

T.C.

GEBZE YÜKSEK TEKNOLOJİ ENSTİTÜSÜ

MÜHENDİSLİK VE FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**YÜZEYLERİ EMPEDANS ÖZELLİĞİ
GÖSTEREN SONLANDIRILMIŞ PARALEL
PLAKALI DALGA KILAVUZUNDAN
ELEKTROMAGNETİK DALGALARIN
SAÇILIMI**

Metin DUMANLI

DOKTORA TEZİ

ELEKTRONİK MÜHENDİSLİĞİ

ANABİLİM DALI

GEBZE

2003

T.C.

GEBZE YÜKSEK TEKNOLOJİ ENSTİTÜSÜ
MÜHENDİSLİK VE FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

YÜZEYLERİ EMPEDANS ÖZELLİĞİ
GÖSTEREN SONLANDIRILMIŞ PARALEL
PLAKALI DALGA KILAVUZUNDAN
ELEKTROMAGNETİK DALGALARIN
SAÇILIMI

Metin DUMANLI

DOKTORA TEZİ

ELEKTRONİK MÜHENDİSLİĞİ

ANABİLİM DALI

TEZ DANIŞMANI
Prof. Dr. Alinur BÜYÜKAKSOY

GEBZE

2003

ÖZET

Bu çalışmada; Wiener-Hopf tekniğini kullanarak, empedans sınırlı, iki tabakalı, malzeme dolgulu, sonlandırılmış yarı-sonsuz paralel plaka dalga kılavuzunda düzlem dalganın kırınımı; E polarizasyonu için derinlemesine analiz edilmiştir. Saçılan alan için Fourier dönüşümü kullanılması ve dönüşüm tabanında sınır şartlarının tatbiki ile problem, faktörizasyon ve dekompozisyon prosedürü yoluyla çözülen simültane Wiener-Hopf denklemleri şeklinde formüle edilmiştir. Saçılan alan, ters fourier dönüşümünü alarak ve semer noktası metodu uygulanarak değerlendirilmiştir. Radar kesit alanı (RKA)'nın sayısal örnekleri; değişik fiziki parametreler ve geri saçılma karakteristikleri, açık uçlu kavite için göz önüne alınan geometri ve detaylı çözümler için gösterilmiştir.

SUMMARY

The plane wave diffraction by a terminated semi infinite parallel-plate waveguide with two-layer material loading and impedance boundaries is rigorously analyzed for E polarization using the Wiener-Hopf technique. Introducing the Fourier transform for the scattered field and applying boundary conditions in the transform domain, the problem is formulated in terms of the simultaneous Wiener-Hopf equations, which are solved via the factorization and decomposition procedure. The scattered field is evaluated by taking the inverse Fourier transform and applying the saddle point method. Representative numerical examples of the radar cross section (RCS) are given for various physical parameters and backscattering characteristics are discussed in detail.

TEŞEKKÜR

Doktora çalışmalarım sırasında beni sürekli destekleyen ve karşılaştığım problemlerde bıkmadan, sabırla bana yol gösteren, aynı zamanda insancılığı ve bilim adamı kişiliği ile daima örnek aldığım doktora tez danışman hocam Sayın Prof. Dr. Alinur BÜYÜKAKSOY'a ve çok kıymetli hocam Prof. Dr. Ali ALKUMRU' ya sonsuz teşekkür eder şükranlarımı sunmayı bir borç bilirim..

Sevgili arkadaşım Elektronik Yüksek Mühendisi Sayın Erdem BİLGİLİ yardımların için müteşekkirim, herşey için çok sağol.

Haklarını hiçbir zaman ödeyemeyeceğim sevgili eşim ve oğlum tez çalışmalarım boyunca sizleri çok ihmal ettim, bana vermiş olduğunuz manevi desteği hiçbir zaman unutmayacağım. Sonsuz sevgi ve teşekkürler.

TSE Kalite Kampüsü Elektronik Laboratuvarı mesai arkadaşlarım sizlere de değerli yardım ve destekleriniz için şükranlarımı sunarım hepiniz sağolun.

İÇİNDEKİLER DİZİNİ

	Sayfa
ÖZET	IV
SUMMARY	V
TEŞEKKÜR	VI
İÇİNDEKİLER DİZİNİ	VII
ŞEKİLLER DİZİNİ	VIII
1. GİRİŞ	
1.1. Konu ve Önemi	1
1.2. Tezin Amacı ve İçeriği	2
1.3. Tezde Kullanılan Notasyon	3
2. PROBLEMİN FORMÜLASYONU VE ÇÖZÜMÜ	
2.1. Problemin Formülasyonu	4
2.1.1. Simetrik (Çift) Uyarılma	6
2.1.1.1. Modifiye Wiener-Hopf Denkleminin Yaklaşık Çözümü	19
2.1.1.2. f_m^e ve g_m^e Bilinmeyenlerinin Belirlenmesi	21
2.1.2. Asimetrik (Tek) Uyarılma	26
3. SAÇILAN ALANIN ANALİZİ	
3.1. Çift Uyarılma için Saçılan Alanın Analizi	29
3.2. Tek Uyarılma için Saçılan Alanın Analizi	35
4. SAYISAL UYGULAMALAR VE SONUÇLAR	
4.1. Örnek Uygulamalar	36
5. SONUÇLAR VE GELECEĞE YÖNELİK ÇALIŞMALAR	42
KAYNAKLAR	43
ÖZGEÇMİŞ	45

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil	Sayfa
2.1. Problemin geometrisi	4
2.2. Eşdeğer Problem	5
2.3. Kompleks α - düzlemi	11
3.1. Kompleks t – düzlemi	31
4.1. Kesme Sayısı (N) ile Toplam Saçılan Alan'ın değişimi	37
4.2. $\phi_0 = 60^\circ$ ve d 'nin değişik değerleri için Gözlem Açısı (ψ_0)'na göre Toplam Saçılan Alan'ın değişimi	37
4.3. $\phi_0 = 60^\circ$ ve η_1 'nin değişik değerleri için Gözlem Açısı (ψ_0)'na göre Toplam Saçılan Alan'ın değişimi	38
4.4. $\phi_0 = 60^\circ$ ve η_2 'nin değişik değerleri için Gözlem Açısı (ψ_0)'na göre Toplam Saçılan Alan'ın değişimi	38
4.5. $\phi_0 = 60^\circ$ ve η_3 'nin değişik değerleri için Gözlem Açısı (ψ_0)'na göre Toplam Saçılan Alan'ın değişimi	39
4.6. $\phi_0 = 60^\circ$ ve ε_1 'nin değişik değerleri için Gözlem Açısı (ψ_0)'na göre Toplam Saçılan Alan'ın değişimi	39
4.7. $\phi_0 = 60^\circ$ ve ε_2 'nin değişik değerleri için Gözlem Açısı (ψ_0)'na göre Toplam Saçılan Alan'ın değişimi	40
4.8. $\phi_0 = 60^\circ$ ve ℓ_1 'nin değişik değerleri için Gözlem Açısı (ψ_0)'na göre Toplam Saçılan Alan'ın değişimi	40
4.9. $\phi_0 = 60^\circ$ ve ℓ_2 'nin değişik değerleri için Gözlem Açısı (ψ_0)'na göre Toplam Saçılan Alan'ın değişimi	41

1. GİRİŞ

1.1. Konu ve Önemi

Açık uçlu paralel plaka dalga kılavuzu kavitelere Elektromagnetik dalga saçılımı; Radar kesit alanının (RKA) tahmin edilmesi ve azaltılması çalışmalarında önemli bir rol oynar. Bu analiz ayrıca jet motorlarının hava aralıkları ve genel komplike gövdeler üzerinde oluşan çentikler gibi kanal yapılar için önemli kanonik modellerden biridir. Çeşitli şekillerde ki kavitelere saçılma problemi literatürde, değişik analitik ve nümerik metotlar kullanılarak incelenmiştir. En çok kullanılan yöntemler; yüksek frekanslı ışın teknikleri [1-4] ve alçak frekanslı nümerik metottur [5-6]. Bir hibrid ışın-nümerik yaklaşımı da kullanılmıştır [7]. Dikkat etmemiz gereken nokta; bu metotlarla elde edilen çözümlerin rastgele kavite boyutları için aynen geçerli olmadığıdır.

Malzeme dolgulu ve dolgusuz iki boyutlu, sınırlı, mükemmel iletken paralel plaka dalga kılavuzlarının derinlemesine bir incelemesi Kobayashi ve arkadaşları tarafından Wiener-Hopf tekniği kullanılarak yapılmıştır. [8-10]. Benzer bir kavite geometrisi olarak üç tabakalı malzeme dolgulu, mükemmel iletken duvarlı, yarı-sonsuz paralel plaka dalga kılavuzu Wiener-Hopf tekniği kullanılarak analiz edilmiştir [11]. Bu problem daha sonra duvarları mükemmel iletken olmayan kavitelere de uygulanarak genelleştirilmiştir [12].

Bu çalışmanın amacı; sonlandırılmış, yarı-sonsuz, iki tabakalı, malzeme dolgulu paralel-plaka dalga kılavuzunun daha karmaşık hali olan empedans duvarlı yapılarda elektromagnetik dalgaların saçılımını ele almaktır. Bu genelleme önemsiz değildir ve incelemeye değerlidir. Problemin geometrisi Şekil-2.1’de verilmiştir. Orijinal problem, dekompozisyon prosedürü kullanılarak, tek ve çift uyarılmalı iki basit parçaya bölünebilir. Her bir alt problem, Wiener-Hopf tekniğini mode-matching metodu ile birlikte kullanarak analiz edilmiştir. Saçılan alan; dalga kılavuzu içinde normal modların seri açılımı ve dışında da Fourier-transform tekniği kullanılarak skaler modifiye Wiener-Hopf denklemine yükseltilmiştir. Faktörizasyon ve dekompozisyon prosedürlerinin uygulanmasından sonra; çözüm, sonsuz sayıda lineer cebirsel denklem sistemlerini sağlayan sonsuz sayıda sabitler olarak elde edilmiştir.

Bu sistemin nümerik çözümü; plaka empedanslarının, plakalar arasında ki mesafenin, kavite derinliğinin ve dielektrik dolguların farklı değerleri için yapılmıştır.

1.2. Tezin Amacı ve İçeriği

Bu çalışmanın amacı, yukarıda belirtilen ve geometrisi Şekil-2.1 de gösterilen kırınım problemini analitik yöntemlere dayanarak çözmek ve yüzey empedanslarının, plakalar arasında ki mesafenin, kavite derinliğinin ve dielektrik dolguların parametrelerinde ki değişimin kırınım olayına etkisini nümerik olarak açığa çıkarmaktır.

Bölüm-2’de problem formüle edilmiş ve mode-matching yönteminin Fourier dönüşümü ile birlikte kullanılmasıyla ikinci mertebeden bir modifiye Wiener-Hopf denklemi elde edilmiştir. Bu denklemin çözümü ise sonsuz bilinmeyenli bir cebirsel denklem sisteminin çözümüne indirgenmiştir..

Bölüm-3’de, ikinci bölümde bulunan çözüme dayanılarak saçılan alanın analizi ayrıntılı olarak yapılmıştır. Semer noktası (saddle point) yönteminden faydalanılarak yapılan bu analiz ile kırınan alanı ve empedans yüzeylerinden dolayı oluşan yüzey dalgalarının açık ifadeleri elde edilmiştir.

Bölüm-4’de, bu sistemin nümerik çözümü; plaka empedanslarının, plakalar arasında ki mesafenin, kavite derinliğinin ve dielektrik dolguların farklı değerleri için yapılmıştır.

Son olarak Bölüm-5’de sonuçlar tartışılmış ve gelecek çalışmaların ne yönde olması gerektiği ifade edilmiştir.

1.3. Tezde Kullanılan Notasyon

Tezde kullanılan notasyon, uluslararası literatürde yaygın olarak kullanılan notasyondur. Örneğin iki boyutlu uzayın herhangi bir noktasının kartezyen koordinatları (x, y) ile, kutupsal koordinatları da (ρ, ϕ) ile gösterilmektedir. Gelen dalgayı belirtmek için (i) , toplam dalgayı belirtmek için (T) , yansıyan dalgayı belirtmek için (σ) , kırınmış alanı belirtmek için (d) üst indisleri kullanılacaktır.

Göz önüne alınan alanlar hep $\omega (= \text{sabit})$ açısal frekanslı monokromatik alanlardır. Bunların zamana bağlılıkları $(e^{-i\omega t})$ çarpanı ile ifade edilecek ve bu çarpan hiçbir yerde açıkça yazılmayacaktır. Ayrıca kompleks büyüklüklerin reel ve sanal kısımları, sırasıyla $\text{Re}(\cdot)$ ve $\text{Im}(\cdot)$ ile gösterilecek ve örneğin,

$$z = \text{Re}(z) + i \text{Im}(z)$$

yazılacaktır.

Tezde çok yaygın olarak kullanılan Fourier dönüşümü,

$$u(\alpha) = \int_{-\infty}^{\infty} u(z) e^{i\alpha z} dz,$$

şeklinde, bunun tersi de

$$u(z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} u(\alpha) e^{-i\alpha z} d\alpha$$

olarak tanımlanmıştır.

BÖLÜM 2

PROBLEMİN FORMÜLASYONU VE ÇÖZÜMÜ

2.1. Problemin Formülasyonu

Oxyz verilmiş bir kartezyen koordinat sistemi olmak üzere ;

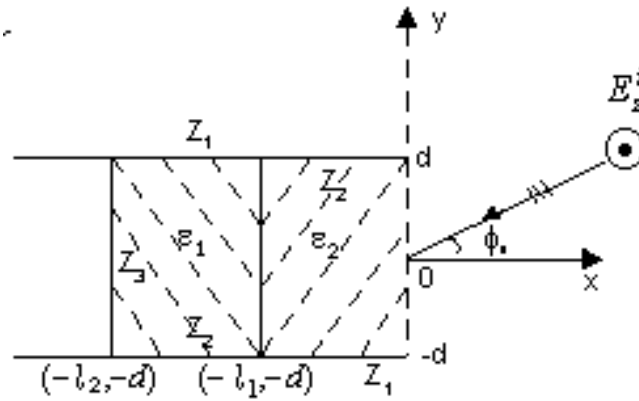
$$S_1 = \{(x, y, z) ; x \in (-\infty, 0) , y = d , z \in (-\infty, \infty)\}$$

$$S_2 = \{(x, y, z) ; x \in (-\infty, 0) , y = -d , z \in (-\infty, \infty)\}$$

şeklinde tanımlanmış, iki ince yarı sonsuz empedans düzlemi olsun ve bu empedans düzlemleri ;

$$S_3 = \{(x, y, z) ; x = -\ell_2 , y \in (-d, d) , z \in (-\infty, \infty)\}$$

şeklinde tanımlı bir empedans düzlemi tarafından $x = -\ell_2$ 'de (Şekil 2.1'de gösterildiği gibi) sonlandırılınsın.



