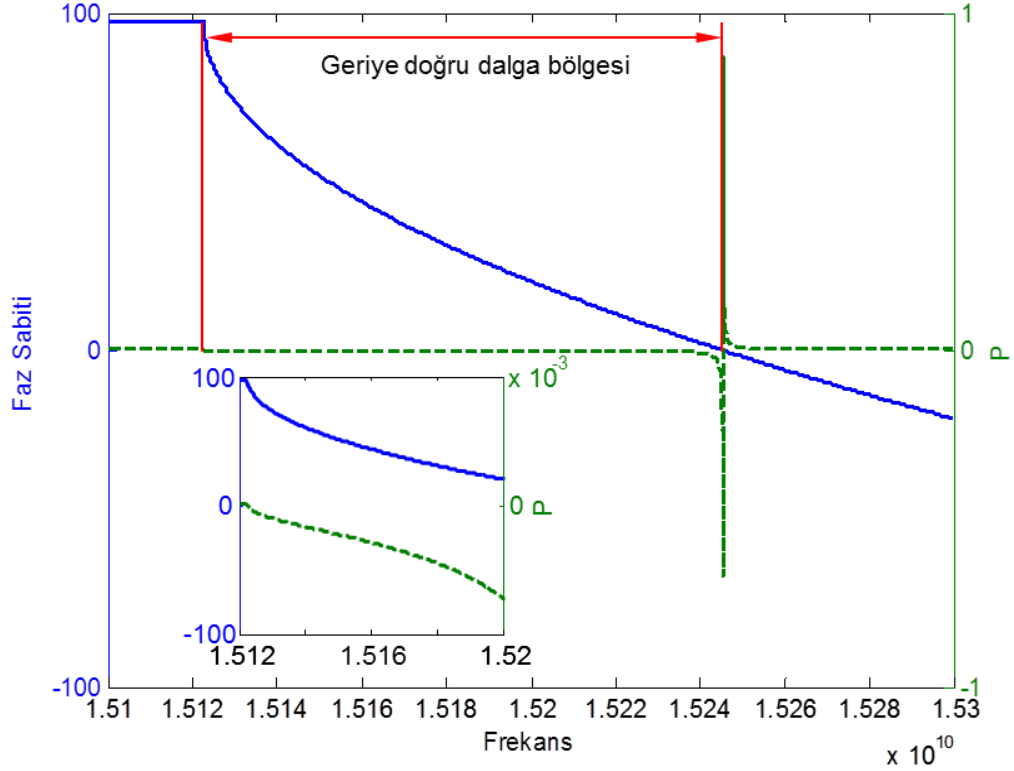
İlgili aralıkta geriye doğru dalganın mevcut olabilmesi için öncelikle dispersif ortamda $R_n > 0$ şartının sağlandığı gösterilmelidir.



Şekil 3.2. Bir frekans bandı üzerindeki her bir frekansta elde edilen bütün özdeğerler için grup hızının paydasının aldığı değerler

İletim hattı eşdeğerliği yönteminin sonuçları için 225 TE + 225 TM modu kullanılmıştır. Bu, herhangi bir frekansta Denklem (3.4)'teki özdeğer probleminden 450 adet özdeğerin elde edileceği anlamına gelmektedir. Bir frekans bandı üzerindeki her bir frekansta 450 adet özdeğer ve bu özdeğerlere karşılık gelen özvektörler için R_n hesaplanmıştır. Sonuçlar Şekil 3.2'de gösterilmektedir. Şekil 3.2'de her bir özdeğer için elde edilen R_n değerleri nokta ile gösterilmektedir, her bir frekans için 450 adet R_n hesaplanmıştır. $R_n > 0$ şartının her bir özdeğer için sağlandığı görülmektedir.

Geriye doğru dalga modunun var olması için ilk şart doğrulandıktan sonra, Denklem (3.14)'teki kuadratik form P_n hesaplandı ve sonuç Şekil 3.3'de gösterildi.



Şekil 3.3. Geriye doğru dalga modu frekans aralığı üzerinde gerek ve yeter şartın değişim grafiği

Düz çizgi faz sabitini, kesikli çizgi ise kuadratik form P_n 'nin aldığı değeri göstermektedir. P_n , geriye doğru dalga modunun bulunduğu yalnız bu aralıkta negatiftir. Bu şekilde analitik olarak bulunan Denklem (3.14)'teki şart sayısal olarak da doğrulanmaktadır. Sonuç olarak bir frekans aralığı içinde geriye doğru dalga modunun belirlenebilmesi için yayılım sabitinin bütün bant boyunca karakteristiğini çıkarmaya gerek kalmamıştır. Elde edilen ifadeler kullanılarak doğrudan geriye doğru dalgaların bulunduğu frekans aralıkları kolayca tespit edilebilecektir. Dolayısıyla bu durum geriye doğru dalgaların kullanılacağı tasarımlarda büyük kolaylıklar sağlayacağı açıktır.

4. CEBİRSEL FONKSİYON TEORİSİ YARDIMIYLA ÖZDEĞERLERİN İNCELENMESİ

4.1. Giriş

Homojen olmayan ve anizotrop ortam ile yüklü, enine ve boyuna alanlar arasında kuplaj bulunun dalga kılavuzu için iletim hattı eşdeğerliği denklemleri en genel halini almaktadır. İletim hattı eşdeğerliği denklemleri, alanların z eksenine bağımlılığı $e^{-\gamma z}$ olduğundan bir lineer cebirsel denklem sistemine dönüşmektedir. Lineer cebirsel denklem sisteminden ise özel olarak kuadratik özdeğer problemi elde edilir. Denklem (3.4)'te verilen kuadratik özdeğer problemi,

$$Q(\gamma, p) v_n(p) = \left[\gamma_n^2 I + \gamma_n (T_v + Z T_1 Z^{-1}) - Z Y + Z T_1 Z^{-1} T_v \right] v_n = 0 \quad (4.1)$$

şeklinde yazılabilir. Denklem (4.1)'in ortasında bulunan ifadedeki her bir eleman kompleks frekans p 'nin rasyonel bir fonksiyonudur. Gösterimde kolaylık olması açısından p bağımlılığı ifadede belirtilmemiştir.

Eğer $v_n(p) \neq 0$ ise, Denklem (4.1)'i sıfır yapacak bir çözümün mevcut olduğunu garantilemek için $\det[Q(\gamma, p)]$ sıfır olmalıdır. $Q(\gamma, p)$ 'nin determinantı, katsayıları p 'nin rasyonel fonksiyonu olan $\gamma(p)$ 'nin bir monik polinomudur. Eğer bu polinom sıfıra eşitlenir ve katsayıların en küçük ortak paydası ile çarpılırsa, katsayıları p 'nin tam fonksiyonu olan bir cebirsel denklem elde edilir.

$$G(\gamma, p) = a_0(p) \gamma^{4N}(p) + a_1(p) \gamma^{4N-1}(p) + \dots + a_{4N-1}(p) \gamma(p) + a_{4N}(p) = 0 \quad (4.2)$$

Bu cebirsel denklemin kökleri, kuadratik özdeğer probleminin özdeğerlerine yani yayılım sabitlerine karşılık gelmektedir. Cebirsel denklemin kökleri analitik ve tekil noktalar civarında seri açılım kullanılarak ifade edilebilir.

Bir cebirsel denklem, sadece cebirsel tekilliklere sahip olabilmektedir [23]. Bu tekillikler Denklem (4.2)'de $\gamma^{4N}(p)$ 'nin katsayısı $a_0(p)$ 'nin sıfırları olan kutup veya kutup dallanma noktası ve $G(\gamma, p)$ 'nin diskriminantının sıfırları olan cebirsel dallanma noktasıdır. Bu bölümde analitik ve tekil noktaların komşuluğunda geriye doğru dalgaların varlığı incelenmiştir.

4.2. Kutup Noktası Civarında Özdeğerlerin İncelenmesi

Kutup noktası, cebirsel denklem $G(\gamma, p)$ 'nin ilk terimi olan $\gamma^{4N}(p)$ 'nin katsayısı $a_0(p)$ 'yi sıfır yapan değerlerdir. Özdeğerler, bu kutup noktası civarında sonlu sayıda negatif kuvvetli terimlere sahip Laurent seri açılımı ile ifade edilebilir [23].

İletim hattı denklem sistemi oluşturan Z , Y , T_v ve T_l matrisleri, kompleks frekans p 'nin rasyonel fonksiyonu olan $[\varepsilon]$ ve $[\mu]$ tensör matrislerinin elemanlarını içermektedir. Kayıpsız sistemler ile ilgilendiğimiz için bünye parametrelerinin kutup noktaları, $Q(\gamma, p)$ 'nin determinantının en küçük ortak paydası $a_0(p)$ 'nin sıfırları olarak karşımıza çıkacaktır. Dolayısıyla $a_0(p)$ 'nin sıfırlarının $j\omega$ ekseninde yer alacaktır.

Bu bölümde, Denklem (4.2)'de verilen cebirsel denklemin kutup ve kutup dallanma noktası olmak üzere iki tip tekilliği göz önüne alınacaktır. Amacımız bu tekil noktalar civarında geriye doğru dalgaların var olma şartlarını ortaya çıkarmaktır.

4.2.1. Kutup noktası

Varsayalım ki $j\omega_B$, $a_0(p)$ 'nin bir sıfırı ve $\gamma_n(p)$ 'nin n_1 mertebeli kutbu olsun. Bu durumda $j\omega_B$ kutup noktası civarında n . yayılım sabitinin davranışı sonlu sayıda negatif kuvvetli terime sahip Laurent seri açılımı kullanılarak modellenilebilir.

$$\gamma_n(p) = \sum_{m=-n_1}^{\infty} C_m (p - j\omega_B)^m \quad (4.3)$$

Denklem (4.3), $p = j\omega$ için,

$$\gamma_n(j\omega) = \sum_{m=-n_1}^{\infty} C_m (j)^m (\omega - \omega_B)^m \quad (4.4)$$

şeklinde düzenlenebilir. $C_{kr}, C_{ki} \in \mathbb{R}$ olmak üzere seri açılımda k . katsayı $C_k = C_{kr} + jC_{ki}$ olarak ifade edilsin. $j\omega_B$ 'nin yakın civarında Laurent serisinin baskın terimi en küçük indisli $-n_1$ terimidir. Dolayısıyla yayılım sabitinin davranışı bu terime bakılarak incelenebilir. ω_B 'nin komşuluğunda $\gamma_n(j\omega)$ 'nın saf sanal olması, ancak ve sadece ancak

$$k = \dots, -4, -2, 0, 2, \dots, 2m \text{ için } C_{kr} = 0 \quad (4.5)$$

$$k = -n_1, \dots, -3, -1, 1, 3, \dots, 2m+1 \text{ için } C_{ki} = 0 \quad (4.6)$$

olduğunda sağlanabilir. C_{kr} veya C_{ki} katsayılarından hangisinin işleme alınacağı en küçük indis n_1 'in tek veya çift olma durumuna göre değişmektedir.

i) n_1 çift olsun. ω_B 'nin yakın civarında

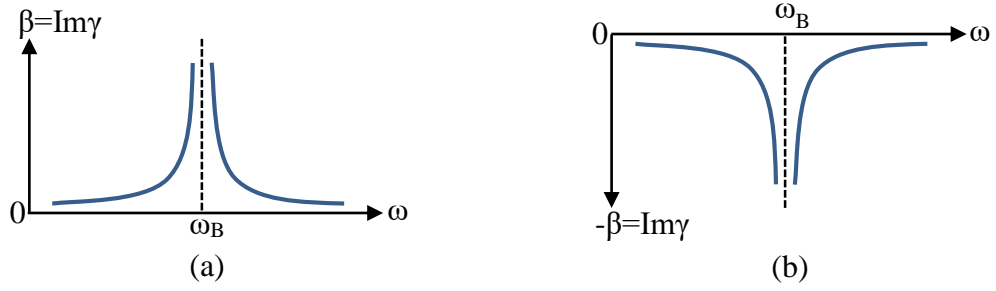
$$\frac{C_{-n_1}}{(\omega - \omega_B)^{n_1} (-1)^{n_1/2}} \quad (4.7)$$

seri açılımın baskın terimi olacaktır. n_1 çift olduğundan $(\omega - \omega_B)^{n_1}$ her zaman pozitiftir. Bu durumda;

(a) $C_{-n_1} (-1)^{-n_1/2} > 0$ ise $j\omega_B$ 'nin her iki tarafında $\beta(j\omega) > 0$ olacaktır.