Şekil 2.1 Problemin Geometrisi

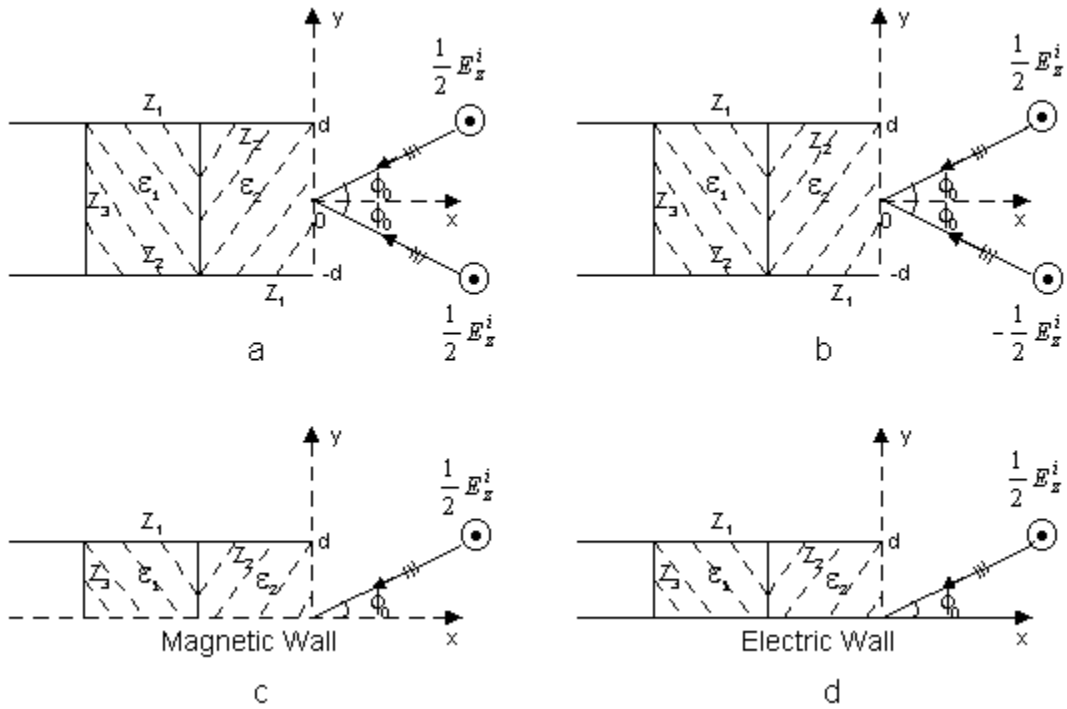
Yatay düzlemlerin ($y = \pm d$, $x < 0$); dış yüzey empedansları $Z_1 = \eta_1 Z_0$ ve iç yüzey empedansları ($y = \pm d$, $x \in (-\ell_2, 0)$) da $Z_2 = \eta_2 Z_0$; düşey düzlemin ($x = -\ell_2$, $y \in (-d, d)$) yüzey empedansı $Z_3 = \eta_3 Z_0$ şeklinde belirlenmiştir. Z_0 serbest uzayın karakteristik empedansıdır. Bu dalga kılavuzunun içindeki bölge ;

$x \in (-\ell_2, -\ell_1)$ arasında dielektrik sabiti ϵ_1 ,

$x \in (-\ell_1, 0)$ arasında dielektrik sabiti ϵ_2 olan dielektrik malzemelerle doldurulmuş olsun.

Amacımız E_z polarize bir düzlemsel dalganın yukarıda tanımlanmış bulunan dalga kılavuzunda saçılımını incelemektir.

Şekil 2.2.a ve 2.2.b' de gösterildiği gibi gelen dalganın çift (simetrik) ve tek (asimetrik) uyarılmaları için dekompozisyon metodunu kullanarak saçılan alan belirlenecektir.



Şekil 2.2.Eşdeğer Problem: a) Simetrik (çift) uyarılma, b) Asimetrik (tek) uyarılma, c) a'nın eşdeğeri, d) b'nin eşdeğeri

Şekil 2.2.a ve 2.2.b' de gösterilen konfigürasyonlar ikiye bölme prensibi ile Şekil 2.2.c ve 2.2.d' de olduğu gibi gösterilebilir.

Bu aşamadan sonra çift ve tek uyarılmalar için ayrı ayrı çözüm yapıp sonuç genelleştirilecektir.

2.1.1. Simetrik (Çift) Uyarılma

Bu bölümde simetrik uyarılma durumunun eş değeri olan Şekil 2.2.c'de gösterilen konfigürasyon üzerinde çözüm arayacağız.

Bu durum için $y = 0$ düzleminin alt ve üst yarısındaki bölgelerde alan simetriktir ve $y = 0$, $x \in (-\infty, +\infty)$ magnetik duvarı üzerinde toplam elektrik alanının normal türevi sıfırdır.

Genel dalgaın elektrik alanının mükemmel magnetik iletkeneye paralel ve z koordinatından bağımsız olması, toplam alanın;

$$E^{(e)} = u_T^{(e)}(x, y) \vec{e}_z \quad (1.1)$$

şeklinde yazılmasına imkan verir. $u_T^{(e)}(x, y)$ uzayın herhangi bir yerindeki toplam alanı ifade etmektedir. Amaç $u_T^{(e)}(x, y)$ fonksiyonun açık ifadesini bulmaktır.

Formülasyonda kolaylık sağlamak amacıyla $u_T^{(e)}(x, y)$ fonksiyonunu aşağıdaki gibi düzenlenebilir:

$$u_T^{(e)}(x, y) = \begin{cases} u^i + u^\sigma + u_1^{(e)} ; & y > d \\ u_2^{(1e)} [H(-x - \ell_1) - H(-x - \ell_2)] + \\ u_2^{(2e)} [H(-x) - H(-x - \ell_1)] + u_2^{(3e)} [H(x)] & 0 < y < d \end{cases} \quad (1.2)$$

(1.2) ifadesinde $u^i(x, y)$ gelen, $u^\sigma(x, y)$ ise $y = d$ empedans düzleminden yansıyan alanı göstermektedir. $u_1^{(e)}(x, y)$; $y > d$ bölgesindeki toplam kırınan alanı, $u_2^{(1e)}(x, y)$, $u_2^{(2e)}(x, y)$ ve $u_2^{(3e)}(x, y)$ ise sırasıyla $\{ (-\ell_2 < x < -\ell_1) ; (0 < y < d) \}$;

$\{ (-\ell_1 < x < 0) ; (0 < y < d) \}; \{ x > 0, (0 < y < d) \}$ bölgelerindeki toplam alanı göstermektedirler.

Gelen alanın ifadesi;

$$E_z^i = u^i(x, y) = \exp\{-ik[x \cos \phi_0 + y \sin \phi_0]\} \quad (1.3)$$

olmak üzere basit yansıma kırılma problemlerinden bilindiği üzere;

$$u^\sigma = -\frac{1 - \eta_1 \sin \phi_0}{1 + \eta_1 \sin \phi_0} \exp\{-ik[x \cos \phi_0 - (y - 2d) \sin \phi_0]\} \quad (1.4)$$

şeklinde bulunur.

(1.4) ifadesinde “ ϕ_0 ” düzlem dalganın geliş açısını, “ k ” ise boş uzaydaki dalga sayısını göstermekte olup, problemdeki formülasyon kolaylığı açısından küçük bir imajiner kısma sahip olduğu varsayılacaktır. Daha sonra bu imajiner kısım sıfıra götürülerek gerçek probleme ilişkin sonuçları elde etmek mümkün olacaktır.

(1.2) ifadesinde gözükten $u_1^{(e)}(x, y)$ ve $u_2^{(ne)}(x, y)$, ($n = 1, 2, 3$) fonksiyonları;

$$\Delta u_1^{(e)} + k^2 u_1^{(e)} = 0 \quad (1.5.a)$$

$$\Delta u_2^{(1e)} + k_1^2 u_2^{(1e)} = 0 \quad (1.5.b)$$

$$\Delta u_2^{(2e)} + k_2^2 u_2^{(2e)} = 0 \quad 1.5.c)$$

$$\Delta u_2^{(3e)} + k^2 u_2^{(3e)} = 0 \quad (1.5.d)$$

Helmholtz denklemlerini sağlamak zorundadırlar. (1.5.b)’ de görülen k_1 ; $\{ (-\ell_2 < x < -\ell_1); (0 < y < d) \}$ ile tanımlı dielektrik bölgenin ve (1.5.c)’ de görülen k_2 ; $\{ (-\ell_1 < x < 0); (0 < y < d) \}$ ile tanımlı dielektrik bölgenin dalga sayılarını göstermekte olup;

$$k_1 = \omega \sqrt{\varepsilon_1 \mu_0} \quad (1.5.e)$$

$$k_2 = \omega \sqrt{\varepsilon_2 \mu_0} \quad (1.5.f)$$

olarak tanımlıdır.

Yukarıda sözü edilen alanlar $y = d, x < 0$; $y = 0, (-\ell_2 < x < \ell_1)$; $y = 0, (-\ell_1 < x < 0)$; $x = -\ell_2, (0 < y < d)$; $y = d, (-\ell_2 < x < -\ell_1)$; $y = d, (-\ell_1 < x < 0)$; $y = 0, x > 0$ yüzeylerinde aşağıdaki sınır koşullarını sağlamak zorundadır;

$$\left(1 + \frac{\eta_1}{ik} \frac{\partial}{\partial y}\right) u_1^{(e)}(x, d) = 0 \quad (1.6.a)$$

$$\frac{\partial}{\partial y} u_2^{(1e)}(x, 0) = 0 \quad (1.6.b)$$

$$\frac{\partial}{\partial y} u_2^{(2e)}(x, 0) = 0 \quad (1.6.c)$$

$$\left(1 + \frac{\eta_3}{ik_1} \frac{\partial}{\partial x}\right) u_2^{(1e)}(-\ell_2, y) = 0 \quad (1.6.d)$$

$$\left(1 - \frac{\eta_2}{ik_1} \frac{\partial}{\partial y}\right) u_2^{(1e)}(x, d) = 0 \quad (1.6.e)$$

$$\left(1 - \frac{\eta_2}{ik_2} \frac{\partial}{\partial y}\right) u_2^{(2e)}(x, d) = 0 \quad (1.6.f)$$

$$\frac{\partial}{\partial y} u_2^{(3e)}(x, 0) = 0 \quad (1.6.g)$$

Yine bölüm 2.1.1' de sözü edilen alanlar $\{x = -\ell_1, (0 < y < d)\}$; $\{x = 0, (0 < y < d)\}$; ve $\{y = d, x > 0\}$ ' da aşağıdaki süreklilik denklemlerini sağlarlar:

$$u_2^{(1e)}(-\ell_1, y) = u_2^{(2e)}(-\ell_1, y) \quad (1.6.h)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} u_2^{(1e)}(-\ell_1, y) = \frac{\partial}{\partial x} u_2^{(2e)}(-\ell_1, y) \quad (1.6.i)$$

$$u_2^{(2e)}(0, y) = u_2^{(3e)}(0, y) \quad (1.6.k)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} u_2^{(2e)}(0, y) = \frac{\partial}{\partial x} u_2^{(3e)}(0, y) \quad (1.6.l)$$

$$u_1^{(e)}(x, d) - u_2^{(3e)}(x, d) = -\frac{2\eta_1 \sin \phi_0}{1 + \eta_1 \sin \phi_0} e^{-ikd \sin \phi_0} e^{-ikx \cos \phi_0}, \quad x > 0 \quad (1.6.m)$$

$$\frac{\partial}{\partial y} u_1^{(e)}(x, d) - \frac{\partial}{\partial y} u_2^{(3e)}(x, d) = \frac{2ik \sin \phi_0}{1 + \eta_1 \sin \phi_0} e^{-ikd \sin \phi_0} e^{-ikx \cos \phi_0}, \quad x > 0, \quad (1.6.n)$$

Yukarıdaki sınır koşulları yardımıyla tek bir çözüm elde etmek için $(y = d; x = 0)$ ayrıtında sağlanan koşulun göz önünde bulundurulması gerekir;

$$u(x, y) = O(\sqrt{x}); \quad x \rightarrow 0 \quad (1.6.o)$$

$u_1^{(e)}(x, y)$ Helmholtz denklemini $x \in (-\infty, +\infty)$ aralığında sağladığından $u_1^{(e)}(x, y)$ 'nin x ' e göre fourier dönüşümde aşağıdaki denklemi sağlar.

$$\left[\frac{d^2}{dy^2} + (k^2 - \alpha^2) \right] F^{(e)}(\alpha, y) = 0 \quad (1.7)$$

Buradaki $F^{(e)}(\alpha, y)$ fonksiyonunu alt ve üst yarı düzlemlerde regüler olan $F_{\pm}^{(e)}(\alpha, y)$ fonksiyonları yardımıyla;

$$F^{(e)}(\alpha, y) = F_+^{(e)}(\alpha, y) + F_-^{(e)}(\alpha, y) \quad (1.8)$$

şeklinde ifade edilir. Burada;

$$F_{\pm}^{(e)}(\alpha, y) = \pm \frac{1}{2\pi} \int_0^{\pm\infty} u_1^{(e)}(x, y) e^{i\alpha x} dx \quad (1.9)$$

(1.9)'dan anlaşılacağı üzere $F^{(e)}(\alpha, y)$; $F_+^{(e)}(\alpha, y)$ ve $F_-^{(e)}(\alpha, y)$ fonksiyonlarının süperpozisyonudur. $u_1^{(e)}(x, y)$ 'nin $x \rightarrow \pm\infty$ için göstereceği asimptotik davranışı;

$$u_1^{(e)}(x, y) = \begin{cases} O\left(e^{-\frac{ikx}{\sqrt{x}}}\right) ; & x \rightarrow -\infty \\ O\left(e^{-ikx \cos \phi_0}\right) ; & x \rightarrow \infty \end{cases} \quad (1.10)$$

göz önüne alınarak $F_+^{(e)}(\alpha, y)$ ve $F_-^{(e)}(\alpha, y)$ fonksiyonlarının sırasıyla kompleks α yarı düzleminin $Im(\alpha) > Im(k \cos \phi_0)$ üst yarı-düzleminde ve $Im(\alpha) < Im(k)$ alt yarı-düzleminde tanımlı ve regüler oldukları görülür.

(1.7) denkleminin $y \rightarrow \infty$ için radyasyon koşulunu sağlayan genel çözümü

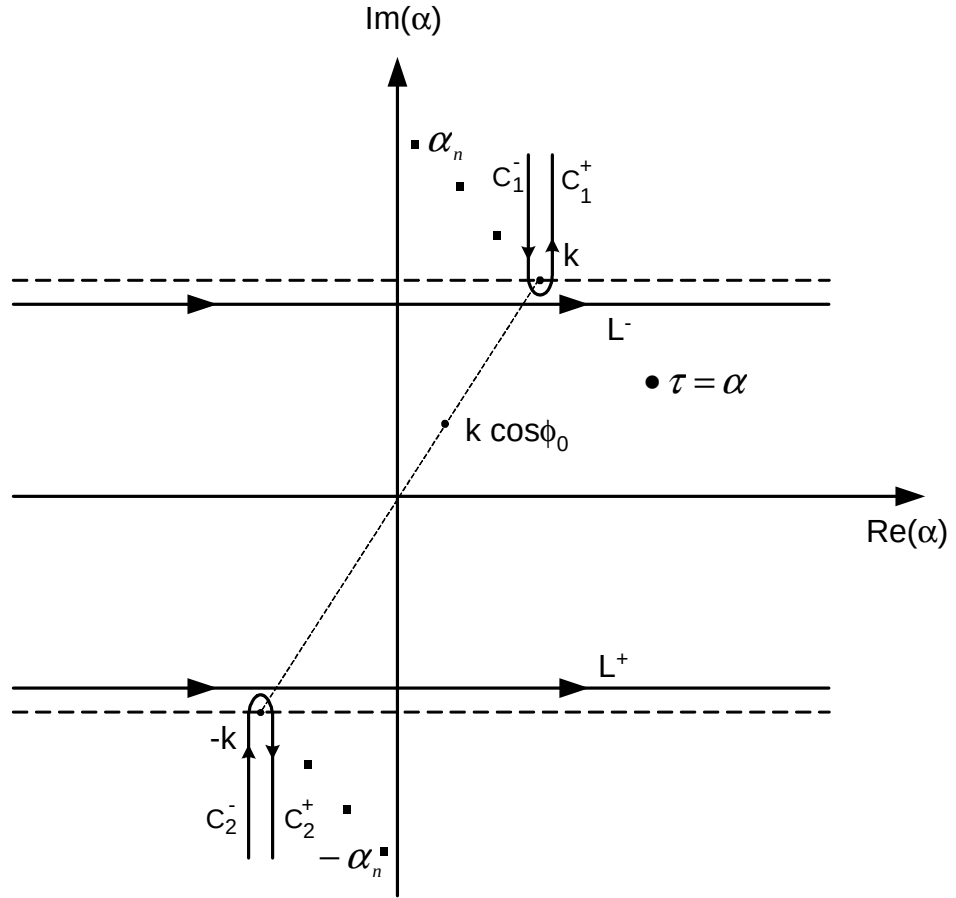
$$K(\alpha) = \sqrt{k^2 - \alpha^2} ; K(0) = k \quad (1.11)$$

olmak üzere aşağıdaki gibidir.

$$F_+^{(e)}(\alpha, y) + F_-^{(e)}(\alpha, y) = A^{(e)}(\alpha) e^{iK(\alpha)(y-d)} \quad (1.12)$$

Bu gösterilimdeki $A(\alpha)$ henüz bilinmeyen bir katsayı olup, sınır koşulları yardımıyla hesaplanacaktır. $K(\alpha)$ ise Şekil 2.3' de görüldüğü gibi kesilmiş α düzleminde (1.11) bağıntısıyla tanımlanmış karekök fonksiyonudur.