(b) $C_{-n_1} (-1)^{-n_1/2} < 0$ ise $j\omega_B$ 'nin her iki tarafında $\beta(j\omega) < 0$ olacaktır.

Şekil 4.1'de bu iki duruma karşılık düşen dispersiyon eğrileri bulunmaktadır. Görüldüğü gibi n_1 çift olması durumunda, $\omega < \omega_B$ de iletilen bir mod var ise, $\omega > \omega_B$ için mutlaka bir geriye doğru dalga modu olacaktır.



Şekil 4.1. Kutup noktası için Laurent seri açılımında kutbun mertebesinin çift olması durumunda dispersiyon eğrileri

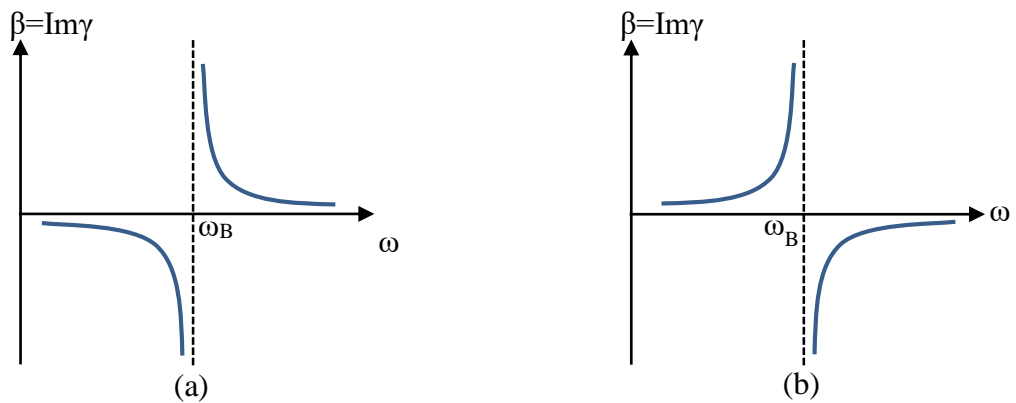
ii) n_1 tek olsun. ω_B 'nin yakın civarında

$$\frac{C_{-n_1 r}}{(\omega - \omega_B)^{n_1} (-1)^{(n_1-1)/2}} \quad (4.8)$$

seri açılımın baskın terimi olacaktır.

Tablo 4.1. Kutbun mertebesinin tek olması durumunda yayılım sabitinin durumu

	$\omega < \omega_B$	$\omega > \omega_B$
$C_{-n_1 r} (-1)^{-(n_1-1)/2} > 0$	$\beta(j\omega) < 0$	$\beta(j\omega) > 0$
$C_{-n_1 r} (-1)^{-(n_1-1)/2} < 0$	$\beta(j\omega) > 0$	$\beta(j\omega) < 0$



Şekil 4.2. Kutup noktası için Laurent seri açılımında kutbun mertebesinin tek olması durumunda dispersiyon eğrileri

Tablo 4.1’de kutup noktası ω_b ’nin yakın civarında yayılım sabitinin durumu, Denklem (4.8) dikkate alınarak belirlenmiştir ve bu duruma uygun dispersiyon eğrileri Şekil 4.2’de verilmiştir. Şekil 4.1 ve Şekil 4.2’de görülmektedir ki $\omega < \omega_B$ ($\omega > \omega_B$) için iletilen bir mod varsa, $\omega > \omega_B$ ($\omega < \omega_B$) için de bir iletilen mod vardır ve $\omega > \omega_B$ için iletilen mod geriye doğru dalgadır.

İlgilendiğimiz frekans aralığında $\gamma_n(p)$, kompleks dalga ve $j\omega_B$ bu frekans aralığının üst sonlanma noktası olsun. Denklem (4.4)’te verilen seri açılım incelenirse $\omega > \omega_B$ için yayılım sabitinin kompleks olduğu görülecektir. $\omega > \omega_B$ için geriye doğru dalga modu mevcut değildir.

4.2.2. Kutup dallanma noktası

$a_0(p)$ ’nin bir sıfırının, $\gamma_n(p)$ ’nin kutup dallanma noktasına karşılık geldiğini varsayalım. Bu durumda yayılım sabitini ifade etmek için kutup dallanma noktasının mertebesi $q - 1$ olmak üzere, Denklem (4.9) ile verilen seri açılım kullanılabilir.

$$\gamma_n(p) = \sum_{m=-n_1}^{\infty} C_m (p - j\omega_B)^{m/q} \quad (4.9)$$

$\omega > \omega_B$ için $\gamma_n(j\omega)$ saf sanal ise

$$\gamma_n(j\omega) = \sum_{m=-n_1}^{\infty} C_m (j)^{m/q} (\omega - \omega_B)^{m/q} \quad (4.10)$$

seri açılımı da saf sanaldır. $\omega > \omega_B$ için

$$(j)^{m/q} = \left(e^{j\left(\frac{\pi}{2} + 2\pi s\right)} \right)^{m/q}, \quad s = \pm 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm(q-1), \quad (4.11)$$

ve C_m katsayısı $C_{mr}, C_{mi} \in \mathbb{R}$ olmak üzere $C_m = C_{mr} + jC_{mi}$ şeklinde düzenlenip, Denklem (4.10)’da yerine yazılırsa

$$\gamma_n(j\omega) = \sum_{m=-n_1}^{\infty} (C_{mr} + jC_{mi}) e^{j\left(\frac{\pi}{2} + 2\pi s\right)\frac{m}{q}} (\omega - \omega_B)^{m/q} \quad (4.12)$$

elde edilir. $\omega > \omega_B$ de $\gamma_n(j\omega)$ 'nın saf sanal yani iletilen mod olması için bu ifadenin reel kısmının

$$\sum_{m=-n_1}^{\infty} \left\{ C_{mr} \cos \left[\left(\frac{\pi}{2} + 2\pi s \right) \frac{m}{q} \right] - C_{mi} \sin \left[\left(\frac{\pi}{2} + 2\pi s \right) \frac{m}{q} \right] \right\} (\omega - \omega_B)^{m/q} = 0 \quad (4.13)$$

sıfır olması gerekmektedir. $\omega > \omega_B$ 'de bütün ω 'lar için bu eşitliğin sağlanması ise ancak her $(\omega - \omega_B)^{m/q}$ teriminin katsayısının sıfır olması ile mümkündür. Yani;

$$C_{mr} \cos \left[\left(\frac{\pi}{2} + 2\pi s \right) \frac{m}{q} \right] - C_{mi} \sin \left[\left(\frac{\pi}{2} + 2\pi s \right) \frac{m}{q} \right] = 0 \quad (4.14)$$

C_m katsayısının reel ve sanal kısımları arasında şöyle bir bağıntı yazabiliriz.

$$\frac{C_{mr}}{C_{mi}} = \tan \left[\left(\frac{\pi}{2} + 2\pi s \right) \frac{m}{q} \right], \quad s = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm(q-1) \quad (4.15)$$

Bu ifade kullanılarak Denklem (4.12) yeniden düzenlenirse, $\omega > \omega_B$ için

$$\beta_n(j\omega) = \sum_{m=-n_1}^{\infty} C_{mi} \sec \left[\left(\frac{\pi}{2} + 2\pi s \right) \frac{m}{q} \right] (\omega - \omega_B)^{m/q} \quad (4.16)$$

elde edilir. ω_B 'nin yakın civarında, bu seri açılımın en küçük negatif indisli terimi baskındır. Dolayısıyla sadece bu terimi ele alarak incelememize devam edebiliriz. $\omega > \omega_B$ için seri açılımın baskın terimi göz önüne alındığında $\beta(d\beta/d\omega)$ yaklaşık olarak aşağıdaki gibi elde edilir.

$$\beta_n(j\omega) \frac{d\beta_n(j\omega)}{d\omega} \approx - \left\{ C_{-n_1} \sec \left[\left(\frac{\pi}{2} + 2\pi s \right) \frac{n_1}{q} \right] (\omega - \omega_B)^{-n_1/q} \right\}^2 \frac{n_1}{q} \frac{1}{\omega - \omega_B} \quad (4.17)$$

Denklem (4.17)'nin sol tarafı incelendiğinde negatif olduğu görülmektedir. Yani $\beta(d\beta/d\omega) < 0$ olmaktadır. Bu durumda geriye doğru dalga modunun tanım ifadesinden $\omega > \omega_B$ için iletilen mod, geriye doğru dalga modudur.

Benzer şekilde, $\omega < \omega_B$ bölgesini inceleyelim. $\omega < \omega_B$ için Denklem (4.10),

$$\gamma_n(j\omega) = \sum_{m=-n_1}^{\infty} C_m (-j)^{m/q} |\omega - \omega_B|^{m/q} \quad (4.18)$$

olur ve

$$\gamma_n(j\omega) = \sum_{m=-n_1}^{\infty} (C_{mr} + jC_{mi}) \left(e^{j(-\pi/2+2\pi s)} \right)^{m/q} |\omega - \omega_B|^{m/q} \quad (4.19)$$

şeklinde düzenlenebilir. Denklem (4.15)'te elde edilen eşitliği burada yerine yazıp, düzenleyelim.

$$\gamma_n(j\omega) = \sum_{m=-n_1}^{\infty} C_{mi} \sec \left[\left(\frac{\pi}{2} + 2\pi s \right) \frac{m}{q} \right] \left\{ \sin \left(\frac{m\pi}{q} \right) + j \cos \left(\frac{m\pi}{q} \right) \right\} |\omega - \omega_B|^{m/q} \quad (4.20)$$

Denklem (4.20)'de, seri açılımdaki terimler sadece tam sayılı m/q ifadelerinden oluşuyorsa, bu durum $\gamma_n(j\omega)$ 'nin $j\omega_B$ noktasında kutbuna karşılık gelir. Bu durum Bölüm 4.2.1'de incelendi.

$C_{mi} \neq 0$ ve $m/q \notin \mathbb{Z}$ ise $\gamma_n(j\omega)$ 'nin kompleks mod olduğu Denklem (4.20)'den görülmektedir.

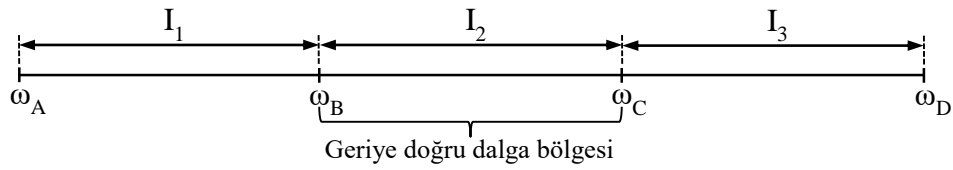
Tablo 4.2. Kutup veya kutup dallanma noktasının altındaki ve üstündeki frekanslarda yayılım sabitinin durumu

$j\omega_B$	$\omega < \omega_B$	$\omega > \omega_B$
Kutup noktası	$j\beta_n$	$j\beta_n$ ve geriye doğru dalgadır.
	$\alpha_n + j\beta_n$	$\alpha_n + j\beta_n$
Kutup dallanma noktası	$\alpha_n + j\beta_n$	$j\beta_n$ ve geriye doğru dalgadır.

Cebirsel tekilliğin kutup veya kutup dallanma noktası olması durumunda yayılım sabitinin davranışı için elde ettiğimiz sonuçları Tablo 4.2'deki gibi özetleyebiliriz. Görülmektedir ki, $j\omega_B$ bir noktası kutup (veya kutup dallanma noktası) ve $\omega > \omega_B$ için iletilen bir mod varsa bu geriye doğru dalgadır. Ayrıca tekilliğin kutup noktası olması durumunda, geriye doğru dalga modunun bulunduğu bölgenin bitişiğinde kompleks mod bölgesinin de olma şartı bulunmamaktadır.