Çok değerli bu fonksiyon için kompleks α düzleminde Şekil 2.3'de görülen $\alpha = k$ 'dan $\alpha = k + i\infty$ ve $\alpha = -k$ 'dan $\alpha = -k - i\infty$ 'a kesimler yapılmış ve $K(0) = k$ asal kol seçilmiştir.

Şekil 2.3. Kompleks α düzlemi

$u_1^{(e)}(x, y)$ ' nin sağladığı sınır koşulları kullanılarak $u_1^{(e)}(x, y)$ ' nin fourier dönüşümü için aşağıdaki denklemler elde edilir.(1.6.a) sınır koşulundan;

$$F_-^{(e)}(\alpha, d) + \frac{\eta_1}{ik} \dot{F}_-^{(e)}(\alpha, d) = 0 \quad (1.13.a)$$

(1.12) ifadesinin her iki tarafının y ' ye göre türevi alınıp bulunan ifade $\frac{\eta_1}{ik}$ ile çarpılır; elde edilen denklem ve (1.12) ifadesinde y yerine d yazılıp bu ifadeler taraf tarafa toplanarak (1.13.a) eşitliği de göz önünde bulundurulursa;

$$R_+^{(e)}(\alpha) = A^{(e)}(\alpha) \left[1 + \eta_1 \frac{K^{(e)}(\alpha)}{k} \right] \quad (1.13.b)$$

elde edilir. Burada;

$$\dot{F} = \frac{\partial F}{\partial y} \quad (1.14)$$

$$R_+^{(e)}(\alpha) = F_+^{(e)}(\alpha, d) + \frac{\eta_1}{ik} \dot{F}_+^{(e)}(\alpha, d) \quad (1.15)$$

olarak tanımlanmıştır.

Şimdi $0 < y < d$, $x > 0$ bölgesindeki alanı belirlemek amacıyla $u_2^{(3e)}(x, y)$ fonksiyonun sağladığı helmholtz denklemini ve sınır koşullarını göz önüne alalım (1.5.d) denkleminin fourier dönüşümü alınır;

$$\begin{aligned} \frac{1}{2\pi} \int_0^\infty \frac{\partial^2 u_2^{(3e)}(x, y)}{\partial x^2} e^{i\alpha x} dx + \frac{1}{2\pi} \frac{d^2}{dy^2} \int_0^\infty u_2^{(3e)}(x, y) e^{i\alpha x} dx \\ + \frac{k^2}{2\pi} \int_0^\infty u_2^{(3e)}(x, y) e^{i\alpha x} dx = 0 \end{aligned} \quad (1.16)$$

olur. Yukarıdaki ifadede;

$$G_+^{(e)}(\alpha, y) = \frac{1}{2\pi} \int_0^\infty u_2^{(3e)}(x, y) e^{i\alpha x} dx \quad (1.17)$$

şeklinde bir tanımlama yapıp, ilk integrali kısmi integrasyonla çözerek bulunan çözümde;

$$f^{(e)}(y) = \frac{1}{2\pi} \frac{\partial}{\partial x} u_2^{(3e)}(0, y) \quad (1.18)$$

$$g^{(e)}(y) = \frac{1}{2\pi} u_2^{(3e)}(0, y) \quad (1.19)$$

dersek;

$$\left[\frac{d^2}{dy^2} + K^2(\alpha) \right] G_+(\alpha, y) = [f^{(e)}(y) - i\alpha g^{(e)}(y)] \quad (1.20)$$

ifadesi elde edilir. (1.20) denklemi homogen olmayan ikinci mertebeden diferansiyel bir denklemdir. Bu denklemin çözümü yapıp, (1.6.g) sınır koşulunda göz önünde tutulursa;

$$G_+^{(e)}(\alpha, y) = C^{(e)}(\alpha) \cos[Ky] + \frac{1}{K(\alpha)} \int_0^y [f^{(e)}(t) - i\alpha g^{(e)}(t)] \sin[K(y-t)] dt \quad (1.21)$$

bulunur. (1.21) ifadesi y ' ye göre türetilirse;

$$\dot{G}_+^{(e)}(\alpha, y) = -KC(\alpha) \sin[Ky] + \int_0^y [f^{(e)}(t) - i\alpha g^{(e)}(t)] \cos[K(y-t)] dt \quad (1.22)$$

Şimdi süreksizlik yüzeylerinde sağlanan sınır koşullarını gözönüne alarak spektral katsayıları belirlemeye çalışalım. (1.6.m) ve (1.6.n) sınır koşullarını göz önüne alalım. Burada (1.6.n) ifadesinin her iki tarafını $\frac{\eta_1}{ik}$ ile çarpıp iki denklemi taraf tarafa toplayalım. Gerekli düzenlemeler yapıldıktan sonra bulunan eşitlikte $u_1^{(e)}(x, d)$ ve $u_2^{(3e)}(x, d)$ terimleri yerine fourier transform dönüşümlerini yazarsak;

$$R_+^{(e)}(\alpha, d) = G_+^{(e)}(\alpha, d) + \frac{\eta_1}{ik} \dot{G}_+^{(e)}(\alpha, d) \quad (1.23)$$

bulunur.

(1.21) (1.22) ve (1.23) ifadeleri birlikte düşünülürse;

$$R_+^{(e)}(\alpha) = C^{(e)}(\alpha) M^{(e)}(\alpha) + \int_0^d [f^{(e)}(t) - i\alpha g^{(e)}(t)] \times \left[\sin \frac{[K(d-t)]}{K} + \frac{\eta_1}{ik} \cos[K(d-t)] \right] dt \quad (1.24)$$

Burada;

$$M^{(e)}(\alpha) = \cos[Kd] - \frac{\eta_1}{ik} K \sin[Kd] \quad (1.25)$$

olarak tanımlanmıştır. (1.24) ifadesinden $C^{(e)}(\alpha)$ aşağıdaki gibi elde edilir.

$$C^{(e)}(\alpha) = \frac{R_+^{(e)}(\alpha)}{M^{(e)}(\alpha)} - \frac{1}{M^{(e)}(\alpha)} \int_0^d [f^{(e)}(t) - i\alpha g^{(e)}(t)] \times \left[\frac{\sin[K(d-t)]}{K} + \frac{\eta_1}{ik} \cos[K(d-t)] \right] dt \quad (1.26)$$

(1.26) ifadesini (1.21)' de yerine yazarsak $G_+^{(e)}(\alpha, y)$ ' nin açık ifadesi;

$$G_+^{(e)}(\alpha, y) = \frac{\cos[Ky]}{M^{(e)}(\alpha)} \left\{ R_+^{(e)}(\alpha) - \int_0^d [f^{(e)}(t) - i\alpha g^{(e)}(t)] \times \left[\frac{\sin[K(d-t)]}{K} + \frac{\eta_1}{ik} \cos[K(d-t)] \right] dt \right\} + \frac{1}{K} \int_0^y [f^{(e)}(t) - i\alpha g^{(e)}(t)] \sin[K(y-t)] dt \quad (1.27)$$

olarak bulunur.

(1.27) ifadesinin sol yanı $Im(\alpha) > Im(-k)$ üst yarı düzleminde regüler olan bir fonksiyon olduğundan sağ yanı da aynı özellikte olmalıdır. O halde sağ tarafın regülerliğini bozan $M^{(e)}(\alpha)$ fonksiyonun $M^{(e)}(\alpha_m^{(e)}) = 0$; $Im(\alpha_m^{(e)}) > Im(-k)$; $m = 1, 2, \dots$ ile tanımlı $\alpha = \alpha_m$ ' lerdeki sıfırlarında yukarıdaki eşitlikteki yaylı parantezin içinde sıfır olmalıdır.

$$M^{(e)}(\alpha_m^{(e)}) = 0, \quad Im(\alpha_m^{(e)}) > Im(-k); \quad m = 1, 2, \dots \quad (1.28)$$

O halde;

$$R_+^{(m)}(\alpha_m^{(e)}) = \frac{\left[\sin[K_m^{(e)}d] + \frac{\eta_1}{ik} K_m^{(e)} \cos[K_m^{(e)}d] \right]}{K_m} \int_0^d [f^{(e)}(t) - i\alpha_m g^{(e)}(t)] \cos K_m^{(e)} t dt \quad (1.29)$$

eşitliği kolayca bulunabilir. (1.25) denkleminde $\cos[K_m^{(e)}d]$ 'yi çeker, (1.29) denkleminde yerine yazarak gerekli düzenlemeler yapılırsa,

$$R_+(\alpha_m^{(e)}) = \frac{\sin[K_m d]}{2K_m^{(e)}} \left[1 - \frac{\eta_1^2}{k^2} (K_m^{(e)})^2 \right] d [f_m - i\alpha_m g_m] \quad (1.30.a)$$

haline dönüşür. Burada;

$$K_m^e = K(\alpha_m^e) \quad (1.30.b)$$

$$\begin{bmatrix} f_m \\ g_m \end{bmatrix} = \frac{2}{d} \int_0^d \begin{bmatrix} f^{(e)}(t) \\ g^{(e)}(t) \end{bmatrix} \cos[K_m^e t] dt \quad (1.30.c)$$

$$\begin{bmatrix} f^{(e)}(y) \\ g^{(e)}(y) \end{bmatrix} = \sum_{m=1}^{\infty} \begin{bmatrix} f_m^e \\ g_m^e \end{bmatrix} \cos[K_m^e y] \quad (1.30.d)$$

Tekrar $\{y = d ; x > 0\}$ ' daki süreklilik bağıntısını göz önüne alalım;

$$u_1^{(e)}(x, d) + u^{(ie)}(x, d) + u^{(\sigma e)}(x, d) = u_2^{(3e)}(x, d) ; x > 0 \quad (1.31)$$

$u^{(ie)}(x, d)$ ve $u^{(\sigma e)}(x, d)$ eşitliklerini yerine yazıp (1.31)'in fourier dönüşümünü alınacak olursa;

$$F_+^{(e)}(\alpha, d) - G_+^{(e)}(\alpha, d) = - \left(1 - \frac{1 - \eta_1 \sin \phi_0}{1 + \eta_1 \sin \phi_0} \right) e^{-ikd \sin \phi_0} \int_0^{\infty} e^{ix(\alpha - k \cos \phi_0)} dx \quad (1.32)$$

(1.32)' de gerekli düzenlemeler yapılırsa;

$$F_+^{(e)}(\alpha, d) - G_+^{(e)}(\alpha, d) = \left(\frac{2\eta_1 \sin \phi_0}{1 + \eta_1 \sin \phi_0} \right) \left(\frac{e^{-ikd \sin \phi_0}}{i(\alpha - k \cos \phi_0)} \right) \quad (1.33)$$

elde edilir. Burada $Im(\alpha) > Im(\cos \phi_0)$ 'dır.

(1.27) ifadesinide göz önüne alarak $G_+(\alpha, d)$ değerini bulup (1.33)' de yerine yazalım:

$$\begin{aligned} F_+^{(e)}(\alpha, d) - \left\{ \frac{R_+^{(e)}(\alpha)}{M^{(e)}(\alpha)} - \frac{1}{M^{(e)}(\alpha)} \int_0^d [f^{(e)}(t) - i\alpha g^{(e)}(t)] \left[\frac{\sin[K^{(e)}(d-t)]}{K} \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{\eta_1}{ik} \cos[K^{(e)}(d-t)] dt \right] \cos[K^{(e)}d] - \frac{1}{K^{(e)}} \int_0^d [f^{(e)}(t) - i\alpha g^{(e)}(t)] \sin[K^{(e)}(d-t)] dt \right. \\ \left. = \frac{2\eta_1 \sin \phi_0}{(1 + \eta_1 \sin \phi_0)} \frac{e^{-ikd \sin \phi_0}}{i(\alpha - k \cos \phi_0)} \right. \end{aligned} \quad (1.34)$$

(1.34) ifadesi düzenlenirse;

$$\begin{aligned} F_+^{(e)}(\alpha, d) - \frac{R_+^{(e)}(\alpha)}{M^{(e)}(\alpha)} \cos[K^{(e)}d] + \int_0^d [f^{(e)}(t) - i\alpha g^{(e)}(t)] \\ \left\{ \frac{\sin[K^{(e)}(d-t)]}{K^{(e)}} + \frac{\eta_1}{ik} \cos[K^{(e)}(d-t)] \right\} \frac{1}{M^{(e)}(\alpha)} \cos[K^{(e)}d] - \sin \frac{[K^{(e)}(d-t)]}{K^{(e)}} \Bigg\} dt \\ = \frac{2\eta_1 \sin \phi_0}{i(1 + \eta_1 \sin \phi_0)} \frac{e^{-ikd \sin \phi_0}}{(\alpha - k \cos \phi_0)} \end{aligned} \quad (1.35)$$

bulunur.

(1.12) ifadesini göz önüne alalım. Burada $y = d$ ' deki değeri hesaplırsak.

$$F_+(\alpha, d) + F_-(\alpha, d) = A(\alpha) \quad (1.36)$$

Bu ifadeden $F_+(\alpha, d)$ ' yi çekip $A(\alpha)$ ' nın yerine (1.13.b)'den çekilen ifadedeki eşitini yazarsak;

$$F_+(\alpha, d) = \frac{R_+(\alpha)}{1 + \eta_1 \frac{K(\alpha)}{k}} - F_-(\alpha, d) \quad (1.37)$$

olarak elde edilir.

(1.37)' i (1.35)' de yerine yazıldığında;

$$\begin{aligned} & R_+^{(e)}(\alpha) \left[\frac{1}{1 + \eta_1 \frac{K^e(\alpha)}{k}} - \frac{\cos[K^{(e)}d]}{M^{(e)}(\alpha)} \right] - F_-^{(e)}(\alpha, d) + \frac{1}{K^e} \int_0^d \frac{[f^{(e)}(t) - i\alpha g^{(e)}(t)]}{M^{(e)}(\alpha)} \\ & \left\{ \left[\sin[K^{(e)}(d-t)] + \frac{\eta_1}{ik} K^e \cos[K^e(d-t)] \right] \cos[K^e d] - \sin[K^e(d-t)] M^{(e)}(\alpha) \right\} dt \\ & = \frac{2\eta_1 \sin \phi_0}{i(1 + \eta_1 \sin \phi_0)} \frac{e^{-ikd \sin \phi_0}}{\alpha - k \cos \phi_0} \end{aligned} \quad (1.38)$$

Yukarıdaki ifadede $M^{(e)}(\alpha)$ yerine (1.25) eşitliğini yazıp gerekli düzenlemeler yapılırsa;

$$\begin{aligned} & \frac{R_+^{(e)}(\alpha) K^e}{N^{(e)}(\alpha) \left[1 + \eta_1 \frac{K^e(\alpha)}{k} \right]} + \frac{k}{\eta_1} F_-^{(e)}(\alpha, d) = \frac{2ik \sin \phi_0}{(1 + \eta_1 \sin \phi_0)} \frac{e^{-ikd \sin \phi_0}}{(\alpha - k \cos \phi_0)} \\ & - \frac{i}{M^{(e)}(\alpha)} \int_0^d [f^{(e)}(t) - i\alpha g^{(e)}(t)] \cos[K^e t] dt \end{aligned} \quad (1.39.a)$$

elde edilmiş olur. Burda;

$$N^{(e)}(\alpha) = M^{(e)}(\alpha) e^{iK(\alpha)d} \quad (1.39.b)$$

(1.30.d)'yi (1.39.a)'da yerine yazarak integralini alırsak $Im(k \cos \phi_0) < Im(\alpha) < Im(k)$ aralığında regüler olan aşağıdaki ikinci mertebeden modifiye Wiener-Hopf denklemi elde edilir.

$$\begin{aligned} \frac{R_+^{(e)} k \chi(\eta_1, \alpha)}{N^{(e)}(\alpha)} + \frac{k}{\eta_1} F_-^{(e)}(\alpha, d) &= \frac{2ik \sin \phi_0 e^{-ikd \sin \phi_0}}{1 + \eta_1 \sin \phi_0 (\alpha - k \cos \phi_0)} \\ - \sum_{m=1}^{\infty} \frac{iK_m^{(e)} \sin[K_m^e d]}{\alpha^2 - \alpha_m^2} (f_m^{(e)} - i\alpha g_m^{(e)}) & \end{aligned} \quad (1.40.a)$$

Burada;

$$\chi(\eta_1, \alpha) = \frac{1}{\eta_1 + \frac{k}{K^e(\alpha)}} \quad (1.40.b)$$

Bu modifiye Wiener-Hopf denklemi $Im(k \cos \phi_0) < Im(\alpha) < Im(k)$ bandında regülerdir. Bu aşamadan sonraki amacımız, bu denklemi kullanarak saçılan alanın bulunması doğrultusunda $R_+^{(e)}(\alpha)$ fonksiyonunu çözmektir. Bulunacak olan yaklaşık çözümler f_m^e ve g_m^e bilinmeyen katsayılarının da içerecektir. $R_+^{(e)}(\alpha)$ fonksiyonunun belirlenmesi problemimizin çözümü bakımından yeterlidir.

2.1.1.1. Wiener-Hopf Denkleminin Yaklaşık Çözümü

Bu aşamada amacımız (1.40.a) denkleminden $R_+^{(e)}(\alpha)$ fonksiyonunu çözmeye yönelik integral denklem sistemi elde etmektir. Bunun için ilk adım olarak (1.40.a)'daki çekirdek fonksiyonu; (+) ve (-) tipten iki fonksiyonun çarpımı şeklinde yazacağız.

$$\frac{\chi(\alpha)}{N^{(e)}(\alpha)} = \frac{\chi_+(\alpha)}{N_+^{(e)}(\alpha)} \frac{\chi_-(\alpha)}{N_-^{(e)}(\alpha)} \quad (1.41.a)$$

Buradaki; $N_+^{(e)}(\alpha)$, $\chi_+(\alpha)$ ve $N_-^{(e)}(\alpha)$, $\chi_-(\alpha)$ sırasıyla $Im(\alpha) > Im(-k)$ ve $Im(\alpha) < Im(k)$ üst ve alt yarı-düzlemlerinde regüler ve sıfırları olmayan bölünmüş fonksiyonlardır.

$N_{\pm}^{(e)}(\alpha)$ fonksiyonlarının açık ifadesi [14]'de;

$$N_+^{(e)} = \left[\cos[kb] - \frac{\eta_1}{i} \sin[kb] \right]^{\frac{1}{2}} \exp \left\{ \frac{Kb}{\pi} \ell n \left(\frac{\alpha + iK}{k} \right) \right\} \\ \times \exp \left\{ \frac{i\alpha d}{\pi} \left(1 - C + \ell n \left(\frac{2\pi}{kd} \right) + i \frac{\pi}{2} \right) \right\} \prod_{m=1}^{\infty} \left(1 + \frac{\alpha}{\alpha_m^e} \right) \exp \left(\frac{i\alpha d}{m\pi} \right) \quad (1.41.b)$$

$$N_-^{(e)}(\alpha) = N_+^{(e)}(-\alpha) \quad (1.41.c)$$

olarak verilmiştir.

(1.41.b)' deki C Euler sabiti olup, değeri $C = 0,57721...$ 'dir. $\chi_{\pm}(\alpha)$ bölünmüş fonksiyonun Maluizhinet's fonksiyonunun terimleri içindeki açık ifadesi aşağıdaki gibidir. Referans [15]

$$\chi_+(k \cos \phi) = 2^{\frac{3}{2}} \sqrt{\frac{2}{\eta_1}} \sin \frac{\phi}{2} \left\{ \frac{M_{\pi}(3\pi/2 - \phi - \theta) M_{\pi}(\pi/2 - \phi + \theta)}{M_{\pi}^2(\pi/2)} \right\}^2 \\ \times \left\{ \left[1 + \sqrt{2} \cos \left(\frac{\pi/2 - \phi - \theta}{2} \right) \right] \left[1 + \sqrt{2} \cos \left(\frac{3\pi/2 - \phi - \theta}{2} \right) \right] \right\}^{-1} \quad (1.42.a)$$

ile

$$\sin \theta = \frac{1}{\eta_1} \quad (1.42.b)$$

ve

$$M_\pi(z) = \exp \left\{ -\frac{1}{8\pi} \int_0^z \frac{\pi \sin u - 2\sqrt{2} \sin(u/2) + 2u}{\cos u} du \right\} \quad (1.42.c)$$

$$\chi_-(k \cos \phi) = \chi_+(-k \cos \phi) \quad (1.42.d)$$

Çekirdek fonksiyonun (1.41.a) daki bölünmüş ifadesini göz önüne alırsak (1.40.a)'nın kolayca aşağıda ki şekle geldiği görülebilir;

$$\begin{aligned} \frac{k\chi_+(\alpha)}{N_+^{(e)}} R_+^{(e)}(\alpha) + \frac{k}{\eta_1} \frac{N_-^{(e)}(\alpha)}{\chi_-(\alpha)} F_-^{(e)}(\alpha, d) &= \frac{2ik \sin \phi_0}{(1 + \eta_1 \sin \phi_0)} \frac{e^{-ikd \sin \phi_0}}{(\alpha - k \cos \phi_0)} \frac{N_-^{(e)}(\alpha)}{\chi_-(\alpha)} \\ - \sum_{m=1}^{\infty} \frac{iK_m^e \sin[K_m^e d]}{(\alpha^2 - (\alpha_m^e)^2)} \frac{N_-^{(e)}(\alpha)}{\chi_-(\alpha)} (f_m^e - i\alpha_m^e g_m^e) & \end{aligned} \quad (1.43.a)$$

Bu eşitliğin sol tarafındaki ilk terim α -düzleminin $Im(\alpha) > Im(k \cos \phi_0)$ ile belirli üst yarısında, ikinci terim ise $Im(\alpha) < Im(k)$ ile belirli alt yarısında; her ikisi birden $Im(k \cos \phi_0) < Im(\alpha) < Im(k)$ bandında regülerdir. Bu denkleme Weiner-Hopf tekniğini uygulayarak Cauchy teoremi yardımıyla;

$$\begin{aligned} \frac{k\chi_+(\alpha)}{N_+^{(e)}} R_+^{(e)}(\alpha) &= \frac{1}{2\pi i} \int_{L^+} \frac{2ik \sin \phi_0}{(1 + \eta_1 \sin \phi_0)} \frac{e^{-ikd \sin \phi_0}}{(\tau - k \cos \phi_0)(\tau - \alpha)} \frac{N_-^{(e)}(\tau)}{\chi_-(\tau)} d\tau \\ - \frac{1}{2\pi i} \int_{L^+} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{iK_m^e \sin[K_m^e d]}{(\tau^2 - (\alpha_m^e)^2)} \frac{N_-^{(e)}(\tau)}{\chi_-(\tau)} (f_m^e - i\tau g_m^e) d\tau & \end{aligned} \quad (1.43.b)$$

bulunur.

(1.43.b)'deki eşitliğin sağ tarafında bulunan $N_-^{(e)}(\alpha)$ ve $\chi_-(\alpha)$ terimleri $Im(\alpha) < Im(k \cos \phi_0)$ bölgesinde regülerdir; bu yüzden çözüm için bu bölge seçilmiştir. Ancak bu bölgede regülerliği bozan basit kutuplar vardır. Eşitliğin sağ-tarafındaki birinci ve ikinci terimlerde regülerliği bozan kutuplar sırasıyla; $\tau = k \cos \phi_0$ ve $\tau = -\alpha_m^e$ 'dir. Rezidü teoremi yardımıyla bu integraller kolayca hesaplanabilir. Bu hesaplamalardan sonra (1.43.b) denklemi aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$\begin{aligned} \frac{k\chi_+(\alpha)}{N_+^{(e)}} R_+^{(e)}(\alpha) &= \frac{2ik \sin \phi_0}{(1 + \eta_1 \sin \phi_0)} \frac{e^{-ikd \sin \phi_0}}{(k \cos \phi - \alpha_0)} \frac{N_-^{(e)}(k \cos \phi_0)}{\chi_-(k \cos \phi_0)} \\ &- \sum_{m=1}^{\infty} \frac{iK_m^e \sin[K_m^e d]}{2\alpha_m^e (\alpha + \alpha_m^e)} \frac{N_+^{(e)}(\alpha_m^e)}{\chi_+(\alpha_m^e)} (f_m^e + i\alpha_m^e g_m^e) \end{aligned} \quad (1.44)$$

2.1.1.2. f_m^e ve g_m^e Bilinmeyenlerinin Belirlenmesi

Dalga kılavuzu içerisindeki I. bölge $\{(-\ell_2 < x < -\ell_1) ; (0 < y < d)\}$ ve II. bölge $\{(-\ell_1 < x < 0) ; (0 < y < d)\}$ 'yi göz önüne alalım. Bu bölgelerdeki toplam alanlar Fourier serileri cinsinden aşağıdaki gibi yazılabilir:

I. bölgede;

$$U_2^{(1e)}(x, y) = \sum_{n=1}^{\infty} a_n \left(e^{i\beta_{1n}x} - \frac{1 + \eta_3 \beta_{1n}/k_1}{1 - \eta_3 \beta_{1n}/k_1} e^{-2i\beta_{1n}\ell_2 - i\beta_{1n}x} \right) \cos \gamma_{1n}y \quad (1.45.a)$$

buradaki β_{1n} ve γ_{1n} (1.5b) ve (1.6e) eşitlikleri yardımıyla aşağıdaki gibi ifade edilirler;

$$\beta_{1n} = \sqrt{k_1^2 - \gamma_{1n}^2} \quad (1.45.b)$$

$$\cos \gamma_{1n}d + \frac{\eta_2}{ik_1} \gamma_{1n} \sin \gamma_{1n}d = 0 \quad (1.45.c)$$

II. bölgede;

$$U_2^{(2e)}(x, y) = \sum_{n=1}^{\infty} (c_n e^{i\beta_{2n}x} + d_n e^{-i\beta_{2n}x}) \cos \gamma_{2n}y \quad (1.46.a)$$

yine burada ki β_{2n} ve γ_{2n} , (1.5c) ve (1.6f) eşitlikleri yardımıyla benzer şekilde ifade edilirler;

$$\beta_{2n} = \sqrt{k_2^2 - \gamma_{2n}^2} \quad (1.46.b)$$

$$\cos \gamma_{2n}d + \frac{\eta_2}{ik_2} \gamma_{2n} \sin \gamma_{2n}d = 0 \quad (1.46.c)$$

I. ve II. bölge arasında $\{(0 < y < d) ; x = -\ell_1\}$ de geçerli olan (1.6h) ve (1.6i) süreklilik denklemlerinden hareket edilecek olursa;

$$\sum_{n=1}^{\infty} a_n (e^{-i\beta_{1n}\ell_1} - A e^{i\beta_{1n}\ell_1}) \cos \gamma_{1n}y = \sum_{n=1}^{\infty} (c_n e^{-i\beta_{2n}\ell_1} + d_n e^{i\beta_{2n}\ell_1}) \cos \gamma_{2n}y \quad (1.47.a)$$

$$\sum_{n=1}^{\infty} i\beta_{1n} a_n (e^{-i\beta_{1n}\ell_1} + A e^{i\beta_{1n}\ell_1}) \cos \gamma_{1n}y = \sum_{n=1}^{\infty} i\beta_{2n} (c_n e^{-i\beta_{2n}\ell_1} - d_n e^{i\beta_{2n}\ell_1}) \cos \gamma_{2n}y \quad (1.47.b)$$

denklemleri elde edilir. Burada;

$$A = \frac{1 + \eta_3 \beta_{1n}/k_1}{1 - \eta_3 \beta_{1n}/k_1} e^{-2i\beta_{1n}\ell_2} \quad (1.47.c)$$

Bu iki denklem sistemi çözüldüğünde bilinmeyen c_n ve d_n katsayıları a_n cinsinden aşağıdaki şekilde ifade edilebilirler:

$$c_n = \frac{[x_3(1+T) + x_4(T-1)]}{2x_1} \frac{\cos \gamma_{1n}y}{\cos \gamma_{2n}y} a_n \quad (1.47.d)$$

$$d_n = \frac{[x_3(1-T) - x_4(T-1)]}{2x_2} \frac{\cos \gamma_{1n}y}{\cos \gamma_{2n}y} a_n \quad (1.47.e)$$

ve

$$P = \frac{c_n + d_n}{c_n - d_n} = \frac{x_3[(1+T)x_2 + (1-T)x_1] + Ax_4[(T-1)x_2 - (1+T)x_1]}{x_3[(1+T)x_2 - (1-T)x_1] + Ax_4[(T-1)x_2 + (1+T)x_1]} \quad (1.47.f)$$

burada x_1, x_2, x_3, x_4 ve T katsayıları aşağıdaki şekilde tanımlanmıştır;

$$x_1 = e^{-i\beta_{2n}\ell_1} \quad (1.47.g)$$

$$x_2 = e^{i\beta_{2n}\ell_1} \quad (1.47.h)$$

$$x_3 = e^{-i\beta_{1n}\ell_1} \quad (1.47.i)$$

$$x_4 = e^{i\beta_{1n}\ell_1} \quad (1.47.k)$$

$$T = \frac{\beta_{1n}}{\beta_{2n}} \quad (1.47.m)$$

(1.6k), (1.6l) ve (1.18), (1.19) eşitlikleri göz önüne alınırsa;

$$u_2^{(2e)}(0, y) = g^{(e)}(y) ; \quad (0 < y < d) \quad (1.48.a)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} u_2^{(2e)}(0, y) = f^{(e)}(y) ; \quad (0 < y < d) \quad (1.48.b)$$

olduğu kolayca görülebilir. $u_2^{(2e)}(0, y)$ ve $\frac{\partial}{\partial x} u_2^{(2e)}(0, y)$ nin karşılıklarını (1.46.a)

yardımıyla bulup yukarıdaki denklemlerde yerine koyarsak;

$$\sum_{n=1}^{\infty} (c_n + d_n) \cos \gamma_{2n} y = g^{(e)}(y) \quad (1.48.c)$$

$$\sum_{n=1}^{\infty} i\beta_{2n} (c_n - d_n) \cos \gamma_{2n} y = f^{(e)}(y) \quad (1.48.d)$$

denklemleri elde edilir.