4.3. Cebirsel Dallanma Noktası Civarında Özdeğerlerin İncelenmesi

Bu bölümde içinde geriye doğru dalga modu bulunan bir frekans bandında, yayılım sabitinin davranışı incelenecektir. Cebirsel tekilliğin, sadece cebirsel dallanma noktası olduğu durum ele alınacaktır. Denklem (4.2)'de $\gamma^{4N}(p)$ 'nin katsayısı $a_0(p)$ 'yi sıfır yapan değerler yani kutup ve kutup dallanma noktaları bu bölümdeki incelemenin dışındadır. Cebirsel tekilliğin dallanma noktası olduğu durumda $G(\gamma, p)$ denkleminin kökleri sonlu ve süreklidir.



Şekil 4.3. İçinde geriye doğru dalga bulunan bir frekans bandı

Şekil 4.3'de I_2 frekans aralığı, geriye doğru dalga bölgesidir. Daha önceden de belirtildiği gibi incelediğimiz kılavuz yapısı iki yönlü olmadığı için saf sönümlü modları desteklememektedir. Dolayısıyla yapılan incelemede yayılım sabitinin sadece saf sanal ve kompleks olduğu dikkate alınmaktadır.

4.3.1. Geriye doğru dalga bölgesinin altındaki frekanslarda yayılım sabitinin durumu

Heterojen ve/veya anizotrop ortam ile yüklü dalga kılavuzlarında, geriye doğru dalga modunun bulunduğu bir frekans bölgesi varsa bitişiğinde kompleks mod bölgesinin olduğu bilinmektedir [6, 28, 43]. Enine ve boyuna alanlar arasında kuplaj olmayan, jirotrop ortam ile yüklü metalik dalga kılavuzları için herhangi bir yaklaşıklık yapılmadan analitik ispat [6]'da elde edilmiştir.

İlgili çalışmalarda kılavuzu dolduran malzeme enine ve boyuna alanlar arasında kuplaja izin vermemektedir. Bu bölümde enine ve boyuna alanlar arasında kuplaj olan, heterojen ve anizotrop ortam ile yüklü dalga kılavuzu için, geriye doğru dalga bölgesinin bitişiğinde de kompleks dalga olduğunu bildiğimize göre ilk defa analitik olarak gösterilecektir.

Önerme: Heterojen ve anizotrop ortam ile yüklü, enine ve boyuna alanlar arasında kuplaj olan, kayıpsız dalga kılavuzunda geriye doğru dalga modunun bulunduğu frekans bölgesinin bitişiğinde kompleks mod bölgesi bulunmaktadır.

İspat: $j\omega_B$ noktasında $\beta_n(j\omega_B) \neq 0$ dır, çünkü ω_c 'den ω_B 'ye doğru frekans azalırken eğimin negatif olması için $\beta_n(j\omega)$ 'nın değeri artmalıdır. Burada alt indis olan n , $\beta_n(j\omega)$ 'nın cebirsel denklemin n . kökü olduğunu göstermektedir. Enine miknatıslanmış, kayıpsız, resiprok olmayan kılavuzlarda sönümlü mod bulunmamaktadır [7]. Dolayısıyla I_1 bölgesinde yayılım sabiti, ileri yönlü dalga veya kompleks dalgadır. Bu iki durumdan birinin olmadığını göstermek, diğer durumun varlığını ispatlayacaktır.

Varsayalım ki $\omega < \omega_B$ için yayılım sabiti saf sanal yani iletilen mod olsun. Tanım gereği geriye doğru dalga bölgesi I_2 'den I_1 bölgesine geçildiğinde

$\beta_n(j\omega) \frac{d\beta_n(j\omega)}{d\omega} > 0$ olmalıdır, yani $j\omega_B$ noktasında $\beta_n(j\omega) \frac{d\beta_n(j\omega)}{d\omega}$ işaret

değiştirmelidir. $j\omega_B$ 'de $\beta_n(j\omega_B) \neq 0$ ve sonlu olduğundan, $\omega < \omega_B$ (veya $\omega > \omega_B$) için

$\beta_n(j\omega)$ 'nın işaret değiştirmedeği açıktır. $\frac{d\beta_n(j\omega)}{d\omega}$ ifadesinin işaret değiştirmesi için

ω_B 'de $\left. \frac{d\beta_n(j\omega)}{d\omega} \right|_{\omega=\omega_B} = 0$ olması gerekir. Ancak iletilen bir mod için $\frac{1}{\frac{d\beta_n(j\omega)}{d\omega}}$ sınırlı

olduğundan $\left. \frac{d\beta_n(j\omega)}{d\omega} \right|_{\omega=\omega_B} \neq 0$ dır [6]. Yani $j\omega_B$ 'de $\beta_n(j\omega) \frac{d\beta_n(j\omega)}{d\omega} \Big|_{\omega=\omega_B} \neq 0$

olmaktadır. Bu durumda $\beta_n(j\omega) \frac{d\beta_n(j\omega)}{d\omega}$ ifadesinin işaret değiştirmesi, ancak

$\gamma_n(j\omega)$ 'nın $j\omega_B$ 'de bir tekilliğe sahip olması ile mümkün hale gelir [6]. $\gamma_n(j\omega)$, Denklem (4.2)'deki cebirsel denklemin bir kökü olduğu için sadece cebirsel dallanma noktasında bir tekilliğe sahip olabilecektir. Cebirsel tekilliğin kutup (veya kutup dallanma) noktası olması incelemenin dışındadır.

Eğer $j\omega_B$ noktasında $\gamma_n(j\omega)$, q katlı köke sahip ve $\gamma_n(j\omega_B)$ sonlu ise, negatif kuvvetli terimleri olmadan bir Puiseux seri açılımı ile modellenenir.

$$\gamma_n(j\omega) = \sum_{m=0}^{\infty} C_m (j\omega - j\omega_B)^{m/q} = \gamma_n(j\omega_B) + \sum_{m=1}^{\infty} C_m (j)^{m/q} (\omega - \omega_B)^{m/q} \quad (4.21)$$

Bu aşamadan sonra ispat iki farklı şekilde gerçekleştirilecektir.

Yol I: $\bar{C}_m = C_m (j)^{m/q}$ olarak tanımlansın. $\omega > \omega_B$ 'de yayılım sabitinin geriye doğru dalga olması için \bar{C}_m saf sanal ve negatif olmalıdır. $\omega < \omega_B$ için Denklem (4.21)'deki seri açılım şöyle düzenlenebilir.

$$\gamma_n(j\omega) = \gamma_n(j\omega_B) + \sum_{m=1}^{\infty} \bar{C}_m (-1)^{m/q} |\omega - \omega_B|^{m/q} \quad (4.22)$$

\bar{C}_k bu seri açılımın ilk sıfır olmayan katsayısı olsun. Denklem (4.22)'de, $(-1)^{1/q}$ ifadesinin en az bir sanal veya kompleks değeri, $\gamma_n(j\omega)$ 'nın kompleks olmasına sebep olur. $(-1)^{1/q}$ ifadesinin reel değer alması durumunda ise yayılım sabiti saf sanal olarak kalır. Ancak $(-1)^{1/q}$ ifadesinin reel değer alması mümkün değildir. Şöyle ki:

q tek olsun. $(-1)^{1/q}$ ifadesinin reel bir değeri vardır ve sıfırdan küçüktür. Bu durumda yayılım sabiti saf sanal olur. $\omega < \omega_B$ için ω_B frekansının yakın civarında $\beta(d\beta/d\omega)$ yaklaşık olarak

$$\beta_n(j\omega) \frac{d\beta_n(j\omega)}{d\omega} \approx \left[j\beta_n(j\omega_B) \bar{C}_k (-1)^{k/q} + \bar{C}_k^2 (\omega_B - \omega)^{k/q} \right] \times \left[(\omega_B - \omega)^{k/q} \frac{k}{q} \frac{1}{\omega_B - \omega} \right] \quad (4.23)$$

ifade edilebilir. Denklem (4.23) incelendiğinde $\omega < \omega_B$ için $\beta_n(j\omega) \frac{d\beta_n(j\omega)}{d\omega} < 0$ olduğu görülmektedir. Bu bir çelişkidir çünkü ω_B geriye doğru dalga modunun alt uç noktasıdır.

q çift olduğunda ise $(-1)^{1/q}$ ifadesinin reel değeri yoktur.

$(-1)^{1/q}$ ifadesinin reel değer alması mümkün olmadığına göre seri açılımda sadece kompleks olduğu değerler yer alacaktır. Bu durumda $\omega < \omega_B$ için $\gamma_n(j\omega)$ 'nın ileri yönlü dalga olduğu varsayımı hatalıdır. $\omega < \omega_B$ için $\gamma_n(j\omega)$ bir kompleks dalgadır.

Yol II: $\omega > \omega_B$ için Denklem (4.21)'de,

$$(j)^{m/q} = \left(e^{j(\pi/2+2\pi s)} \right)^{m/q}, \quad s = \pm 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm(q-1) \quad (4.24)$$

ve C_m katsayısı $C_{mr}, C_{mi} \in \mathbb{R}$ olmak üzere $C_m = C_{mr} + jC_{mi}$ şeklinde düzenlenebilir. Bu ifadeler Denklem (4.21)'de yerine yazılırsa

$$\gamma_n(j\omega) = \gamma_n(j\omega_B) + \sum_{m=1}^{\infty} (C_{mr} + jC_{mi}) \left(e^{j(\pi/2+2\pi s)} \right)^{m/q} (\omega - \omega_B)^{m/q} \quad (4.25)$$

elde edilir. Üstel ifadeyi Euler eşitliği kullanarak düzenleyelim.

$$\gamma_n(j\omega) = \gamma_n(j\omega_B) + \sum_{m=1}^{\infty} (C_{mr} + jC_{mi}) \left\{ \cos \left[\left(\frac{\pi}{2} + 2\pi s \right) \frac{m}{q} \right] + j \sin \left[\left(\frac{\pi}{2} + 2\pi s \right) \frac{m}{q} \right] \right\} (\omega - \omega_B)^{m/q} \quad (4.26)$$

Burada dikkat edilmesi gereken önemli bir nokta bulunmaktadır. ω_B , yayılım sabitinin katlı ve sonlu değerlere sahip olduğu dallanma noktasıdır.

Seri açılımda $(m/q) \notin \mathbb{Z}$ olmak üzere $(\omega - \omega_B)^{m/q}$ ifadesi, yayılım sabitinin çok değerli olmasını sağlamaktadır. Eğer bütün ω 'lar için $(m/q) \in \mathbb{Z}$ ise, $\omega > \omega_B$ için Denklem (4.26)'da yayılım sabitinin çok değerli olmasını sağlayacak hiçbir ifade

kalmamaktadır. Bundan dolayı başlangıçta ω_B 'nin dallanma noktası olduğunu varsayıldığından bütün m 'ler için $(m/q) \in \mathbb{Z}$ olması ihtimali bulunmamaktadır.

$\omega > \omega_B$ de $\gamma_n(j\omega)$ 'nın saf sanal olması için Denklem (4.27) sağlanmalıdır.

$$\sum_{m=1}^{\infty} \left\{ C_{mr} \cos \left[\left(\frac{\pi}{2} + 2\pi s \right) \frac{m}{q} \right] - C_{mi} \sin \left[\left(\frac{\pi}{2} + 2\pi s \right) \frac{m}{q} \right] \right\} (\omega - \omega_B)^{m/q} = 0 \quad (4.27)$$

$\omega > \omega_B$ 'de bütün ω 'lar için bu eşitliğin sağlanması ancak her $(\omega - \omega_B)^{m/q}$ teriminin katsayısının sıfır olması ile mümkündür.

$$C_{mr} \cos \left[\left(\frac{\pi}{2} + 2\pi s \right) \frac{m}{q} \right] - C_{mi} \sin \left[\left(\frac{\pi}{2} + 2\pi s \right) \frac{m}{q} \right] = 0 \quad (4.28)$$

Bu ifade kullanılarak, $\omega > \omega_B$ durumunda yayılım sabitinin saf sanal olması için aşağıdaki eşitlik sağlanmalıdır.

$$\frac{C_{mr}}{C_{mi}} = \tan \left[\left(\frac{\pi}{2} + 2\pi s \right) \frac{m}{q} \right], \quad s = \pm 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm (q-1) \quad (4.29)$$

Bu durumda Denklem (4.25) yeniden düzenlenirse $\omega > \omega_B$ için

$$\beta_n(j\omega) = \beta_n(j\omega_B) + \sum_{m=1}^{\infty} C_{mi} \sec \left[\left(\frac{\pi}{2} + 2\pi s \right) \frac{m}{q} \right] (\omega - \omega_B)^{m/q} \quad (4.30)$$

elde edilir. $\omega > \omega_B$ için geriye doğru dalga modu olduğunu burada not edelim.

Şimdi $\omega < \omega_B$ bölgesinin durumunu inceleyelim. $\omega < \omega_B$ için Denklem (4.21)

$$\gamma_n(j\omega) = \sum_{m=0}^{\infty} C_m (-j)^{m/q} |\omega - \omega_B|^{m/q} \quad (4.31)$$

olur ve

$$\gamma_n(j\omega) = \gamma_n(j\omega_B) + \sum_{m=1}^{\infty} (C_{mr} + jC_{mi}) e^{j\left(\frac{-\pi}{2} + 2\pi s\right)\frac{m}{q}} |\omega - \omega_B|^{m/q} \quad (4.32)$$

şeklini alır. Denklem (4.29)'da elde edilen eşitliği burada yerine yazıp, düzenleyelim.

$$\gamma_n(j\omega) = \gamma_n(j\omega_B) + \sum_{m=1}^{\infty} C_{mi} \sec\left[\left(\frac{\pi}{2} + 2\pi s\right)\frac{m}{q}\right] \left\{ \sin\left(\frac{m\pi}{q}\right) + j\cos\left(\frac{m\pi}{q}\right) \right\} |\omega - \omega_B|^{m/q} \quad (4.33)$$

Bütün m 'ler için $(m/q) \notin \mathbb{Z}$ dir. Dolayısıyla yayılım sabitinin, seri açılımdaki katsayı yüzünden sonsuz olma gibi bir durumu bulunmamaktadır. Denklem (4.33)'de seri açılımın ikinci terimi kompleks olduğu için yayılım sabiti kompleks dalga olacağı açıktır. Böylece başlangıçta yapılan önermenin doğru olduğu farklı bir ispat ile bir kez daha görülmektedir.

4.3.2. Geriye doğru dalga bölgesinin üstündeki frekanslarda yayılım sabitinin durumu

Bu bölümde geriye doğru dalga frekans aralığının üst uç noktası $j\omega_C$ 'ye göre yayılım sabitinin davranışı incelenecektir. İki farklı durum söz konusudur:

$$(1) \omega = \omega_C \text{ de } \beta_n(j\omega_C) \neq 0$$

$$(2) \omega = \omega_C \text{ de } \beta_n(j\omega_C) = 0$$

Durum (1) $\omega = \omega_C$ de $\beta_n(j\omega_C) \neq 0$ ise: I_1 bölgesi için gerçekleştirilen çalışmayı dikkate alırsak, kutup veya kutup dallanma noktası incelememizin dışında bulunduğundan $j\omega_C$ 'nin bir cebirsel dallanma noktası olduğu görülmektedir. Eğer $j\omega_C$ noktasında $\gamma_n(j\omega)$, q katlı köke sahip ve $\gamma_n(j\omega_C)$ sonlu ise negatif kuvvetli terimleri olmadan bir Puiseux seri açılımı ile ifade edilebilir.

$$\gamma_n(j\omega) = \gamma_n(j\omega_C) + \sum_{m=1}^{\infty} A_m (j)^{m/q} (\omega_C - \omega)^{m/q} \quad (4.34)$$

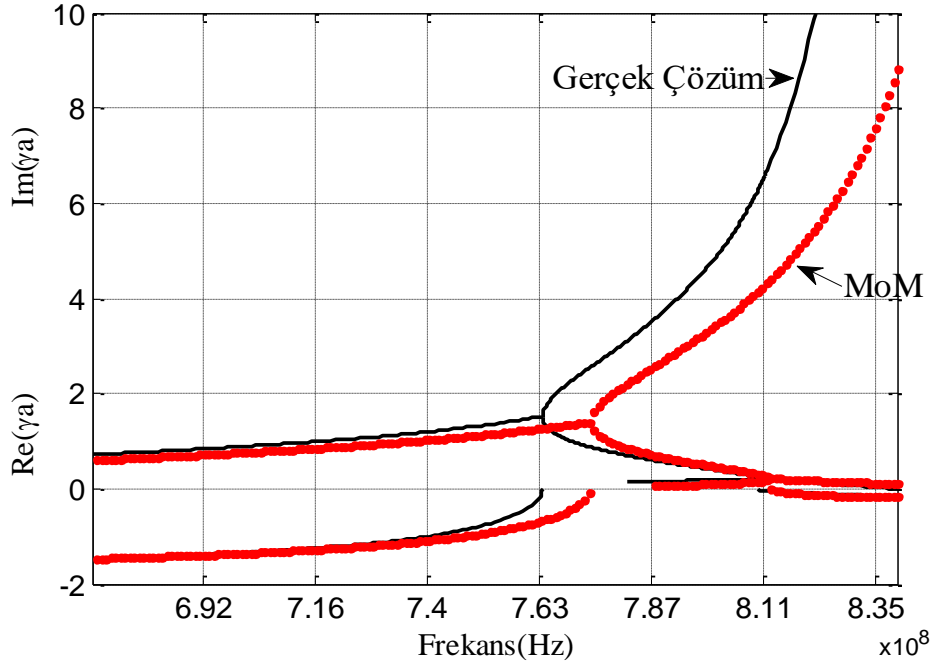
$\bar{A}_m = A_m (j)^{m/q}$ olarak tanımlansın. $\omega < \omega_C$ 'de yayılım sabitinin geriye doğru dalga olması için \bar{A}_m saf sanal ve pozitif olmalıdır. $\omega > \omega_C$ için Denklem (4.34)'te ki seri açılım şöyle düzenlenebilir.

$$\begin{aligned} \gamma_n(j\omega) &= \sum_{m=0}^{\infty} A_m (j\omega - j\omega_C)^{m/q} = \sum_{m=0}^{\infty} A_m (j)^{m/q} (\omega - \omega_C)^{m/q} \\ &= \gamma_n(j\omega_C) + \sum_{m=1}^{\infty} \bar{A}_m (-1)^{m/q} |\omega_C - \omega|^{m/q} \end{aligned} \quad (4.35)$$

Enine mıknatıslanmış, kayıpsız, resiprok olmayan dolayısıyla iki yönlü olmayan bir yapı ile ilgilendiğimiz için yayılım sabiti sönümlü mod olamaz, sadece iletilen ve kompleks mod olabilir. \bar{A}_k bu seri açılımın ilk sıfır olmayan katsayı olsun. Denklem (4.35)'de, $(-1)^{1/q}$ ifadesinin en az bir sanal veya kompleks değeri, $\gamma_n(j\omega)$ 'nın kompleks olmasına sebep olur. $(-1)^{1/q}$ ifadesinin reel değer alması durumunda yayılım sabiti saf sanal olarak kalır. Ancak bu durum mümkün değildir. Benzer ispat Bölüm 4.3.1'de gösterildiği için burada tekrar verilmeyecektir. Dolayısıyla geriye doğru dalganın üst uç noktası $\omega = \omega_C$ 'de $\beta_n(j\omega_C) \neq 0$ olması durumunda I_3 frekans aralığı, kompleks dalga bölgesidir.

Şekil 4.3'de ki gibi bir frekans bandında, alt uç frekansı $j\omega_B$ ve üst uç frekansı $j\omega_C$ olmak üzere $\beta_n(j\omega_C) \neq 0$ ve $\beta_n(j\omega_B) \neq 0$ olacak şekilde bir geriye doğru dalga bölgesi varsa, $\omega_B < \omega$ ve $\omega > \omega_C$ bölgeleri kompleks mod bölgeleri olmalıdır.

Bu duruma uygun sayısal bir örnek Şekil 4.4'de ekranlanmış silindirik açık plazma sütun dalga kılavuzu için elde edilen dispersiyon eğrisinde görülmektedir [44]. Şekilde problemin tam çözüm ve moment metodu sonuçları karşılaştırmalı verilmiştir. Bu çalışmada incelenen yapı izotrop bir ortam ile yüklüdür. Heterojen ve anizotrop ortam ile yüklü kılavuzlar için elde ettiğimiz analitik sonuç, izotrop bir kılavuzun için de geriye doğru dalga modu frekans aralığının altında ve üstünde yayılım sabitinin davranışını incelememize imkân vermektedir. Şekil 4.4'de $\omega_B = 764\text{MHz}$ ve $\omega_C = 811\text{MHz}$ dir.



Şekil 4.4. Ekranlanmış silindirik açık plazma sütun dalga kılavuzu için dispersiyon eğrisi

Durum (2) $\omega = \omega_c$ de $\beta_n(j\omega_c) = 0$: $\beta_n(j\omega_c) = 0$ ise $j\omega_c$ bir kesim frekansıdır. İki yönlü olmayan enine mıknatıslanmış ferrit tabaka yüklü dikdörtgen dalga kılavuzu gibi yapılarda iletilen mod ileriye ve geriye doğru dalga çiftine ve kompleks dalgaya dönüşür, sönümlü mod kaybolur [7].

I_2 bölgesinin geriye doğru dalga modu frekans aralığı olduğunu göz önüne almadan I_3 bölgesinde yayılım sabitinin durumunu inceleyelim.

ω_c kesim frekansı ise $\gamma_n(j\omega_c) = 0$ olur. Bu noktada yayılım sabitinin analitik olması veya olmaması şeklinde iki durum söz konusudur. Burada sadece yayılım sabitinin analitik olması durumu ele alınacaktır.

Eğer yayılım sabiti $\gamma_n(p)$, $j\omega_c$ 'de analitik ise, $j\omega_c$ 'nin komşuluğunda Denklem (4.36)'da ki Taylor açılımı ile ifade edilebilir [4].

$$\begin{aligned} \gamma_n(p) &= \sum_{m=0}^{\infty} \frac{1}{m!} \frac{d^m(\gamma(j\omega_c))}{dp^m} (p - j\omega_c)^m \\ &= C_1(p - j\omega_c) + C_2(p - j\omega_c)^2 + \dots + C_m(p - j\omega_c)^m + \dots \end{aligned} \quad (4.36)$$

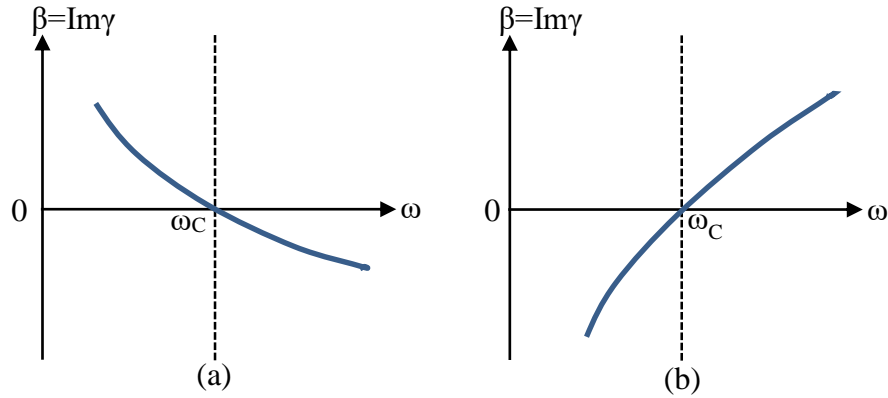
Denklem (4.36)'da açılımın ilk teriminin katsayısı $C_1 = \frac{d(\gamma_n(j\omega_c))}{dp}$ sıfır olamaz.