$$\begin{bmatrix} f^{(e)}(y) \\ g^{(e)}(y) \end{bmatrix} = \sum_{m=1}^{\infty} \begin{bmatrix} f_m^e \\ g_m^e \end{bmatrix} \cos[K_m^e y] \quad (1.48.e)$$

dir. Buna göre (1.48.c) ve (1.48.d)' yi düzenlersek;

$$\sum_{n=1}^{\infty} (c_n + d_n) \cos \gamma_{2n} y = \sum_{m=1}^{\infty} g_m^e \cos[K_m^e y] \quad (1.48.f)$$

$$\sum_{n=1}^{\infty} i\beta_{2n} (c_n - d_n) \cos \gamma_{2n} y = \sum_{m=1}^{\infty} f_m^e \cos[K_m^e y] \quad (1.48.g)$$

olur. (1.48.g) nin her iki tarafını $\cos[\gamma_{2\ell}y]$ ile çarpıp $(0 < y < d)$ aralığında integralini alıp; integralin çözümü aşamasında trigonometrik fonksiyonların ortogonalite özelliklerini de göz önünde bulundurursak;

$$i \frac{d}{2} \beta_{2\ell}^e (c_\ell - d_\ell) = - \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\gamma_{2\ell}^e \sin(\gamma_{2\ell}^e d)}{(K_m^e)^2 - (\gamma_{2\ell}^e)^2} \left(\frac{\eta_2}{ik_2} K_m^e \sin[K_m^e d] + \cos[K_m^e d] \right) f_m \quad (1.49.a)$$

elde edilir. Yukarıdaki eşitlikten $(c_\ell - d_\ell)$ ' yi çekersek;

$$(c_\ell - d_\ell) = \frac{2i\gamma_{2\ell}^e \sin(\gamma_{2\ell}^e d)}{\beta_{2\ell}^e d} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\Omega_m}{\vartheta_{m\ell}^e} f_m \quad (1.49.b)$$

bulunur. Burada,

$$\Omega_m = \cos[K_m^e d] + \frac{\eta_2}{ik_2} K_m^e \sin(K_m^e d) \quad (1.49.c)$$

$$\vartheta_{m\ell}^e = (K_m^e)^2 - (\gamma_{2\ell}^e)^2 \quad (1.49.d)$$

Aynı şekilde (1.48.f)' nin her iki tarafını $\cos(K_\ell^e y)$ ile çarpıp $(0 < y < d)$ aralığında integralini alıp; yine integralin çözümü aşamasında trigonometrik fonksiyonların ortogonalite özelliklerini de göz önünde bulundurursak;

$$g_\ell^e \frac{d}{2} = - \sum_{n=1}^{\infty} (c_n + d_n) \frac{\Omega_\ell^e}{\vartheta_{\ell n}^e} \gamma_{2n}^e \sin(\gamma_{2n}^e d) \quad (1.50.a)$$

(1.50.a)' da g_ℓ^e 'yi çekersek;

$$g_\ell^e = - \frac{2}{d} \Omega_\ell^e \sum_{n=1}^{\infty} (c_n + d_n) \frac{\gamma_{2n}^e}{\vartheta_{\ell n}^e} \sin(\gamma_{2n}^e d) \quad (1.50.b)$$

$$\vartheta_{\ell n}^e = (K_\ell^e)^2 - (\gamma_{2n}^e)^2 \quad (1.50.c)$$

(1.47.f)' de $(c_n + d_n)$ ifadesini $(c_n - d_n)$ ' ler cinsinden çekip (1.50.b)' de yerine yazarsak;

$$g_\ell^e = - \frac{2}{d} \Omega_\ell^e \sum_{n=1}^{\infty} P_n (c_n - d_n) \frac{\gamma_{2n}^e}{\vartheta_{\ell n}^e} \sin(\gamma_{2n}^e d) \quad (1.51.a)$$

(1.51.a) ifadesinde $(c_n - d_n)$ yerine (1.49.b)'daki eşitliğini yazarsak,

$$g_\ell^e = -\frac{4i}{d^2} \Omega_\ell^e \sum_{n=1}^{\infty} P_n \frac{(\gamma_{2n}^e)^2}{\beta_{2n}^e \vartheta_{\ell n}^e} \sin(\gamma_{2n}^e d) \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\Omega_m^e}{\vartheta_{m\ell}^e} f_m^e \quad (1.51.b)$$

bulunmuş olur.

(1.42.a)'da $\alpha = \alpha_1^{(e)}, \alpha_2^{(e)} \dots$ leri yerine koyar ve (1.30.a)'daki $R_+^{(e)}(\alpha_m^{(e)})$, nin eşitini yazarsak:

$$\begin{aligned} & \frac{kd}{2} \left[1 - \frac{\eta_1}{k^2} [K_r^{(e)}]^2 \right] \frac{\sin[K_r^{(e)}d]}{K_r^{(e)}} \frac{x_+(\alpha_r^{(e)})}{N_+(\alpha_r^{(e)})} [f^{(e)} - i\alpha_r g_r^{(e)}] \\ &= \frac{2ik \sin \phi_0}{(1 + \eta_1 \sin \phi_0)} \frac{N_-^{(e)}(k \cos \phi_0)}{x - (k \cos \phi_0)} \frac{e^{-ikd \sin \phi_0}}{(k \cos \phi_0 - \alpha_r^{(e)})} \\ & - \sum_{m=1}^{\infty} \frac{K_m^{(e)} i \sin(K_m^{(e)}d)}{2\alpha_m^{(e)}} \frac{N_+^{(e)}(\alpha_m)}{x_+(\alpha_m^{(e)})} \frac{(f_m^{(e)} + i\alpha_m g_m^{(e)})}{(\alpha_r^{(e)} + \alpha_m^{(e)})} \end{aligned} \quad (1.52)$$

(1.51.b)'yi (1.52)'de yerine yazarsak sonsuz sayıda $f_r^{(e)}$ bilinmeyenlerini içeren sonsuz denklem sistemleri elde ederiz.

$$\begin{aligned} & \frac{kd}{2} \left(1 - \frac{\eta_1^2}{k^2} [K_r^{(e)}]^2 \right) \frac{\sin[K_r^{(e)}d]}{K_r^{(e)}} \frac{x_+(\alpha_r)}{N_+(\alpha_r)} \left(f_r + i\alpha_r \left(\frac{4i}{d^2} \Omega_r \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(\gamma_{2n})^2}{\beta_{2n} \vartheta_{\ell n}} \sin^2 \gamma \right. \right. \\ & \left. \left. P_n \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\Omega_m}{V_{mr}} f_m \right) \right) + \sum_{m=1}^{\infty} \frac{K_m^{(e)} i \sin[K_m^{(e)}d]}{2\alpha_m (\alpha_r + \alpha_m)} \frac{N_+(\alpha_m)}{x_+(\alpha_m)} \\ & \left[f_m - i\alpha_m \left(\frac{4i}{d^2} \Omega_m \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(\gamma_{2n})^2}{\beta_{2n} \vartheta_{mn}} \sin^2 [\gamma_{2n}d] P_n \sum_{s=1}^{\infty} \frac{\Omega_s}{\vartheta_{sm}} f_s^{(e)} \right) \right] \\ &= \frac{2ik \sin \phi_0}{1 + \eta_1 \sin \phi_0} \frac{N_-(k \cos \phi_0)}{x_-(k \cos \phi_0)} \frac{e^{-ikd \sin \phi_0}}{(k \cos \phi_0 - \alpha_r)} \end{aligned} \quad (1.53)$$

bulunmuş olur.

2.1.2. Asimetrik (Tek) Uyarılma

Bu bölümde tek uyarılma durumunun eşdeğeri olan Şekil 2.1.d' de gösterilen konfigürasyon üzerinde çözüm aranacaktır. Bu durum için alan, $y = 0$ düzleminin alt ve üst yarısındaki bölgelerde asimetriktir ve $\{y = 0 ; x \in (-\infty, \infty)\}$ elektrik duvarı üzerinde toplam elektrik alan sıfırdır.

Tek uyarılma için yapılacak çözüm, çift uyarılma durumunun benzeridir. (1.2) tek uyarılma durumu içinde geçerlidir; tek fark çift uyarılma olduğunu gösteren "e" yerine, tek uyarılma durumunu belirten "o" simgesinin kullanılmasıdır. Çift uyarılma durumu için geçerli olan sınır koşulları ve süreklilik denklemleri; (1.6.b) ve (1.6.c) dışında tek uyarılma durumu için de aynen geçerlidir. Bu durum için (1.6.b) ve (1.6.c) aşağıda ki gibi olacaktır.

$$u_2^{(1o)}(x,0) = 0 \quad ; \quad y = 0 \quad , \quad (-\ell_2 < x < -\ell_1) \quad (1.54.a)$$

$$u_2^{(2o)}(x,0) = 0 \quad ; \quad y = 0 \quad , \quad (-\ell_1 < x < 0) \quad (1.54.b)$$

Tek uyarılma durumu için modifiye Wiener-Hopf denklemi aşağıdaki gibidir.

$$\begin{aligned} \frac{k\chi(\eta_1, \alpha)}{N^{(o)}(\alpha)} R_+^{(o)}(\alpha) - \frac{ik}{\eta_1} F_-^{(o)}(\alpha, d) = & \frac{2k \sin \phi_0}{(1 + \eta_1 \sin \phi_0)} \frac{e^{-ikd \sin \phi_0}}{(\alpha - k \cos \phi_0)} \\ & + \sum_{m=1}^{\infty} \frac{K_m^o \cos[K_m^o d]}{[\alpha^2 - (\alpha_m^o)^2]} (f_m^o - i\alpha g_m^o) \end{aligned} \quad (1.55.a)$$

ayrıca burada,

$$N^{(o)}(\alpha) = e^{iK(\alpha)d} [\sin K(\alpha)d] + \frac{\eta_1}{ik} K(\alpha) \cos[K(\alpha)d] \quad (1.55.b)$$

$$K_m^o = \sqrt{k^2 - (\alpha_m^o)^2} \quad (1.55.c)$$

ve

$$\begin{bmatrix} f_m^o \\ g_m^o \end{bmatrix} = \frac{2}{d} \frac{d}{dt} \begin{bmatrix} f^{(o)}(t) \\ g^{(o)}(t) \end{bmatrix} \sin[K_m^o t] dt \quad (1.55.d)$$

şeklindedir. (1.55.a) denklemindeki α_m^o 'lar ,

$$\sin[K(\alpha)d] + \frac{\eta_1}{ik} K(\alpha) \cos[K(\alpha)d] = 0 \quad , \quad \alpha = \alpha_m^o \quad ; \quad Im(\alpha_m^o) > Im(k) \quad (1.56)$$

denkleminin kökleridir. (1.55.a)'ya daha önce yaptığımız gibi Wiener-Hopf tekniğini uygulayarak Cauchy teoremi yardımıyla;

$$\begin{aligned} \frac{k\chi_+(\alpha)}{N_+^{(o)}(\alpha)} R_+^{(o)}(\alpha) &= \frac{2k \sin \phi_0}{(1 + \eta_1 \sin \phi_0)} \frac{e^{-ikd \sin \phi_0}}{(k \cos \phi_0 - \alpha)} \frac{N_-^o(k \cos \phi_0)}{\chi_-(k \cos \phi_0)} \\ &+ \sum_{m=1}^{\infty} \frac{K_m^o \cos[K_m^o d]}{2\alpha_m^o} \frac{N_+^{(o)}(\alpha_m^o)}{\chi_+(\alpha_m^o)} \frac{(f_m^o + i\alpha g_m^o)}{(\alpha + \alpha_m^o)} \end{aligned} \quad (1.57)$$

bulunur. (1.55.b)'nin Wiener-Hopf faktörizasyonundan $N_+^{(o)}(\alpha)$ ve $N_-^{(o)}(\alpha)$ bölünmüş fonksiyonları ortaya çıkar.

$$N^{(o)}(\alpha) = N_+^{(o)}(\alpha) N_-^{(o)}(\alpha) \quad (1.58.a)$$

$N_{\pm}^{(o)}(\alpha)$ 'ların açık ifadeleri aşağıda ki gibidir [14].

$$\begin{aligned} N_+^{(o)}(\alpha) &= \sqrt{k + \alpha} \left[\frac{\sin[kd]}{k} + \frac{\eta_1}{ik} \cos[kd] \right]^{1/2} \exp \left\{ \frac{K(\alpha)d}{\pi} \ln \left(\frac{\alpha + iK(\alpha)}{k} \right) \right\} \\ &\exp \left\{ \frac{i\alpha d}{\pi} \left(1 - C + \ln \left(\frac{2\pi}{kd} \right) + i \frac{\pi}{2} \right) \right\} \\ &\times \prod_{m=1}^{\infty} \left(1 + \frac{\alpha}{\alpha_m^o} \right) \exp \left(\frac{i\alpha d}{m\pi} \right) \end{aligned} \quad (1.58.b)$$

$$N_-^{(o)}(\alpha) = N_+^{(o)}(\alpha) \quad (1.58.c)$$

$\{(0 < y < d) ; x = 0\}$ bölgesinde ki süreklilik koşullarından yararlanarak sınırsız sayıdaki f_r^o bilinmeyen sabitlerini içeren bir çok denklem sistemi elde edebiliriz.

$$\begin{aligned}
& -\frac{kd}{2} \left[1 - \frac{\eta_1}{k^2} (K_r^o)^2 \right] \frac{\cos(K_r^o d)}{K_r^o} \frac{\chi_+(\alpha_r^o)}{N_+^{(0)}(\alpha_r^o)} \left\{ f_r^o + i\alpha_r^o \left[\frac{4i}{d^2} \Omega_l \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\gamma_{2n}^2 \cos^2 \gamma_{2n} d}{\beta_{2n} \vartheta_{\ell n}} P_n \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\Omega_m}{\vartheta_{m\ell}} f_m^o \right] \right\} \\
& - \sum_{\substack{m=1 \\ M \neq r}}^{\infty} \frac{K_m^o \cos(K_m^o d)}{2\alpha_m^o} \frac{N_+^{(o)}(\alpha_m^o)}{\chi_+(\alpha_m^o)} \frac{1}{(\alpha_r + \alpha_m^o)} \left\{ f_m^o - i\alpha_m^o \left[\frac{4i}{d^2} \Omega_l \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\gamma_{2n}^2 \cos^2 \gamma_{2n} d}{\beta_{2n} \vartheta_{mn}} P_n \sum_{s=1}^{\infty} \frac{\Omega_s}{\vartheta_{sm}} f_s^o \right] \right\} \\
& = \frac{2ik \sin \phi_0}{1 + \eta_1 \sin \phi_0} \frac{N_-^o(k \cos \phi_0)}{x_-(k \cos \phi_0)} \frac{e^{-ikd \sin \phi_0}}{(k \cos \phi_0 - \alpha_r^o)} \quad (1.59)
\end{aligned}$$

burada Ω_m^o , $\vartheta_{m\ell}$, β_{2n} ve P_n

$$\Omega_m^o = \cos[K_m^o d] + \frac{\eta_2}{ik_2} K_m^o \sin(K_m^o d) \quad (1.60.a)$$

$$\vartheta_{m\ell} = (K_m^o)^2 - (\gamma_{2\ell}^o)^2 \quad (1.60.b)$$

$$\beta_{2n} = \sqrt{k_2^2 - \gamma_{2n}^2} \quad (1.60.c)$$

$$P_n = \frac{c_n + d_n}{c_n - d_n} = \frac{x_3[(1+T)x_2 + (1-T)x_1] + Ax_4[(T-1)x_2 - (1+T)x_1]}{x_3[(1+T)x_2 - (1-T)x_1] + Ax_4[(T-1)x_2 + (1+T)x_1]} \quad (1.60.d)$$