Çünkü bu sonsuz grup hızı anlamına gelmektedir ve fiziki olarak mümkün değildir. $p = j\omega$ için seri açılım aşağıdaki gibi düzenlenebilir.

$$\gamma_n(j\omega) = \bar{C}_1(\omega - \omega_c) + \bar{C}_2(\omega - \omega_c)^2 + \dots + \bar{C}_n(\omega - \omega_c)^n + \dots \quad (4.37)$$

$\gamma_n(j\omega)$, $\omega < \omega_c$ (veya $\omega > \omega_c$) için kompleks olsun. $j\omega_c$ noktasında $\gamma_n(j\omega_c) = 0$ olduğu için, kompleks modun $j\omega_c$ 'de sonlanması gerekir. Ancak kompleks mod frekans aralığı $j\omega_c$ gibi bir analitik noktada sonlanamaz [4]. Dolayısıyla analitik kesim frekansının her iki yanında kompleks mod olmaz.

$\gamma_n(j\omega)$, $\omega < \omega_c$ (veya $\omega > \omega_c$) için saf sanal olsun. Denklem (4.37)'den görülecektir ki $\gamma_n(j\omega)$, $\omega > \omega_c$ (veya $\omega < \omega_c$) için de saf sanaldır. Şekil 4.5'de bu durum temsili olarak gösterilmiştir.



Şekil 4.5. Geriye doğru dalga modu frekans aralığının bitiş noktasının analitik kesim frekansı olması durumunda yayılım sabiti

Şekil 4.5.(a)'da verilen durum için sayısal bir örnek Şekil 3.1'deki dispersiyon eğrisinde görülmektedir.

4.3.3. Kompleks mod frekans bölgesinin sonlanma noktasının özellikleri

ω_B bir cebirsel dallanma noktası ise, yayılım sabiti bu noktada sonlu ve katlı değerlere sahiptir [23]. Cebirsel dallanma noktasında n. yayılım sabiti Denklem (4.21)'deki gibi ifade edilebilir. Bu denklemi burada tekrar yazalım.

$$\gamma_n(j\omega) = \sum_{m=0}^{\infty} C_m (j\omega - j\omega_B)^{m/q} = \gamma_n(j\omega_B) + \sum_{m=1}^{\infty} C_m (j)^{m/q} (\omega - \omega_B)^{m/q} \quad (4.38)$$

$j\omega_B$ 'de iki katlı köke ($q=2$) sahip yayılım sabiti aşağıdaki gibi düzenlenebilir.

$$\begin{aligned} \gamma_n(j\omega) = & \gamma_n(j\omega_B) + jA_1(\omega_B - \omega)^{1/2} - A_2(\omega_B - \omega) - jA_3(\omega_B - \omega)^{3/2} + \dots \\ & + (-1)^{m/2} A_m(\omega_B - \omega)^{m/2} + \dots \end{aligned} \quad (4.39)$$

Kompleks mod bölgesinin sonlandığı ω_B 'de yayılım sabitinin reel ve sanal kısımlarının davranışını inceleyelim. $\omega > \omega_B$ 'de yayılım sabitinin saf sanal olması için A_m ve $\gamma_n(j\omega_B)$ saf sanal olmalıdır. Bu durumda $\omega < \omega_B$ 'de yayılım sabiti kompleks değer alır. Denklem (4.39)'da verilen yayılım sabitini reel ve sanal kısımlarına ayıralım. $\gamma_n(j\omega) = \alpha_n(j\omega) + j\beta_n(j\omega)$ olmak üzere,

$$\alpha_n(j\omega) = jA_1(\omega_B - \omega)^{1/2} - jA_3(\omega_B - \omega)^{3/2} + \dots \quad (4.40)$$

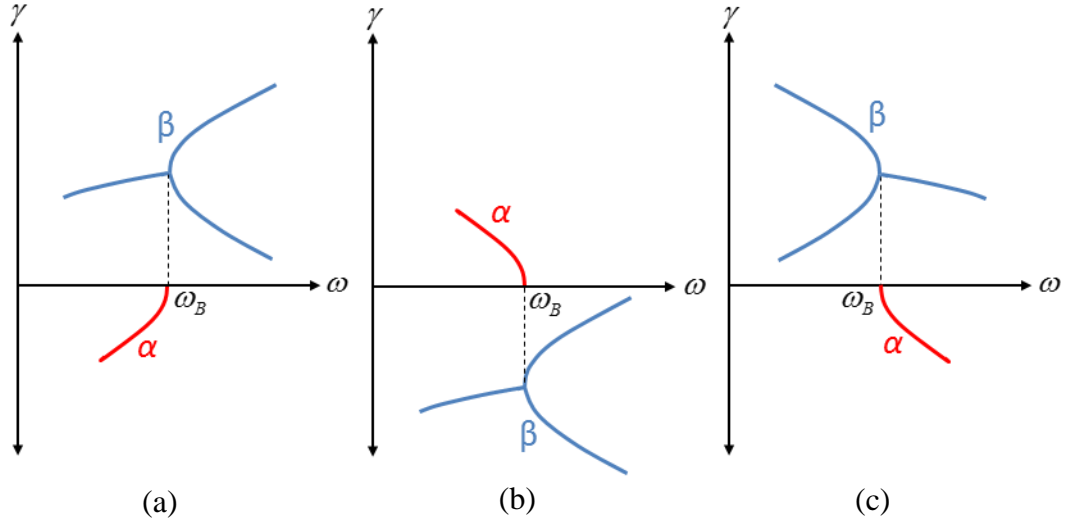
$$\beta_n(j\omega) = \beta_n(j\omega_B) + jA_2(\omega_B - \omega) - jA_4(\omega_B - \omega)^2 + \dots \quad (4.41)$$

Yayılım sabitinin reel ve sanal kısımlarının ω 'ya göre türevini alalım.

$$\frac{d\alpha_n(j\omega)}{d\omega} = -\frac{1}{2} jA_1 \frac{1}{(\omega_B - \omega)^{1/2}} + \frac{3}{2} jA_3 (\omega_B - \omega)^{1/2} + \dots \quad (4.42)$$

$$\frac{d\beta_n(j\omega)}{d\omega} = -jA_2 + 2jA_4(\omega_B - \omega) + \dots \quad (4.43)$$

İlgilendiğimiz yapı iki yönlü olmadığı için, kılavuz içinde sönümlü modlar bulunmamaktadır. Bu sebeple $\gamma_n(j\omega_B)$ 'nin saf sanal veya sıfır olmak üzere iki durumu söz konusudur.



Şekil 4.6. Yayılım sabitinin cebirsel dallanma noktası civarındaki karakteristik davranışı

(1) $|\text{Im}\{\gamma_n(j\omega_B)\}| > 0$. Kompleks mod bölgesinden ω_B noktasına doğru $\omega \rightarrow \omega_B^-$ limit

alınırsa $\left| \lim_{\omega \rightarrow \omega_B^-} \frac{d\alpha_n(j\omega)}{d\omega} \right| = \infty$ ve $\left| \lim_{\omega \rightarrow \omega_B^-} \frac{d\beta_n(j\omega)}{d\omega} \right| < \infty$ sonucuna ulaşılır.

Bu duruma karşılık gelen örnek bir dispersiyon eğrisi Şekil 4.6 (a) ve Şekil 4.6 (b)'de görülmektedir. İlgilendiğimiz ferrit tabaka yüklü kılavuz için elde edilen Şekil 3.1'deki grafik Şekil 4.6 (a)'daki duruma uygun bir örnektir. Ayrıca farklı bir frekans aralığında bu kılavuz için (b)'de verilen duruma uygun eğrinin var olduğu tespit edildi.

Benzer işlemler Şekil 4.6 (c)'de verilen dispersiyon eğrisi içinde gerçekleştirilebilir. Bu grafiğe uygun bir örnek Şekil 4.4'te 811 Mhz civarında görülmektedir.

(2) $\gamma_n(j\omega_B) = 0$ ise $j\omega_B$ bir kesim frekansıdır. Bu nokta civarında yayılım sabitinin davranışı bu çalışmada incelenmeyecektir.

4.4. Puiseux Serisi Katsayılarının Hesabı için Analitik Bir Yöntem

Cebirsel tekilliğin dallanma noktası olduğu durumda özdeğerler negatif terimleri olmadan Puiseux serisi yardımıyla modellenabilmektedir. Cebirsel fonksiyon teorisi yardımıyla dallanma noktası civarında yayılım sabitinin davranışı Bölüm 4.3.2’de incelenmiştir. Seri açılım ile ifade ettiğimiz yayılım sabitlerini sayısal olarak belirleyebilmek için açımındaki katsayıların hesaplanması gerekmektedir. Bu seri açılımın ilk iki katsayısını hesaplamak için iletim hattı denklemlerinin sonuç ifadeleri kullanılarak analitik bir yöntem geliştirilmiştir. Benzer bir çalışma [45]’te vardır. Ancak bu tez çalışmasında genel iletim hattı denklemleri üzerinde durulduğu için elde edilen analitik ifadeler de geneldir ve diğer çalışmayı kapsayıcı niteliktedir.

ω_B cebirsel dallanma noktası civarında $q = 2$ olmak üzere Denklem (4.21)’deki Puiseux serisi aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$\gamma_n(p) = \gamma_n(j\omega_B) + C_1(p - j\omega_B)^{1/2} + C_2(p - j\omega_B) + \dots + C_m(p - j\omega_B)^{m/2} + \dots \quad (4.44)$$

Bu seri açılımın ilk iki katsayısını hesaplamak için iletim hattı denklemlerinin sonuç ifadeleri kullanılarak analitik bir yöntem geliştirilmiştir. Benzer bir çalışma [45]’te vardır. Ancak bu tez çalışmasında genel iletim hattı denklemleri üzerinde durulduğu için elde edilen analitik ifadeler de geneldir ve diğer çalışmayı kapsayıcı niteliktedir.

Seri açılımın ilk katsayısı C_1 ’i hesaplamak için izlenen yol şu şekildedir. $n = 1$ olsun.

$\gamma_1(p)$, $j\omega_B$ ’de iki katlı ve sonlu köke sahiptir. $p' = \sqrt{p - j\omega_B}$ olmak üzere Denklem (4.44)’yi düzenleyelim.

$$\gamma_1(p) = \gamma_1(j\omega_B) + A_1 p' + A_2 (p')^2 + \dots + A_n (p')^n + \dots \quad (4.45)$$

Denklem (4.45)’in $p' = 0$ ’da, p' ’ne göre türevini alırsak A_1 katsayısını elde ederiz.

$$A_1 = \left. \frac{d\gamma(p)}{dp'} \right|_{p'=0} = \left[-\frac{G_p}{G_\gamma} 2p' \right]_{\substack{p=j\omega_B \\ \gamma=\gamma_1(j\omega_B)}} \quad (4.46)$$

G_p ve G_γ sırasıyla $G(\gamma, p)$ 'nin p ve γ 'ya göre türevini göstermektedir. $p = j\omega_B$ olduğunda, G_γ sıfır olacaktır. Bu durumda $p = j\omega_B$ komşuluğunda, G_γ 'yi yaklaşık olarak ifade edebiliriz.

$$G_\gamma = 2[\gamma_1(p) - \gamma_1(j\omega_B)]E \quad (4.47)$$

$$\text{Burada, } E = [\gamma_1(j\omega_B) - \gamma_3(j\omega_B)][\gamma_1(j\omega_B) - \gamma_4(j\omega_B)] \dots [\gamma_1(j\omega_B) - \gamma_{4N}(j\omega_B)].$$

Denklem (4.45)'den

$$\gamma_1(p) - \gamma_1(j\omega_B) = A_1 p' + A_2 (p')^2 + \dots + A_n (p')^n + \dots \quad (4.48)$$

yazılabilir. Denklem (4.46), (4.47) ve (4.48)'i kullanarak

$$A_1 = \sqrt{-\frac{G_p}{E}} \quad (4.49)$$

yaklaşık olarak ifade edilebilir. G_p 'yi determinantın türevi tanımı kullanılarak şöyle hesaplayabiliriz. Burada Adj, ek matrisi göstermektedir.

$$G_p = \text{trace} \left\{ \text{Adj}[G(\gamma, p)] \frac{\partial G(\gamma, p)}{\partial p} \right\} \quad (4.50)$$

Diğer taraftan $p' = 0$ 'da $\gamma_n(p)$ 'nin p' 'ne göre ikinci türevini alırsak C_2 katsayısı

$$C_2 = \frac{1}{2} \left[\frac{d^2 \gamma(p)}{dp^2} (2p')^2 + 2 \frac{d\gamma(p)}{dp} \right]_{p'=0} \quad (4.51)$$

ile bulunabilir. Bu eşitlikte $\frac{d^2 \gamma(p)}{dp^2}$ türevinin hesabı için, kapalı fonksiyonun ikinci türevi ifadesine ihtiyaç vardır.