γ_{2n}^o ise;

$$\sin(\gamma_{2n}^o d) - \frac{\eta_2}{ik_2} \gamma_{2n}^o \cos(\gamma_{2n}^o d) = 0 \quad ; \quad n = 1, 2, \dots \quad (1.60.f)$$

denklemini kökleridir. g_r^o 'nun f_r^o cinsinden ifadesi aşağıda verilmiştir.

$$g_r^o = -\frac{4i}{d^2} \Omega_r^o \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\gamma_{2n}^2 \cos^2 \gamma_{2n} d}{\beta_{2n} \vartheta_{rn}} P_n \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\Omega_m}{\vartheta_{m\ell}} f_m^o \quad (1.61)$$

3. Saçılan Alanın Analizi

Çift ve Tek Uyarılmalar için $y > d$ bölgesinde ki kırınan alan $F^{(e)}(\alpha, y)$ ve $F^{(o)}(\alpha, y)$ lerin ters fourier dönüşümleri alınarak elde edilebilir.

$$u_1^{(e)}(x, y) = \frac{1}{2\pi} \int_L F^{(e)}(\alpha, y) e^{-i\alpha x} d\alpha \quad (3.1)$$

$$u_1^{(o)}(x, y) = \frac{1}{2\pi} \int_L F^{(o)}(\alpha, y) e^{-i\alpha x} d\alpha \quad (3.2)$$

burada L , $\text{Im}(k \cos \phi_0) < \text{Im}(\alpha) < \text{Im}(k)$ şeridinde reel x eksenine paralel düz çizgidir. Semer noktası tekniğiyle (3.1) ve (3.2)'deki integrallerin asimptotik değerlendirilmesi sonucu bulacağımız $u_1^{(e)}(\rho, \psi)$ ve $u_1^{(o)}(\rho, \psi)$ saçılan alanlarının aşağıda gösterilen şekilde yazılması bize toplam saçılan alanı verecektir.

$$u_1(\rho, \psi) = \frac{u_1^{(e)}(\rho, \psi) + u_1^{(o)}(\rho, \psi)}{2} \quad (3.3)$$

3.1. Çift Uyarılma için Saçılan Alanın Analizi

Bu durum için $y > d$ bölgesinde ki Toplam saçılan alan terimi $u_1^{(e)}(x, y)$ 'yi elde etmek için (3.1)'de verildiği gibi $F^{(e)}(\alpha, y)$ 'nin ters fourier dönüşümünü almamız gerekir. Karşımıza çıkan integraller semer noktası yöntemi ile değerlendirilerek saçılan alan ifadesinin asimptotik ifadesi analitik olarak elde edilir.

Bunun için (1.13.b) de $A^{(e)}(\alpha)$ 'yı çekerek (1.12)'de yerine yazarsak;

$$F^{(e)}(\alpha, y) = \frac{R_+^{(e)}(\alpha)}{1 + \eta_1 \frac{K^e(\alpha)}{k}} e^{iK^e(\alpha)(y-d)} \quad (3.4)$$

elde edilir.

(3.4)'ü (3.1) ifadesine uygularsak ;

$$u_1^{(e)}(x, y) = \frac{1}{2\pi} \int_L \frac{R_+^{(e)}(\alpha)}{1 + \eta_1 \frac{K^e(\alpha)}{k}} e^{iK^e(\alpha)(y-d)} e^{-i\alpha x} d\alpha \quad (3.5)$$

ifadesi bulunur. Bundan sonra yapacağımız iş (1.44)'den $R_+^{(e)}(\alpha)$ 'nın eşitini bulup (3.5)'de yerine yazmak olacaktır. Bu işlemler sonucunda (3.5) aşağıda ki şekle dönüşür.

$$\begin{aligned} u_1^{(e)}(x, y) = & \frac{1}{2\pi} \int_L \frac{N_+^{(e)}(\alpha)}{k\chi_+(\alpha)} \frac{2ik \sin \phi_0}{1 + \eta_1 \sin \phi_0} \frac{N_-^{(e)}(k \cos \phi_0)}{\chi_-(k \cos \phi_0)} \frac{e^{iK^e(\alpha)(y-d)}}{1 + \eta_1 \frac{K^e(\alpha)}{k}} e^{-i\alpha x} d\alpha \\ & - \frac{1}{2\pi} \int_L \frac{N_+^{(e)}(\alpha)}{k\chi_+(\alpha)} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{iK_m^e \sin[K_m^e d]}{2\alpha_m^e} \frac{N_+^{(e)}(\alpha_m^e)}{\chi_+(\alpha_m^e)} \frac{(f_m^e, \alpha_m^e g_m^e)}{(\alpha + \alpha_m^e)} \frac{e^{iK^e(\alpha)(y-d)}}{1 + \eta_1 \frac{K^e(\alpha)}{k}} e^{-i\alpha x} d\alpha \end{aligned} \quad (3.6)$$

Yukarıda ki ifadede eşitliğin sağ tarafında bulunan ilk integrale $u_{11}^{(e)}(x, y)$, ikinci integrale $u_{12}^{(e)}(x, y)$ dersek, $u_1^{(e)}(x, y)$ ' yi;

$$u_1^{(e)}(x, y) = u_{11}^{(e)}(x, y) - u_{12}^{(e)}(x, y) \quad (3.7)$$

şeklinde ifade etmek mümkün olacaktır. $u_{11}^{(e)}(x, y)$ ve $u_{12}^{(e)}(x, y)$ integrallerini ayrı ayrı ele alacak olursak;

$$u_{11}^{(e)}(x, y) = \frac{1}{2\pi} \int_L \frac{N_+^{(e)}(\alpha)}{k\chi_+(\alpha)} \frac{2ik \sin \phi_0}{1 + \eta_1 \sin \phi_0} \frac{N_-^{(e)}(k \cos \phi_0)}{\chi_-(k \cos \phi_0)} \frac{e^{iK^e(\alpha)(y-d)}}{1 + \eta_1 \frac{K^e(\alpha)}{k}} e^{-i\alpha x} d\alpha \quad (3.8)$$

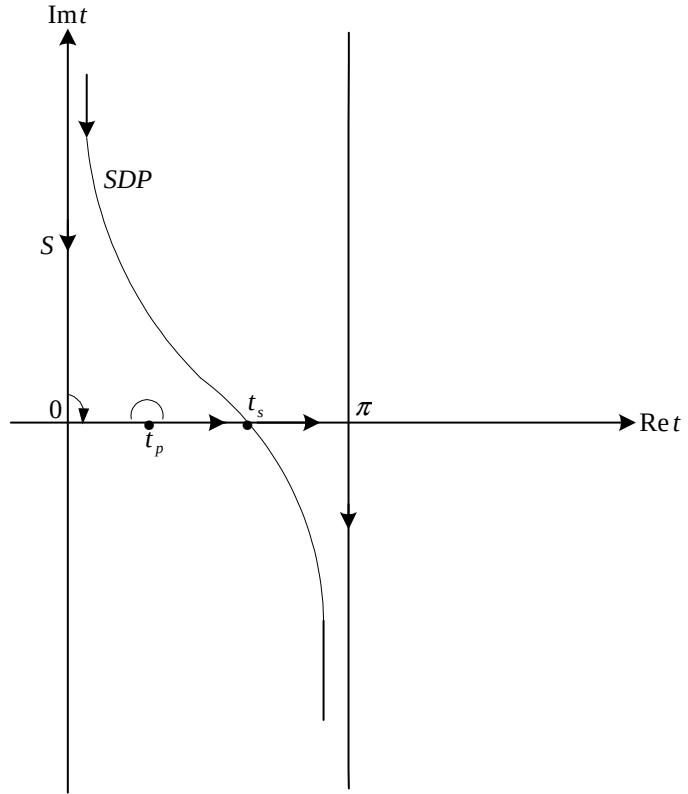
(3.8) integralini göz önüne aldığımızda aşağıdaki değişken dönüşümlerini yaparak silindirik koordinatlara geçiş yapmak uygun olacaktır.

$$y - d = \rho \sin \psi \quad ; \quad x = \rho \cos \psi \quad ; \quad \alpha = -k \cos t \quad (3.9.a)$$

değişken dönüşümünden sonra (3.8) denklemi;

$$u_{11}^{(e)}(\rho, \psi) = \frac{1}{2\pi} \int_L \frac{N_+^{(e)}(-k \cos t)}{k\chi_+(-k \cos t)} \frac{2ik \sin \phi_0}{1 + \eta_1 \sin \phi_0} \frac{N_-^{(e)}(k \cos \phi_0)}{\chi_-(k \cos \phi_0)} \frac{e^{-ikd \sin \phi_0}}{(\cos \phi_0 + \cos t)} \frac{e^{ik\rho \cos(\psi-t)}}{(1 + \eta_1 \sin t)} \sin t dt \quad (3.9.b)$$

olarak elde edilir. (3.9) denkleminde L integrasyon çizgisi değişken dönüşümü sonrası kompleks t -düzleminde S eğrisine dönüşür.



Şekil 3.1. Kompleks t -düzlemi

(3.9)'daki integral en dik iniş çizgisi metoduyla hesaplanabilir biçimdedir. En dik iniş çizgisi metodu

$$I(k) = \int_C f(z) e^{ikq(z)} dz \quad (3.10)$$

şeklinde ki integrallerin $k\rho \rightarrow \infty$ için asimptotik değerlendirilmesinde kullanılan etkin yöntem olup, bu metodun uygulanması sonucunda;

$$I(k) \approx \sqrt{\frac{2\pi}{k|q''(z_s)|}} f(z_s) e^{ikq(z_s) \pm i\pi/4}, \quad q'' \gtrless 0, \quad k \rightarrow \infty \quad (3.11)$$

bulunur. Burada z_s semer noktası olarak adlandırılır ve en dik iniş çizgisi üzerinde $\text{Re}\{q(z)\}$ 'in bir maksimumudur.

(3.9) integralinin en dik iniş çizgisi metoduna göre asimptotik ifadesini hesaplayacak olursak; semer noktası $t_s = \psi$ olarak bulunur. İntegralde $t_p = \pi - \phi_0$ kutup katkısını da göz önünde bulunduracak olursak;

$$\int_S = \int_{SDP} -2\pi i \sum \text{res}(t = t_p) \quad (3.12)$$

$$u_{11}^{(e)}(\rho, \psi) = u_{11}^d(\rho, \psi) + u_{11}^{res} \quad (3.13)$$

Burada $t_p < t_s \Rightarrow \pi - \phi_0 < \psi$ dolayısıyla $\pi < \psi + \phi_0$ için $H(\pi - (\psi + \phi_0)) = 0$ biçiminde semer noktası ve rezidü katkısı olmak üzere iki terimin toplamına dönüştürülür olacağından integralimize rezidü katkısı gelmez. $t_p > t_s \Rightarrow \pi > \psi + \phi_0$ 'dır, bu durum için $H(\pi - (\psi + \phi_0)) = 1$ olacağından rezidü katkısı gelecektir. Rezidü katkısı hesaplandığında;

$$u_{11}^{res}(\rho, \psi) = -2\pi i \frac{N^{(e)}(k \cos \phi_0)}{\chi(k \cos \phi_0)} \frac{2i \sin^2 \phi_0 e^{-ikd \sin \phi_0}}{(1 + \eta_1 \sin \phi_0)^2} e^{-ik\rho \cos(\psi + \phi_0)} H(\pi - (\psi + \phi_0)) \quad (3.14)$$

elde edilir. Yukarıda H ile gösterilen fonksiyon Heaviside birim basamak fonksiyonudur. Rezidü katkısının olup olmadığını bu fonksiyon belirler.

(3.9.b) eşitliğinden gelen Semer Noktası katkısını (3.10) ve (3.11) bağıntılarından yararlanarak hesaplayacak olursak;

$$u_{11}^d(\rho, \psi) \approx \sqrt{\frac{2\pi}{k\rho}} \frac{N_+^{(e)}(-k \cos \psi)}{\chi_+(-k \cos \psi)} \frac{N_-^{(e)}(k \cos \phi_0)}{\chi_-(k \cos \phi_0)} \frac{2i \sin \phi_0 e^{-ikd \sin \phi_0} \sin \psi}{(1 + \eta_1 \sin \phi_0)(1 + \eta_1 \sin \psi)} \frac{e^{ik\rho} e^{i\pi/4}}{(\cos \phi_0 + \cos \psi)} \quad (3.15)$$

olur. Bulduğumuz (3.14) ve (3.15) denklemlerini (3.13)'de yerine yazarsak

$$u_{11}(\rho, \psi) \approx \sqrt{\frac{2\pi}{k\rho}} \frac{N_+^{(e)}(-k \cos \psi)}{\chi_+(-k \cos \psi)} \frac{N_-^{(e)}(k \cos \phi_0)}{\chi_-(k \cos \phi_0)} \frac{2i \sin \phi_0 e^{-ikd \sin \phi_0} \sin \psi}{(1 + \eta_1 \sin \phi_0)(1 + \eta_1 \sin \psi)} \frac{e^{ik\rho} e^{i\pi/4}}{(\cos \phi_0 + \cos \psi)} \\ - 2\pi i \frac{N_-^{(e)}(k \cos \phi_0)}{\chi_-(k \cos \phi_0)} \frac{2i \sin^2 \phi_0 e^{-ikd \sin \phi_0}}{(1 + \eta_1 \sin \phi_0)^2} e^{-ik\rho \cos(\psi + \phi_0)} H(\pi - (\psi + \phi_0)) \quad (3.16)$$

denklemini elde ederiz. Aynı şekilde;

$$u_{12}^{(e)}(x, y) = -\frac{1}{2\pi} \int_L \frac{N_+^{(e)}(\alpha)}{k\chi_+(\alpha)} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{iK_m^e \sin[K_m^e d]}{2\alpha_m^e} \frac{N_+^{(e)}(\alpha_m^e)}{\chi_+(\alpha_m^e)} \frac{(f_m^e + \alpha_m^e g_m^e)}{(\alpha + \alpha_m^e)} \frac{e^{iK^e(\alpha)(y-d)}}{1 + \eta_1 \frac{K^e(\alpha)}{k}} e^{-i\alpha x} d\alpha \quad (3.17)$$

integralini göz önüne alalım. (3.8) integralinin hesabı için yapmış olduğumuz yaklaşımdan hareketle (3.17) integralini hesaplayacak olursak;

$$u_{12}^{(e)}(\rho, \psi) = \int_L \frac{N_+^{(e)}(-k \cos t)}{\chi_+(-k \cos t)} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{iK_m^e \sin[K_m^e d]}{2\alpha_m^e (\alpha_m^e - k \cos t)} \frac{N_+^{(e)}(\alpha_m^e)}{\chi_+(\alpha_m^e)} (f_m^e + i\alpha_m^e g_m^e) \frac{e^{ik\rho \cos(\psi-t)}}{(1 + \eta_1 \sin t)} \sin t dt \quad (3.18)$$