$$\frac{d^2 \gamma(p)}{dp^2} = -\frac{G_{pp} G_\gamma^2 - 2G_{\gamma p} G_p G_\gamma + G_{\gamma\gamma} G_p^2}{G_\gamma^3} \quad (4.52)$$

Bu ifade Denklem (4.51)'de yerine yazılır ve düzenlenirse,

$$C_2 = -\frac{G_{\gamma p}}{E} \quad (4.53)$$

olarak bulunur. Burada $E = [\gamma(p) - \gamma_3(p)][\gamma(p) - \gamma_4(p)] \dots [\gamma(p) - \gamma_{4N}(p)]$ ve

$G_{\gamma p} = \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{\partial G}{\partial \gamma} \right)$ 'dir. Determinantın türevi ifadesinden,

$$\frac{\partial G}{\partial \gamma} = \frac{\partial \det[\Lambda]}{\partial \gamma} = \text{trace} \left\{ \text{Adj}(\Lambda) \frac{\partial \Lambda}{\partial \gamma} \right\} \quad (4.54)$$

yazılabilir. Burada $\Lambda = \gamma_n^2 I + \gamma_n (T_v + Z T_1 Z^{-1}) - Z Y + Z T_1 Z^{-1} T_v$ 'dir. Şimdi $G_{\gamma p}$ 'yi düzenleyebiliriz.

$$G_{\gamma p} = \text{trace} \left\{ \frac{\partial}{\partial p} \left(\text{Adj}(\Lambda) \frac{\partial \Lambda}{\partial \gamma} \right) \right\} = \text{trace} \left\{ \frac{\partial \text{Adj}(\Lambda)}{\partial p} \frac{\partial \Lambda}{\partial \gamma} + \text{Adj}(\Lambda) \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{\partial \Lambda}{\partial \gamma} \right) \right\} \quad (4.55)$$

Denklem (4.55)'de

$$\frac{\partial \Lambda}{\partial \gamma} = 2\gamma_n I + (T_v + Z T_1 Z^{-1}), \quad \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{\partial \Lambda}{\partial \gamma} \right) = 2 \frac{d\gamma_n}{dp} I + \frac{d}{dp} (T_v + Z T_1 Z^{-1}) \quad \text{ve} \quad \frac{d\gamma_n}{dp} = 0 \quad \text{'dır.}$$

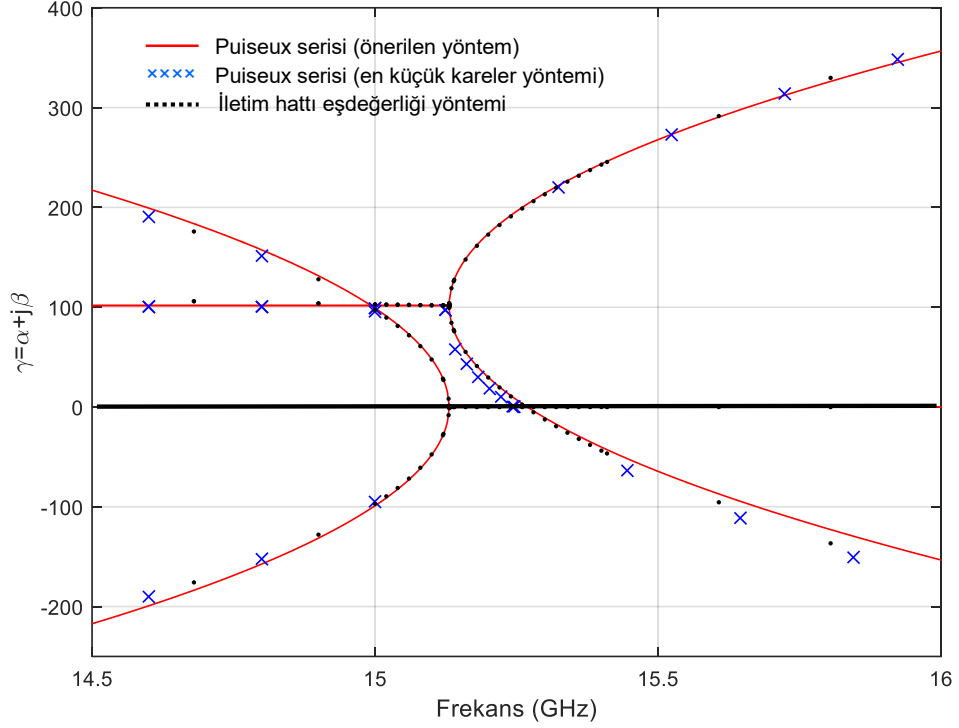
Ek matrisin türevi ise,

$$\left(\frac{\partial \text{Adj}(\Lambda)}{\partial p} \right)_{ji} = (-1)^{i+j} \text{trace} \left\{ \left[\text{Adj}([\Lambda]_{ij}) \right] \left[\frac{\partial \Lambda}{\partial p} \right]_{ij} \right\} \quad (4.56)$$

şeklinde yazılabilir. $[X]_{ij}$: X matrisinin (i, j) elamanına karşılık gelen minördür.

Tablo 4.3. Analitik olarak ve en küçük kareler yöntemi kullanılarak hesaplanan Puiseux serisi katsayıları

Katsayılar	Analitik	En Küçük Kareler
$\gamma(j\omega_B)$	$j101.66413$	$j101.66413$
C_1	$-2.4397 \times 10^{-3} (1 + j)$	$-2.41842 \times 10^{-3} (1 + j)$
C_2	-	-1.17966×10^{-9}



Şekil 4.7. Katsayıları en küçük kareler ve önerilen yöntem ile hesaplanan Puiseux serisi yöntemi sonuçları ile iletim hattı eşdeğerliği yöntemi sonuçlarının karşılaştırılması

C_1 katsayısı yukarıda açıklandığı gibi analitik olarak hesaplanmıştır. Ayrıca bu katsayı moment metodu sonuçları kullanılarak en küçük kareler yöntemi yardımı ile de hesaplanmıştır [46]. Hesaplanan katsayı değerlerinin birbirleri ile uyumlu olması, geliştirilen yöntemin doğruluğunu teyit etmektedir. Şekil 4.7’de cebirsel dallanma noktası civarında Puiseux serisi yönteminin sonuçları ile iletim hattı eşdeğerliği yönteminin sonuçları gösterilmektedir.

5. SONUÇLAR VE ÖNERİLER

Bu tez çalışmasında homojen olmayan ve anizotrop ortam ile dolu kapalı, kayıpsız düzgün dalga kılavuzunda geriye doğru dalga modunun değerlendirilmesi problemi incelendi. İncelemek istediğimiz yapıya uyması bakımından enine mıknatıslanmış ferrit tabaka yüklü dikdörtgen dalga kılavuzu ele alındı.

Homojen olmayan ve anizotrop ortam ile dolu kapalı, kayıpsız düzgün dalga kılavuzunda grup hızının belirlenebileceği yeni bir ifadesi türetildi. Bu ifade uygun özvektörler cinsinden özdeğerin türevinin hesaplanmasına ve yayılım sabitinin geriye doğru dalga modu olup olmadığını değerlendirmemize izin vermektedir. Elde edilen grup hızı ifadesi genel bir yapıya sahiptir ve kılavuzu dolduran ortamın özelliğine cevap verebilecek niteliktedir. Bu ifade kullanılarak bir frekans bandı üzerinde geriye doğru dalgaların var olması için gerek ve yeter şartlar belirlendi. Sayısal bir örnek üzerinde gerek ve yeter şartın sağlandığı gösterildi. En genel kılavuz yapısını göz önüne aldığımız için elde ettiğimiz ifadeler, kılavuzun özelliklerine göre düzenlenip kullanılabilir.

Dalga kılavuzu içindeki yayılım sabitinin karakteristiklerini belirlemek için cebirsel fonksiyon teorisinden faydalanıldı. Enine ve boyuna alanlar arasında kuplaj olmayan heterojen ve/veya anizotrop ortam ile yüklü kapalı dalga kılavuzlarında, her ne zaman bir geriye doğru dalga modu frekans bölgesi varsa bitişiğinde kompleks mod bölgesi olması gerektiği bilinmektedir. Bu durumun ilgilendiğimiz kılavuz yapısı için de geçerli olduğu analitik olarak gösterildi. Bir frekans bandı üzerinde cebirsel tekil noktalara göre geriye doğru dalgaların bulunma durumları ortaya çıkarıldı. Yapılan incelemeler geriye doğru dalga sistemlerinin tasarımda önemli araçlardan biri olabilir.

İletim hattı denklem sistemini oluşturan Z , Y , T_v ve T_l matrislerine bakarak kılavuzun davranışı hakkında öngörülerde bulunulabilir.

Bu matris ifadeleri kullanılarak cebirsel tekil noktalar kolayca belirlenebilir ve geriye doğru dalgaların var olduğu frekans aralıklarını tespit etmek mümkündür. Ayrıca cebirsel fonksiyon teorisi yardımıyla alanların ve yayılım sabitinin özelliklerinin önceden kestirilebildiği görülmektedir. Cebirsel fonksiyon teorisi, tekil noktalar civarında cebirsel denklemin kökleri olan yayılım sabitinin davranışının detaylı bir şekilde anlaşılmasını sağlamaktadır. Genel anizotrop ortam ile dolu dalga kılavuzlarının cebirsel fonksiyon teorisi yardımıyla incelenmesi bu tez çalışmasının önemli bir katkısıdır.

İletim hattı eşdeğerliği denklemleri genel olarak ele alındığında, özel olarak kuadratik özdeğer problemine dönüşmektedir. Sinyal işleme, titreşimli sistemler, akışkanlar mekaniği, elektrik devre simülasyonları, ikinci dereceden diferansiyel denklemler gibi kuadratik özdeğer probleminin çözümünün gerekli olduğu çok geniş bir uygulama alanı bulunmaktadır[47]. Bu tez çalışmasında kuadratik özdeğer probleminin özdeğerleri cebirsel fonksiyon teorisi yardımıyla incelenmiştir ve bu köklerin frekans değişimine bağlı olarak karakteristikleri belirlenmiştir. Bu durumda dolaylı olarak kuadratik özdeğer probleminin çözümü için de fonksiyonel bir inceleme yapılmış olmaktadır.

KAYNAKLAR

- [1] Waldron R. A., Theory and Potential Applications of Backward Waves in Nonperiodic Inhomogeneous Waveguides, *Proc. IEE*, 1964, **111**(10), 1659-1667.
- [2] Schelkunoff S. A., Generalized Telegraphist's Equations for Waveguides, *Bell System Technical Journal*, 1952, **31**(4), 784-801.
- [3] Felsen L. B., Marcuvitz N., *Radiation and Scattering of Waves*, Prentice-Hall, New Jersey, 1973.
- [4] Yener N., Algebraic Function Approximation to Eigenvalue Problems in Lossless Metallic Waveguides (Revisited), *Progress In Electromagnetics Research*, 2005, **55**, 147-174.
- [5] Yener N., Application of Algebraic Function Theory to Backward Wave Problems, *Journal of Electromagnetic Waves and Applications*, 2004, **18**(10), 1399-1417.
- [6] Yener N., On The Existence of Backward Waves in Metallic Waveguides, *Journal of Electromagnetic Waves and Applications*, 2004, **18**(6), 769-779.
- [7] Mrozowski M., *Guided Electromagnetic Waves: Properties and Analysis*, Prentice-Hall of India, New Delhi, 2008.
- [8] Popov M. A., Zavislyak I. V., Murthy D., Srinivasan G., Dielectric Resonance in Nickel Ferrite for K and Ka-Band Filters, *Microwave and Optical Technology Letters*, 2014, **56**(4), 814-818.
- [9] Agalakov A. N., Raevskii S. B., Titarenko A. A., A Spectral Method for Calculation of Rectangular Shielded Waveguides with an Arbitrary Anisotropic Filling, *Journal of Communications Technology and Electronics*, 2013, **58**(6), 498-508.
- [10] Hatley A. K., Adams R. S., The Electromagnetic Field Structure in a Ferrite-Filled Transversely-Magnetized Waveguide, in *IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium*, Chicago, USA, 8-14 July 2012.
- [11] Shamim A., Bray J. R., Hojjat N., Roy L., Ferrite LTCC-Based Antennas for Tunable SoP Applications, *Components, Packaging and Manufacturing Technology, IEEE Transactions on*, 2011, **1**(7), 999-1006.

- [12] Benzina H., Sakli H., Aguli T., Tao J. W., Complex Mode in Rectangular Waveguide Filled with Longitudinally Magnetized Ferrite Slab, *Progress In Electromagnetics Research M*, 2010, **11**, 79-87.
- [13] Al-Barqawi H., Dib N., Khodier M., A Two-Dimensional Full-Wave Finite-Difference Frequency-Domain Analysis of Ferrite Loaded Structures, *International Journal of Infrared and Millimeter Waves*, 2008, **29**(5), 443-456.
- [14] Konstantinov A., Kalesinskas V., EM Wave Propagation in Ferrite-Filled Transversely Magnetized Circular Waveguide, *International Journal of Infrared and Millimeter Waves*, 2000, **21**(11), 1869-1878.
- [15] Pereda J. A., Vielva L. A., Solano M. A., Vegas A., Prieto A., FDTD Analysis of Magnetized Ferrites: Application to The Calculation of Dispersion Characteristics of Ferrite-Loaded Waveguides, *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, 1995, **43**(2), 350-357.
- [16] Fuller A. J. B., *Ferrites at Microwave Frequencies*, Peter Peregrinus Ltd., London, 1987.
- [17] Srivastava N., Electromagnetic Wave Propagation in a Rectangular Waveguide Partially Loaded with Magnetized Planar Ferrite, *Applied Physics*, 1976, **11**(3), 277-279.
- [18] Gurevich A. G., *Ferrites at Microwave Frequencies*, Consultants Bureau Enterprises Inc., New York, 1963.
- [19] Button K., Lax B., *Microwave Ferrites and Ferrimagnetics*, McGraw-Hill, New York, 1962.
- [20] Seidel H., Fletcher R., Gyromagnetic Modes in Waveguide Partially Loaded with Ferrite, *Bell System Technical Journal*, 1959, **38**(6), 1427-1456.
- [21] Button K., Lax B., Theory of Ferrites in Rectangular Waveguides, *Antennas and Propagation, IRE Transactions on*, 1956, **4**(3), 531-537.
- [22] Pozar D. M., *Microwave Engineering*, 3rd ed., John Wiley & Sons, New York, 2009.
- [23] Knopp K., *Theory of Functions*, Dover Publications, Mineola, New York, 1996.
- [24] Brillouin L., *Wave Propagation in Periodic Structures*, 2nd ed., Dover Publications, New York, 2003.
- [25] Clarricoats P., Waldron R., Non-periodic Slow-wave and Backward-wave Structures, *International Journal of Electronics*, 1960, **8**(6), 455-458.

- [26] Clarricoats P., Backward Waves in Waveguides Containing Dielectric, *Proceedings of the IEE-Part C: Monographs*, 1961, **108**(14), 496-501.
- [27] Clarricoats P., Circular Waveguide Backward Wave Structures, *Proc. Inst. Elec. Eng.*, 1963, **110**, 261-270.
- [28] Omar A. S., Schunemann K., Complex and Backward-Wave Modes in Inhomogeneously and Anisotropically Filled Waveguides, *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, 1987, **35**(3), 268-275.
- [29] Lancaster P., On Eigenvalues of Matrices Dependent on a Parameter, *Numerische Mathematik*, 1964, **6**(1), 377-387.
- [30] Yener N., A Novel Computational Method for Group Velocity in Metallic Waveguides, *Applied Mathematics and Computation*, 2004, **153**(3), 855-863.
- [31] Barzilai G., Gerosa G., Modes in Rectangular Guides Partially Filled with Transversely Magnetized Ferrite, *Antennas and Propagation, IRE Transactions on*, 1959, **7**(5), 471-474.
- [32] Krupka J., Geyer R. G., Complex Permeability of Demagnetized Microwave Ferrites Near and Above Gyromagnetic Resonance, *Magnetics, IEEE Transactions on*, 1996, **32**(3), 1924-1933.
- [33] Carlini R. D., Thiessen H. A., Potter J. M., A High-Q Perpendicular Biased Ferrite-Tuned Cavity, *Los Alamos National Laboratory*, LA-9946-MS, 523-525 1983.
- [34] McIsaac P. R., Bidirectionality in Gyrotropic Waveguides, *IEEE Transactions on Microwave Theory Techniques*, 1976, **24**, 223-226.
- [35] Barzilai G., Gerosa G., Modes in Rectangular Guides Filled with Magnetized Ferrite, *Il Nuovo Cimento (1955-1965)*, 1958, **7**(5), 685-697.
- [36] Yener N., Bazı Üniform Dalga Kılavuzlarında Özdeğerlerin Transmisyon Hattı Eşdeğerlikleri Yardımıyla Belirlenmesi, Doktora Tezi, İTÜ, Elektronik ve Haberleşme Müh., İstanbul, 2000.
- [37] Harrington R. F., *Field Computation by Moment Methods*, Oxford University Press, USA, 1993.
- [38] Cheng D. K., *Mühendislik Elektromanyetiğinin Temelleri*, Palme Yayıncılık, Ankara, 2009.
- [39] Noble D. F., Circuit Properties of Dispersive Coupled Transmission Lines and Waveguides, Ph. D., Cornell University, Electrical Engineering, 1971.
- [40] Noble D., Carlin H. J., Circuit Properties of Coupled Dispersive Transmission Lines, *Circuit Theory, IEEE Transactions on*, 1973, **20**(1), 56-64.

- [41] Yener N., Necessary and Sufficient Conditions for The Existence of Backward Waves in Metallic Waveguides, *Journal of Electromagnetic Waves and Applications*, 2003, **17**(12), 1713-1722.
- [42] Kato T., *Perturbation Theory for Linear Operators*, Springer, Berlin, 1995.
- [43] Clarricoats P., Taylor B., Evanescent and Propagating Modes of Dielectric-Loaded Circular Waveguide, *Proc. IEE*, 1964, **111**(12), 1951-1956.
- [44] Kelebekler P., Kayıpsız Optik Dalga Kılavuzlarında Sızıntılı Modların Transmisyon Hattı Eşdeğerlikleri Yöntemi İle İncelenmesi, Doktora Tezi Çalışma Raporu 4, 2013.
- [45] Yener N., Algebraic Function Approximation in Eigenvalue Problems of Lossless Metallic Waveguides: Examples, *Journal of Electromagnetic Waves and Applications*, 2006, **20**(6), 731-745.
- [46] Demiryurek O., Yener N., Determination of Eigenvalues of Closed Lossless Waveguides Using the Least Squares Optimization Technique, in *PIERS Proceedings*, Xi'an, China, 22-26 March 2010.
- [47] Tisseur F., Meerbergen K., The Quadratic Eigenvalue Problem, *SIAM review*, 2001, **43**(2), 235-286.

EKLER

EK-A

Enine Mıknatıslanmış Ferrit Tabaka Yüklü Dikdörtgen Dalga Kılavuzu için İletim Hattı Eşdeğerlikleri

İletim hattı eşdeğerliği denklemleri, mod gerilimleri ve akımlar cinsinden Maxwell denklemlerini sonsuz boyutlu kuple adi diferansiyel denklemleri sistemine çevirir. Denklemlerde kullanılan [] ve () sırasıyla boş kılavuzun TE ve TM modlarını işaret etmektedir. Alt indisler ise kesim frekansına göre sıralanmış modların mod numaralarını göstermektedir. Çeşitli modlar için çift indisli sembol ile gösterme yöntemi dikdörtgen dalga kılavuzları için standartlaştırılmıştır [2].

Boş kılavuzdan türetilen çözüm fonksiyonu T aşağıdaki gibidir. χ , ayırma sabitidir.

$$T_{(pq)} = \frac{2}{\chi_{(pq)}\sqrt{ab}} \sin\left(\frac{p\pi x}{a}\right) \sin\left(\frac{q\pi y}{b}\right) \quad (A.1)$$

$$T_{[pq]} = \frac{1_{pq}}{\chi_{[pq]}\sqrt{ab}} \cos\left(\frac{p\pi x}{a}\right) \cos\left(\frac{q\pi y}{b}\right) \quad (A.2)$$

$$\chi_{(pq)}^2 = \chi_{[pq]}^2 = \sqrt{\left(\frac{p\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{q\pi}{b}\right)^2} \quad (A.3)$$

burada $1_{0q} = 1_{p0} = \sqrt{2}$ ve $p, q \neq 0$ ise $1_{pq} = 2$.

Şekil 2.1’de verilen enine mıknatıslanmış ferrit tabaka yüklü dikdörtgen dalga kılavuzu için iletim hattı eşdeğerliği denklemleri (A.4)-(A.7)’de verilmiştir.

$$\frac{dV_{(m)}}{dz} = -j\omega\mu_0 \sum_n I_{(n)} \left[(\mu_r - 1)A_{1(m)(n)} + \delta_{mn} \right] + j\omega\mu_0 \sum_n I_{[n]} \left[(\mu_r - 1)C_{1(m)[n]} \right] - j\omega\mu_0 \sum_n j\kappa E_{1(m)[n]} \chi_{[n]} I_{z,[n]} + \chi_{(m)} V_{z,(m)} \quad (A.4)$$

$$\frac{dI_{(m)}}{dz} = -j\omega\epsilon_0 \sum_n V_{(n)} \left[(\epsilon_f - 1)(A_{1(m)(n)} + A_{2(m)(n)}) + \delta_{mn} \right] + j\omega\epsilon_0 \sum_n V_{[n]} \left[(\epsilon_f - 1)(C_{1(m)[n]} - C_{2(m)[n]}) \right] \quad (A.5)$$

$$\begin{aligned} \frac{dV_{[m]}}{dz} = & j\omega\mu_0 \sum_n I_{(n)} \left[(\mu_r - 1) D_{1[m](n)} \right] - j\omega\mu_0 \sum_n I_{[n]} \left[(\mu_r - 1) B_{1[m][n]} + \delta_{mn} \right] \\ & + j\omega\mu_0 \sum_n j\kappa E_{2[m][n]} \chi_{[n]} I_{z,[n]} \end{aligned} \quad (A.6)$$

$$\begin{aligned} \frac{dI_{[m]}}{dz} = & j\omega\varepsilon_0 \sum_n V_{(n)} (\varepsilon_f - \varepsilon_1) \left[D_{1[m](n)} - D_{2[m](n)} \right] \\ & - j\omega\varepsilon_0 \sum_n V_{[n]} \left[(\varepsilon_f - \varepsilon_1) (B_{1[m][n]} + B_{2[m][n]}) + \delta_{mn} \right] + \chi_{[m]} I_{z,[m]} \end{aligned} \quad (A.7)$$

Denklemlerdeki $\chi_{[n]} I_{z,[n]}$ ve $\chi_{(m)} V_{z,(m)}$ ifadelerini mod akım ve gerilimleri cinsinden belirlenmesi şu şekildedir:

$$Q_{[m][n]} = 1 + (\mu_r - 1) B_{3[m][n]} \quad (A.8)$$

olmak üzere $I_{z,[n]}$ aşağıdaki eşitlik yardımıyla belirlenir.

$$j\omega\mu_0 \sum_n \frac{1}{\chi_{[m]}} Q_{[m][n]} I_{z,[n]} = -V_{[m]} + j\omega\mu_0 \sum_p j\kappa F_{1[m](p)} I_{(p)} - j\omega\mu_0 \sum_p j\kappa F_{2[m][p]} I_{[p]} \quad (A.9)$$

$I_{z,[n]}$ ifadesi matris formuna göre düzenlenirse,

$$\hat{\chi}_{[]} \bar{I}_z = Y_B \left[-\frac{1}{j\omega\mu_0} \bar{V}_{[]} + j\kappa F_{1[]()} \bar{I}_{()} - j\kappa F_{2[] []} \bar{I}_{[]} \right] \quad (A.10)$$

elde edilir. Benzer şekilde,

$$P_{(m)(n)} = 1 + (\varepsilon_f - 1) A_{3(m)(n)} \quad (A.11)$$

olmak üzere $V_{z,(m)}$ Denklem (A.12) ile belirlenir.

$$j\omega\varepsilon_0 \sum_n \frac{1}{\chi_{(m)}} P_{(m)(n)} V_{z,(n)} = -I_{(m)} \quad (A.12)$$

Denklem (A.10)'daki gibi bir düzenleme ile

$$\hat{\chi}_{(z)} \bar{V}_z = -\frac{1}{j\omega\epsilon_0} Z_A \bar{I}_{(z)} \quad (\text{A.13})$$

elde edilir.