(1.18) denklemi için herhangi bir kutup söz konusu olmadığından rezidü katkısı gelmez. İntegralin en dik iniş çizgisi yöntemine göre asimptotik ifadesini hesaplayacak olursak $k\rho \rightarrow \infty$ için semer noktası $t_s = \psi$ olarak bulunur. Yukarıda ki yöntemi takip edersek semer noktası katkısı;

$$u_{12}^d(\rho, \psi) = \sqrt{\frac{2\pi}{k\rho}} \frac{N_+^{(e)}(-k \cos \psi)}{\chi_+(-k \cos \psi)} \sum_{m=1}^{\infty} \left\{ \frac{iK_m^e \sin[K_m^e d]}{2\alpha_m^e(\alpha_m^e - k \cos \psi)} \frac{N_+^{(e)}(\alpha_m^e)}{\chi_+(\alpha_m^e)} \right. \\ \left. \times (f_m + i\alpha_m^e g_m^e) \frac{\sin \psi}{(1 + \eta_1 \sin \psi)} e^{ik\rho} e^{i\pi/4} \right\} \quad (3.19)$$

şeklinde bulunur. (3.17) için herhangi bir rezidü katkısı söz konusu olmadığından (3.13)'e göre;

$$u_{12}^{(e)}(\rho, \psi) = u_{12}^d(\rho, \psi) \quad (3.20)$$

olacaktır. Son olarak (3.7)'deki eşitlikleri değişken dönüşümü yapılmış haliyle yerine yazacak olursak Simetrik (Çift) Uyarılma için Saçılan Alanın ifadesi:

$$u_1^{(e)}(\rho, \psi) \approx \sqrt{\frac{2\pi}{k\rho}} \frac{N_+^{(e)}(-k \cos \psi)}{\chi_+(-k \cos \psi)} \frac{N_-^{(e)}(k \cos \phi_0)}{\chi_-(k \cos \phi_0)} \frac{2i \sin \phi_0 e^{-ikd \sin \phi_0} \sin \psi}{(1 + \eta_1 \sin \phi_0)(1 + \eta_1 \sin \psi)} \frac{e^{ik\rho} e^{i\pi/4}}{(\cos \phi_0 + \cos \psi)} \\ - 2\pi i \frac{N^{(e)}(k \cos \phi_0)}{\chi(k \cos \phi_0)} \frac{2i \sin^2 \phi_0 e^{-ikd \sin \phi_0}}{(1 + \eta_1 \sin \phi_0)^2} e^{-ik\rho \cos(\psi + \phi_0)} H(\pi - (\psi + \phi_0)) \\ - \sqrt{\frac{2\pi}{k\rho}} \frac{N_+^{(e)}(-k \cos \psi)}{\chi_+(-k \cos \psi)} \sum_{m=1}^{\infty} \left\{ \frac{iK_m^e \sin[K_m^e d]}{2\alpha_m^e(\alpha_m^e - k \cos \psi)} \frac{N_+^{(e)}(\alpha_m^e)}{\chi_+(\alpha_m^e)} \right. \\ \left. \times (f_m + i\alpha_m^e g_m^e) \frac{\sin \psi}{(1 + \eta_1 \sin \psi)} e^{ik\rho} e^{i\pi/4} \right\} \quad (3.21)$$

olarak hesaplanmış olur.

3.2. Tek Uyarılma için Saçılan Alanın Analizi

Tek uyarılma durumu için Bölüm 3.1’de izlenilen yöntem takip edilirse Saçılan alanın ifadesi aşağıdaki şekilde elde edilir.

$$\begin{aligned}
 u_1^{(o)}(\rho, \psi) \approx & \sqrt{\frac{2\pi}{k\rho}} \frac{N_+^{(o)}(-k \cos \psi)}{\chi_+(-k \cos \psi)} \frac{N_-^{(o)}(k \cos \phi_0)}{\chi_-(k \cos \phi_0)} \frac{2 \sin \phi_0 e^{-ikd \sin \phi_0} \sin \psi}{(1 + \eta_1 \sin \phi_0)(1 + \eta_1 \sin \psi)} \frac{e^{ik\rho} e^{i\pi/4}}{(\cos \phi_0 + \cos \psi)} \\
 & - 2\pi i \frac{N^{(o)}(k \cos \phi_0)}{\chi(k \cos \phi_0)} \frac{2 \sin^2 \phi_0 e^{-ikd \sin \phi_0}}{(1 + \eta_1 \sin \phi_0)^2} e^{-ik\rho \cos(\psi + \phi_0)} H(\pi - (\psi + \phi_0)) \\
 & + \sqrt{\frac{2\pi}{k\rho}} \frac{N_+^{(o)}(-k \cos \psi)}{\chi_+(-k \cos \psi)} \sum_{m=1}^{\infty} \left\{ \frac{K_m^o \cos[K_m^o d]}{2\alpha_m^o(\alpha_m^o - k \cos \psi)} \frac{N_+^{(o)}(\alpha_m^0)}{\chi_+(\alpha_m^o)} \right. \\
 & \quad \left. \times (f_m + i\alpha_m^e g_m^e) \frac{\sin \psi}{(1 + \eta_1 \sin \psi)} e^{ik\rho} e^{i\pi/4} \right\} \quad (3.22)
 \end{aligned}$$

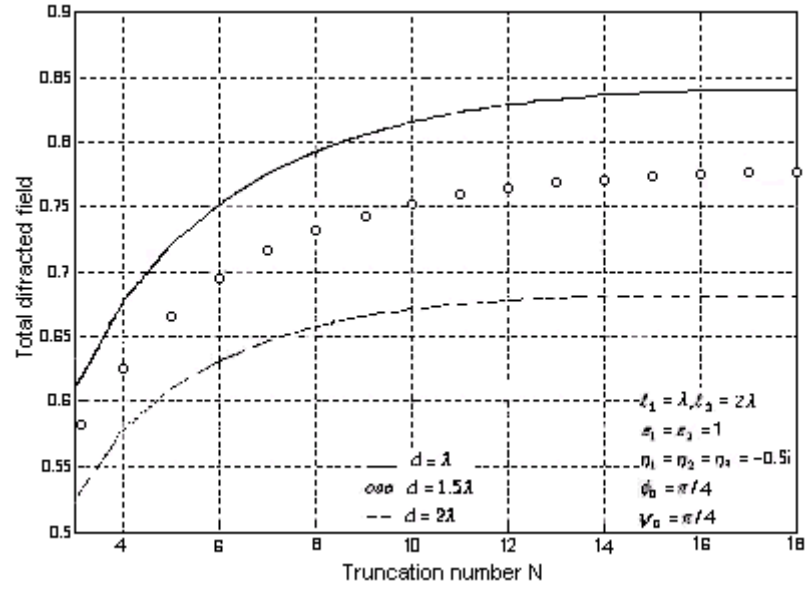
4. SAYISAL UYGULAMALAR VE SONUÇLAR

Empedans yüklü, sonlandırılmış paralel plakalı dalga kılavuzunda; paralel plaka boyutlarının, yüzey empedanslarının, plakalar arasındaki mesafenin ve sonlandırılmış paralel plakalar arasındaki bölgeyi dolduran iki farklı dielektrik malzemenin dielektrik sabitlerinin değişik değerleri için saçılan alanın sayısal değerlerinin hesaplanması ve gözlem açısına göre değişimleri grafiksel olarak bu bölümde verilmiştir. Ayrıca f_n ve g_n katsayıları Gauss Eliminasyon yöntemi kullanılarak çözülürken, seri toplamaları belirli bir N değerinde kesilmiş ve saçılan alan hesaplanmıştır. Bu N değerini saptamak için sonsuz serideki terim sayısı artırılmış ve çözümün alınan terim sayısına duyarsızlaşmaya başladığı nokta seçilmiştir.

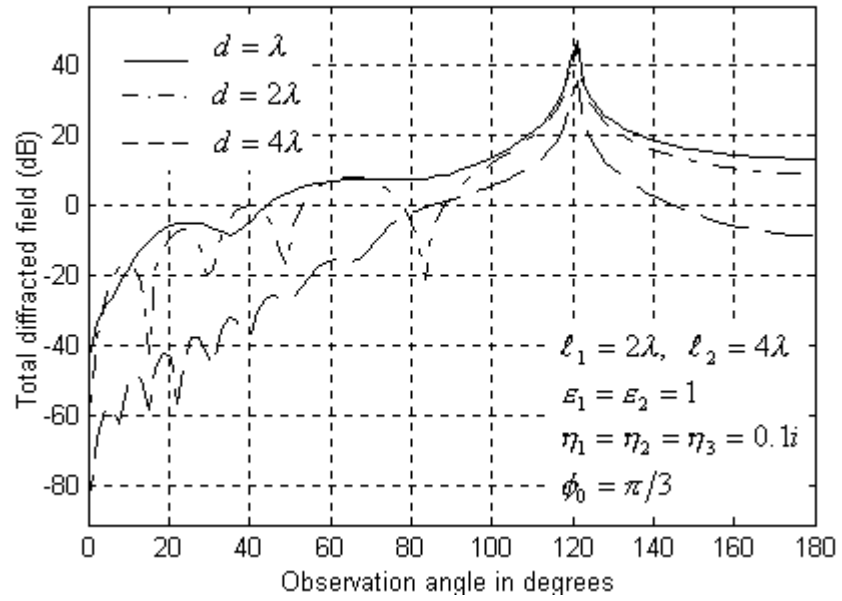
4.1. Örnek Uygulamalar

Bu aşamada değişik yüzey empedansları, plaka boyutları, plakalar arasındaki farklı mesafeler ve değişik dielektrik sabit değerlerine bağlı olarak toplam kırınan alanın genliğinin gözlem noktası ile değişimi grafiksel olarak gösterilmiştir. Grafiklerde ki değerler gözlem açısı ile saçılan alanın $\left(20 \log |u_d \times \sqrt{k\rho}| \right)$ varyasyonlarının sayısal sonuçlarıdır. Ayrıca gözlem açısı $\phi_0 = 45^\circ$ iken çözümün yakınsadığı N değerinin tespiti ile ilgili bazı sonuçlar da bu bölümde verilmiştir.

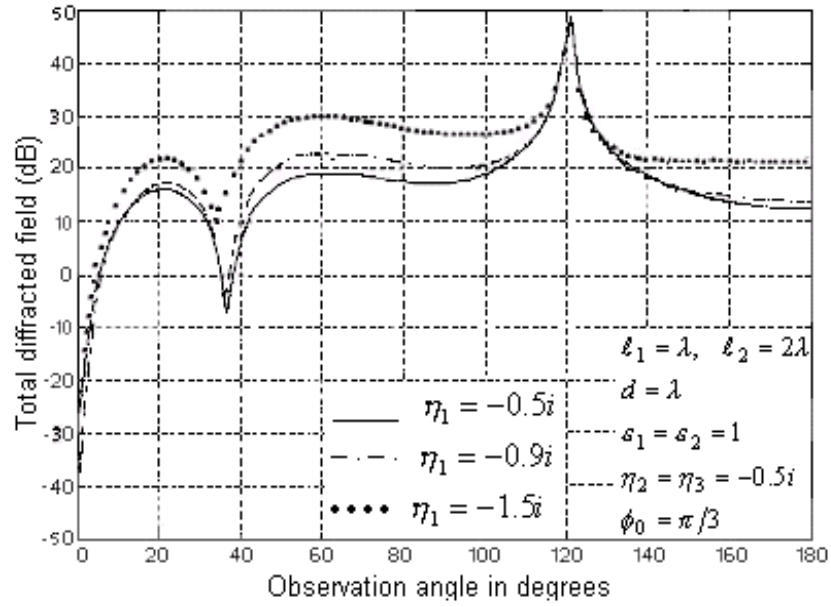
Şekil-4.1’de 45° ’lik geliş açısında d ’nin değişik değerleri için Kesme Sayısı (N)’ e bağlı olarak toplam saçılan alanın değişimi incelenmiş ve N=10’dan sonra, çözümün; alınan terim sayısına duyarsızlaşmaya başladığı ve yakınsadığı tespit edilmiştir. Şekil 4.2’ de ise saçılan alana plakalar arasındaki mesafenin etkisi görülmektedir. Burada 60° ’ lik geliş açısında d ’nin λ , 2λ ve 4λ değerleri için saçılan alanın genliğinin gözlem açısına göre değişimi verilmiştir. Saçılan alanın d ile değişiminde ki davranış için şunu söyleyebiliriz. Plakalar arasında ki mesafe arttıkça alanın genliği azalmaktadır.



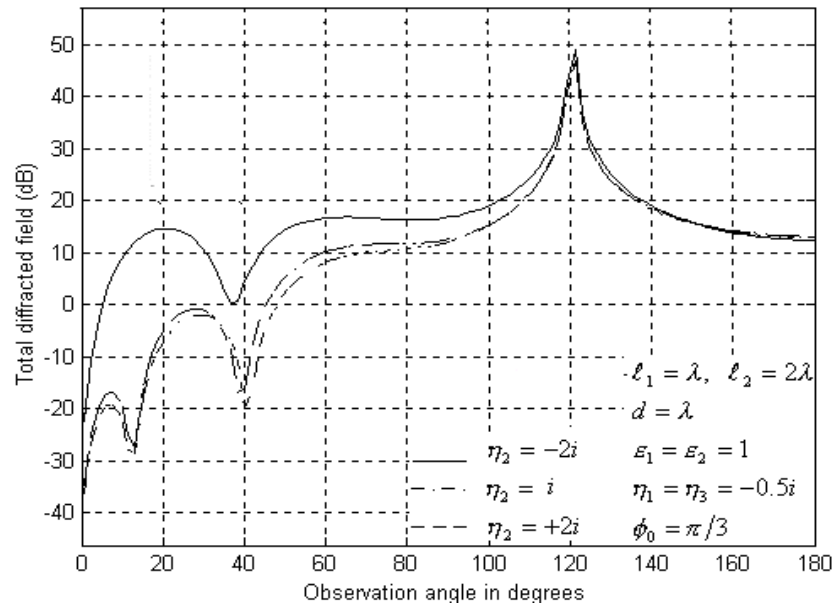
Şekil 4.1 Kesme Sayısı (N) ile Toplam Saçılan Alan'ın değişimi



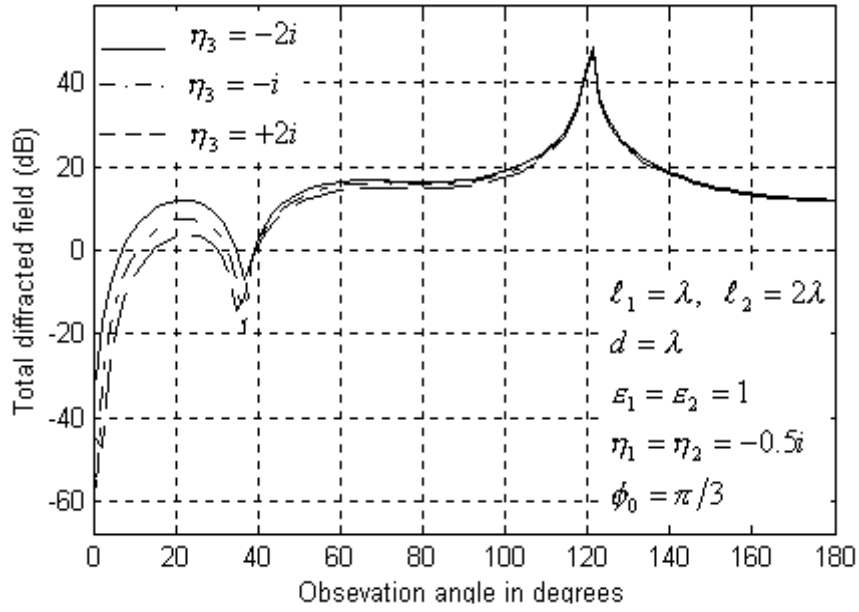
Şekil 4.2 $\phi_0 = 60^\circ$ ve d 'nin değişik değerleri için Gözlem Açısı (ψ_0)'na göre Toplam Saçılan Alan'ın değişimi



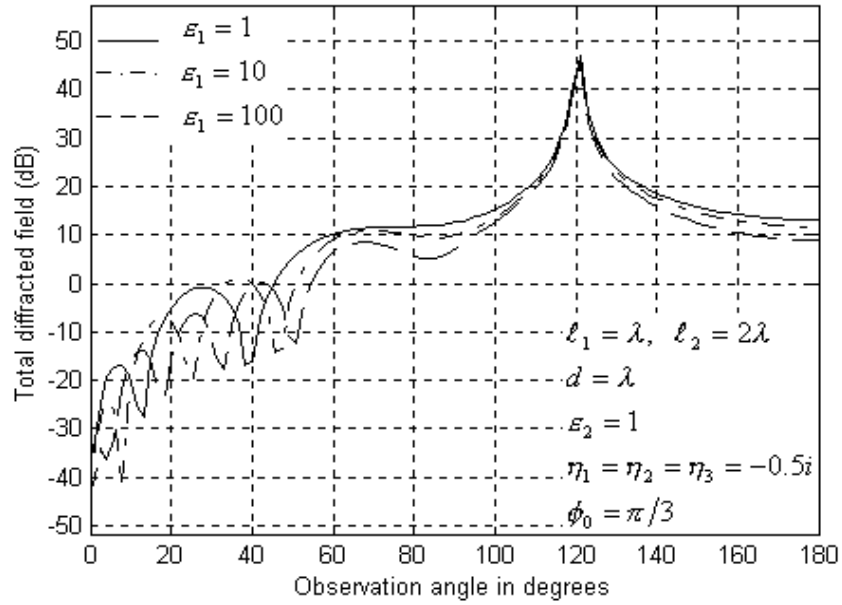
Şekil 4.3 $\phi_0 = 60^\circ$ ve η_1 'in değişik değerleri için Gözlem Açısı (ψ_0)'na göre Toplam Saçılan Alan'ın değişimi.