Denklem (A.10) ve (A.13), Denklem (A.4)–(A.7)'de yerine yazılıp gerekli düzenlemeler yapıldıktan sonra Denklem (2.11) ile verilen iletim hattı eşdeğerliği denklemleri elde edilir. Bu denklem sisteminin elemanları Denklem (A.14)–(A.17)'deki gibi tanımlanabilir.

$$Z = -j\omega\mu_0 \begin{bmatrix} (\mu_r - 1)A_1 + I - \kappa^2 E_1 Y_B F_1 & -(\mu_r - 1)C_1 + \kappa^2 E_1 Y_B F_2 \\ -(\mu_r - 1)D_1 + \kappa^2 E_2 Y_B F_1 & (\mu_r - 1)B_1 + I - \kappa^2 E_2 Y_B F_2 \end{bmatrix} - \frac{1}{j\omega\epsilon_0} \begin{bmatrix} Z_A & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (\text{A.14})$$

$$Y = -j\omega\epsilon_0 \begin{bmatrix} (\epsilon_r - 1)(A_1 + A_2) + I & -(\epsilon_r - 1)(C_1 - C_2) \\ -(\epsilon_r - 1)(D_1 - D_2) & (\epsilon_r - 1)(B_1 + B_2) + I \end{bmatrix} - \frac{1}{j\omega\mu_0} \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & Y_B \end{bmatrix} \quad (\text{A.15})$$

$$T_v = \begin{bmatrix} 0 & j\kappa E_1 Y_B \\ 0 & -j\kappa E_2 Y_B \end{bmatrix} \quad (\text{A.16})$$

$$T_1 = \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ j\kappa Y_B F_1 & -j\kappa Y_B F_2 \end{bmatrix} \quad (\text{A.17})$$

Denklem sistemindeki integraller, dalga kılavuzu kesiti üzerinde alınmaktadır. Ancak bir takım cebirsel işlemler ile bu integral hesabını sadece ferrit tabakanın kesiti üzerinde yapmak yeterli olmaktadır. Bu matrislerin girdilerini oluşturan integraller şu şekildedir:

$$A_{1(m)(n)} = \iint_{\Delta S} \frac{\partial T_{(m)}}{\partial y} \frac{\partial T_{(n)}}{\partial y} dS \quad (\text{A.18})$$

$$A_{2(m)(n)} = \iint_{\Delta S} \frac{\partial T_{(m)}}{\partial x} \frac{\partial T_{(n)}}{\partial x} dS \quad (\text{A.19})$$

$$A_{3(m)(n)} = \chi_{(m)}\chi_{(n)} \iint_{\Delta S} \mathbf{T}_{(m)} \mathbf{T}_{(n)} dS \quad (\text{A.20})$$

$$B_{1[m][n]} = \iint_{\Delta S} \frac{\partial \mathbf{T}_{[m]}}{\partial x} \frac{\partial \mathbf{T}_{[n]}}{\partial x} dS \quad (\text{A.21})$$

$$B_{2[m][n]} = \iint_{\Delta S} \frac{\partial \mathbf{T}_{[m]}}{\partial y} \frac{\partial \mathbf{T}_{[n]}}{\partial y} dS \quad (\text{A.22})$$

$$B_{3[m][n]} = \chi_{[m]}\chi_{[n]} \iint_{\Delta S} \mathbf{T}_{[m]} \mathbf{T}_{[n]} dS \quad (\text{A.23})$$

$$C_{1(m)[n]} = \iint_{\Delta S} \frac{\partial \mathbf{T}_{[n]}}{\partial x} \frac{\partial \mathbf{T}_{(m)}}{\partial y} dS \quad (\text{A.24})$$

$$C_{2(m)[n]} = \iint_{\Delta S} \frac{\partial \mathbf{T}_{[n]}}{\partial y} \frac{\partial \mathbf{T}_{(m)}}{\partial x} dS \quad (\text{A.25})$$

$$D_{1[m](n)} = C_{1(n)[m]} \quad \text{ve} \quad D_{2[m](n)} = C_{2(n)[m]}$$

$$E_{1(m)[n]} = \iint_{\Delta S} \frac{\partial \mathbf{T}_{(m)}}{\partial y} \mathbf{T}_{[n]} dS \quad (\text{A.26})$$

$$E_{2[m][n]} = \iint_{\Delta S} \frac{\partial \mathbf{T}_{[m]}}{\partial x} \mathbf{T}_{[n]} dS \quad (\text{A.27})$$

$$F_{1[m](n)} = E_{1(n)[m]} \quad \text{ve} \quad F_{2[m][n]} = E_{2[n][m]}$$

$$\mathbf{Y}_B = \hat{\chi}_{[]} \mathbf{Q}^{-1} \hat{\chi}_{[]} \quad (\text{A.28})$$

$$\mathbf{Z}_A = \hat{\chi}_{()} \mathbf{P}^{-1} \hat{\chi}_{()} \quad (\text{A.29})$$

$$\hat{\chi}_{[]} = \begin{bmatrix} \chi_{[1]} & 0 & \dots & 0 \\ 0 & \chi_{[2]} & \dots & 0 \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & 0 & \dots & \chi_{[N]} \end{bmatrix} \text{ve } \hat{\chi}_{()} = \begin{bmatrix} \chi_{(1)} & 0 & \dots & 0 \\ 0 & \chi_{(2)} & \dots & 0 \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & 0 & \dots & \chi_{(N)} \end{bmatrix} \quad (\text{A.30})$$

EK-B

İletim Hattı Denklemleri Transfer Katsayı Matrisleri Arasındaki İlişki

Kartezyen koordinatlarda, iletim hattı denklemlerinin en genel hali için transfer katsayı matrisleri aşağıdaki gibidir [2]. Matris içindeki ifadeler bölümün sonunda verilmiştir.

$$T_V = \begin{bmatrix} -D^{-1}E & -GA^{-1} + D^{-1}F \\ 0 & HA^{-1} \end{bmatrix} \quad (B.1)$$

$$T_I = \begin{bmatrix} KD^{-1} & 0 \\ -LD^{-1} + A^{-1}B & -A^{-1}C \end{bmatrix} \quad (B.2)$$

Ortamın kayıpsız olması durumunda $[\varepsilon]^+ = [\varepsilon]$ ve $[\mu]^+ = [\mu]$ olmaktadır [7]. Bu ifadeler kullanılarak bölüm sonunda verilen integral tanımlamaları arasında şu bağıntıların olduğu görülecektir: $E^+ = K$, $G^+ = B$, $F^+ = L$, $H^+ = C$, $D^+ = D$, $A^+ = A$

Denklem (B.1)'in eşleniğinin devriğini alalım.

$$T_V^+ = \begin{bmatrix} -E^+(D^{-1})^+ & 0 \\ F^+(D^{-1})^+ - (A^{-1})^+ G^+ & (A^{-1})^+ H^+ \end{bmatrix} \quad (B.3)$$

Yukarıdaki verilen integraller arası bağıntılar kullanarak Denklem (B.3) düzenlenirse,

$$T_V^+ = \begin{bmatrix} -KD^{-1} & 0 \\ LD^{-1} - A^{-1}B & A^{-1}C \end{bmatrix} \quad (B.4)$$

elde edilir. Bu durumda T_V ile T_I arasında

$$T_V^+ = -T_I \quad (B.5)$$

bağıntısı yazılabilir. Bu bağıntının ortamın kayıpsız olması durumunda geçerli olduğu unutulmamalıdır.

Transfer katsayı matrisleri T_V ve T_I içindeki elemanlar şu şekilde tanımlanmıştır:

$$A_{[m][n]} = \iint_S \mu_{zz} T_{[n]} T_{[m]} dS \quad (\text{B.6})$$

$$B_{[m](n)} = \iint_S \left[\mu_{zx} \frac{\partial T_{(n)}}{\partial y} - \mu_{zy} \frac{\partial T_{(n)}}{\partial x} \right] T_{[m]} dS \quad (\text{B.7})$$

$$C_{[m][n]} = \iint_S \left[\mu_{zx} \frac{\partial T_{[n]}}{\partial x} + \mu_{zy} \frac{\partial T_{[n]}}{\partial y} \right] T_{[m]} dS \quad (\text{B.8})$$

$$D_{(m)(n)} = \iint_S \varepsilon_{zz} T_{(n)} T_{(m)} dS \quad (\text{B.9})$$

$$E_{(m)(n)} = \iint_S \left[\varepsilon_{zx} \frac{\partial T_{(n)}}{\partial x} + \varepsilon_{zy} \frac{\partial T_{(n)}}{\partial y} \right] T_{(m)} dS \quad (\text{B.10})$$

$$F_{(m)[n]} = \iint_S \left[-\varepsilon_{zx} \frac{\partial T_{[n]}}{\partial y} + \varepsilon_{zy} \frac{\partial T_{[n]}}{\partial x} \right] T_{(m)} dS \quad (\text{B.11})$$

$$G_{(m)[n]} = \iint_S \left[\mu_{xz} \frac{\partial T_{(m)}}{\partial y} - \mu_{yz} \frac{\partial T_{(m)}}{\partial x} \right] T_{[n]} dS \quad (\text{B.12})$$

$$H_{[m][n]} = \iint_S \left[\mu_{xz} \frac{\partial T_{[m]}}{\partial x} + \mu_{yz} \frac{\partial T_{[m]}}{\partial y} \right] T_{[n]} dS \quad (\text{B.13})$$

$$K_{(m)(n)} = \iint_S \left[\varepsilon_{xz} \frac{\partial T_{(m)}}{\partial x} + \varepsilon_{yz} \frac{\partial T_{(m)}}{\partial y} \right] T_{(n)} dS \quad (\text{B.14})$$

$$L_{(m)[n]} = \iint_S \left[-\varepsilon_{xz} \frac{\partial T_{[m]}}{\partial y} + \varepsilon_{yz} \frac{\partial T_{[m]}}{\partial x} \right] T_{(n)} dS \quad (\text{B.15})$$

KİŞİSEL YAYIN VE ESERLER

- [1] **Demiryurek O.**, Yener N., Determination of Eigenvalues of Closed Lossless Waveguides Using the Least Squares Optimization Technique, in *PIERS Proceedings*, Xi'an, China, 22-26 March 2010.
- [2] **Demiryurek O.**, Yildiz A. B., Modified Nodal Analysis Formulation of Operational Transconductance Amplifier, in *Circuits and Systems for Communications (ECCSC), 5th European Conference on*, Belgrade, Serbia, 23-25 Nov. 2010.
- [3] **Demiryurek O.**, Yener N., Algebraic Function Approximation for Eigenvalue Problem in Rectangular Waveguide Partially Filled with Transversely Magnetized Ferrite, in *PIERS Proceedings*, Prague, Czech Republic, 6-9 July 2015.

ÖZGEÇMİŞ

1983 yılında Ankara'da doğdu. İlk, orta ve lise öğrenimini Ankara'da tamamladı. 2005 yılında Kocaeli Üniversitesi Teknik Eğitim Fakültesi Elektronik ve Bilgisayar Eğitimi Bölümü'nden Elektronik Teknik Öğretmeni olarak mezun oldu. 2009 yılı güz döneminde Kocaeli Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Elektronik ve Bilgisayar Eğitimi Anabilim Dalı'nda Doktora öğrenimine başladı. Şubat 2006'dan beri Elektronik Öğretmeni olarak görev yapmaktadır. Evli ve bir çocuk babasıdır.