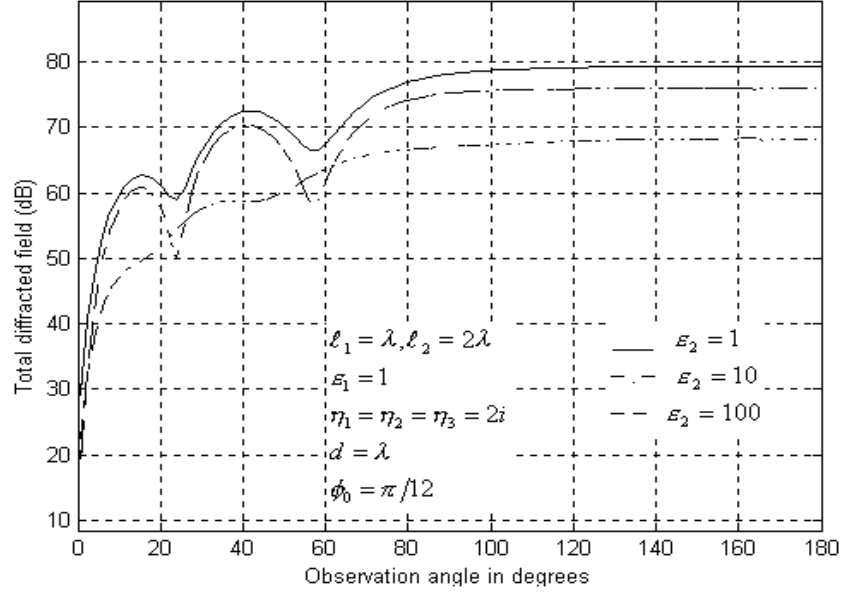
Şekil 4.4 $\phi_0 = 60^\circ$ ve η_2 'nin değişik değerleri için Gözlem Açısı (ψ_0)'na göre Toplam Saçılan Alan'ın değişimi.



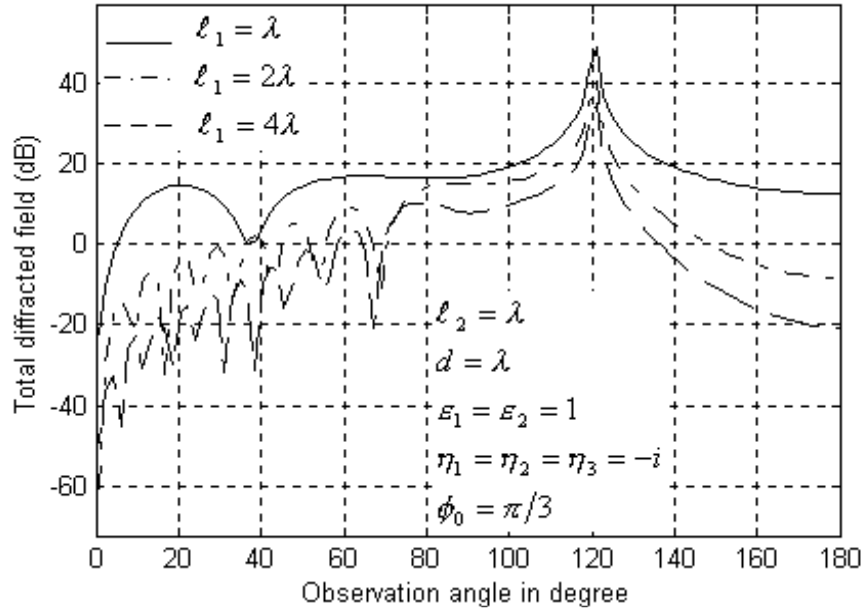
Şekil 4.5 $\phi_0 = 60^\circ$ ve η_3 'ün değişik değerleri için Gözlem Açısı (ψ_0)'na göre Toplam Saçılan Alan'ın değişimi



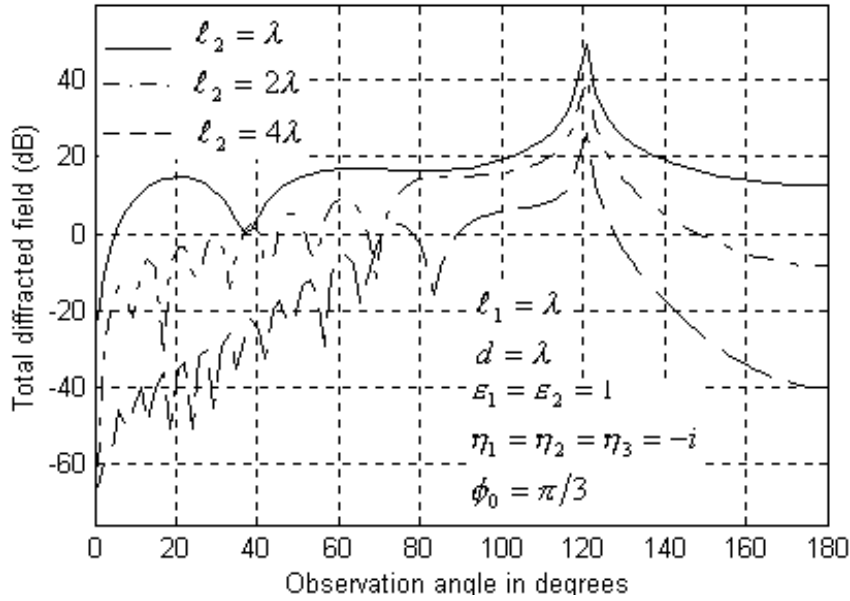
Şekil 4.6 $\phi_0 = 60^\circ$ ve ε_1 'in değişik değerleri için Gözlem Açısı (ψ_0)'na göre Toplam Saçılan Alan'ın değişimi



Şekil 4.7 $\phi_0 = 60^\circ$ ve ϵ_2 'nin değişik değerleri için Gözlem Açısı (ψ_0)'na göre Toplam Saçılan Alan'ın değişimi



Şekil 4.8 $\phi_0 = 60^\circ$ ve ℓ_1 'in değişik değerleri için Gözlem Açısı (ψ_0)'na göre Toplam Saçılan Alan'ın değişimi



Şekil 4.9 $\phi_0 = 60^\circ$ ve ℓ_2 'nin değişik değerleri için Gözlem Açısı (ψ_0)'na göre Toplam Saçılan Alan'ın değişimi

Şekil-4.3, 4.4 ve 4.5 saçılan alana yüzey empedanslarının etkisini göstermektedir. Burada 60° 'lik geliş açısında η_1 , η_2 ve η_3 'ün değişik değerleri için saçılan alanın genliğinin gözlem açısına göre değişimi verilmiştir. Saçılan alanın yüzey empedanslarının değişik değerlerinde ki davranışı için de; empedans büyüdükçe saçılan alanın genliğinin azaldığını kolayca gözlemleyebiliriz.

Şekil 4.6 ve 4.7 dielektrik yükleri ϵ_1 ve ϵ_2 için gözlem açısına göre saçılan alanın değişimini göstermek için çizilmiştir. Burada da yine saçılan alanın genliğinin dielektrik yüklerinde ki artışla orantılı olarak azaldığı açıkça görülebilmektedir. Son olarak Şekil 4.8 ve 4.9' da plaka uzunluklarının (ℓ_1 , ℓ_2) saçılan alana etkisi incelenmiş olup; yine plaka uzunluklarının artması ile orantılı olarak saçılan alanın genliğinin azaldığı tespit edilmiştir.

5. SONUÇLAR VE GELECEĞE YÖNELİK ÇALIŞMALAR:

Bu çalışmada; yüzeyleri empedans özelliği gösteren, malzeme dolgulu iki tabakalı, paralel plakalı sonlandırılmış dalga kılavuzundan; E polarize düzlemsel dalganın kırınım Wiener-Hopf tekniği kullanılarak çözülmüştür. Bu çözüm; değişik empedans koşulları keyfi kavite boyutlarına karşı kesin çözüm elde etmek için önemli ve geçerli bir örnektir. Çeşitli fiziksel parametrelere göre radar kesit alanı (RCS) ile ilgili elde ettiğimiz mevcut nümerik örnekler; uzak alan geri yansıma karakteristiklerini detaylı bir şekilde ele almak içindir. Bu problem, birkaç mühendislik uygulaması için önemlidir. Bu çalışmanın içerdiği sonuçlar; uçakların jet motorlarının hava kanallarını ve karmaşık gövdelerin yüzeylerinde ki kırıklara kanonik modeller ve referans çözüm oluşturmak için temel yaklaşım metotları olarak kullanılabilir.

KAYNAKLAR

- [1] C. S. Lee and S. W. Lee, "RCS of a coated circular waveguide terminated by a perfect conductor", IEEE Trans. Antennas Propagat., Vol. AP-35, pp.391-398, 1987
- [2] A. Altıntaş, P. H. Pathak, and M. C. Liang, "A selective modal scheme for the analysis of EM coupling into or radiation from large open-ended waveguides" IEEE Trans. Antennas Propagat., Vol. AP-36, pp.84-96, 1988
- [3] H. Ling, S. W. Lee and R.-C. Chou, " High frequency RCS of open cavities with rectangular and circular cross sections" IEEE Trans. Antennas Propagat., Vol. AP-37, pp.648-654, 1989
- [4] P. H. Pathak and R. J. Burkholder, " High frequency electromagnetic scattering by open-ended waveguide cavity", Radio Sci., Vol. 26, pp. 211-218, 1991
- [5] H. Ling, " RCS of waveguide cavities: a hybrid boundary-integral/modal approach" IEEE Trans. Antennas Propagat., Vol. AP-38, pp.1413-1420, 1990
- [6] T.-M Wang and H. Ling, "A connection algorithm on the problem of EM scattering from arbitrary cavities", J. Electromagn. Waves Applicat., Vol. 5, pp. 301-314, 1991
- [7] R. Lee and T. -T. Chia, "Analysis of electromagnetic scattering from a cavity with a complex termination by means of a hybrid ray-FDTD method" IEEE Trans. Antennas Propagat., Vol. AP-41, pp.1560-1569, 1993
- [8] K. Kobayashi and A. Sawai, " Plane wave diffraction by an open-ended parallel plate waveguide cavity", J. Electromagn. Waves Applicat. Vol.6, No. 4, 475-512, 1992
- [9] S. Koshikawa and K. Kobayashi, " Wiener-Hopf analysis of the diffraction by a parallel-plate waveguide cavity with a thick planar termination", IEICE Trans. Electron., Vol. E-76-C, No.1, 142-158, 1993

- [10] S. Koshikawa and K. Kobayashi, " Diffraction by a parallel-plate waveguide cavity with partial material loading", IEICE Trans. Electron., Vol. E77-C, 975-985, 1994
- [11] B. Çetiner and A. Büyükaksoy, "Diffraction of electromagnetic waves by an open-ended parallel plate waveguide cavity with impedance walls" in Progress in Electromagnetic Research, PIER 26, Chapter 7, J. A Kong, Ed. EMW Publishing, Cambridge, 2000
- [12] S. Koshikawa and K. Kobayashi, " Diffraction by a Terminated, Semi-infinite Parallel-Plate Waveguide with Three-Layer Material Loading: ", IEEE Trans. Antennas Propagat., Vol. 45, pp.949-959, 1997
- [13] E. Topsakal, A. Büyükaksoy and M. İdeman, "The Scattering of Electromagnetic Waves by a Rectangular Impedance Cylinder," Wave Motion, Vol.31, 273-296, 2000.
- [14] R. Mitra and S. W. Lee, "Analytical Techniques in the Theory of Guided Waves, Macmillan, Newyork, 1971.
- [15] T. B. A. Senior, " Half- plane Edge Diffraction", Radio Sci., Vol. 10, 645-650, 1975
- [16] BÜYÜKAKSOY, A., POLAT, B., Plane wave diffraction by a thick walled parallel plate impedance waveguide, IEEE Trans. Antennas and Propag. Vol AP-46, No.11, 1998.
- [17] BÜYÜKAKSOY, A., UZGÖREN, G., BİRBİR, F., The scattering of a plane wave by two parallel semi-infinite overlapping screens with dielectric loading, Wave Motion, Vol. 34, 375-389, 2001.
- [18] BÜYÜKAKSOY, A., BİRBİR, F., Analysis of an impedance loaded parallel-plate waveguide radiator, Journal of Electromagnetic Waves and Application, Vol.12, 1509-1526, 1998.
- [19] BÜYÜKAKSOY, A., UZGÖREN, G., Kırınım Problemleri, GYTE Yayınları No.4, Gebze, 1999

ÖZGEÇMİŞ

Metin DUMANLI 30 Mayıs 1967’de Erzurum’da doğmuştur. İlk,orta ve lise öğrenimini Erzurum’da tamamlamıştır. 1985 yılında Erzurum Aşkale Lisesi Matematik Bölümünden okul birincisi olarak mezun olduktan sonra girdiği Yıldız Teknik Üniversitesi Elektrik Fakültesi Elektrik Mühendisliği bölümünden 1990 yılında mezun olmuştur. 1990-1996 yılları arasında TCDD Haydarpaşa Liman İşletme Müdürlüğünde Elektrik Şefi olarak çalışmıştır. 1994 yılında yüksek lisans öğrenimine başladığı Gebze Yüksek Teknoloji Enstitüsü Elektronik Mühendisliği Bölümünden 1997 yılında mezun olmuş aynı yıl doktora programını kazanmıştır. Halen Gebze Yüksek Teknoloji Enstitüsü Elektronik Mühendisliği Bölümünde doktora öğrenimine devam etmektedir. 1996-1999 yıllarında GYTE Elektronik Mühendisliği bölümünde Araştırma Görevlisi olarak görev yaptıktan sonra 1999 yılında Türk Standartları Enstitüsü Elektronik Laboratuvarında çalışmaya başlamış olup halen bu görevine devam etmektedir. Evli ve bir çocuk babasıdır.