

T.C.

GEBZE YÜKSEK TEKNOLOJİ ENSTİTÜSÜ
MÜHENDİSLİK VE FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

EMPEDANS YÜKLÜ PARALEL LEVHALI
DALGA KILAVUZUNDAN DÜZLEMSEL
DALGALARIN KIRINIMI

Sebahattin EKER
YÜKSEK LİSANS TEZİ
ELEKTRONİK MÜHENDİSLİĞİ
ANABİLİM DALI

T.C. YÜKSEKÖĞRETİM KURULU
DOKÜMANTASYON MERKEZİ

TEZ DANIŞMANI
Prof.Dr. Alinur BÜYÜKAKSOY

121267

GEBZE

2002

.....Sebahattin EKER.....'in tez çalışması, G.Y.T.E. Mühendislik ve Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu'nun 20.09.2001 tarih ve 2001.125 sayılı kararıyla oluşturulan jüri tarafından ..Eletronik Müh. Anabilim Dalında YÜKSEK LİSANS tezi olarak kabul edilmiştir.



121267

JÜRİ

ÜYE
(Tez Danışmanı)

: Prof. Dr. Atilla YÜKAKSOY

ÜYE

: Doç. Dr. Ali ALKUMRU

ÜYE

: Yrd. Doç. Dr. A. Arif ERGİN

ONAY

G.Y.T.E. Mühendislik ve Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu'nun 10.01.2002 tarih ve 2002/1 sayılı kararı.



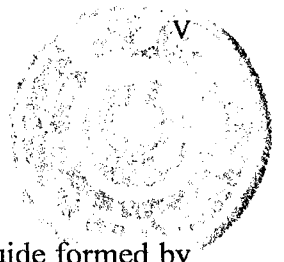
ÖZET



Bu çalışmada, sonsuz geniş bir empedans düzlemi ve buna paralel olarak yerleştirilmiş ve alt ve üst yüzeyleri farklı empedans özelliği gösteren bir yarım düzlemde oluşmuş paralel levhalı dalga kılavuzundan elektrik polarizasyonda düzlemsel dalgaların kırınımı Wiener-Hopf tekniği kullanılarak incelenmiştir. Bu kırınım problemi Fourier dönüşümleri kullanılarak ikinci tip bir modifiye Wiener-Hopf problemine indirgenerek sayısal yöntemlerle yaklaşık olarak çözülmüştür.



SUMMARY



In this work, the diffraction of E-plane waves by a parallel plate wave guide formed by an infinite impedance plane and a parallel half plane with different face impedances is investigated by using the Wiener-Hopf technique. The diffraction problem is formulated into a modified Wiener-Hopf equation of second kind by using Fourier transform technique and then solved approximately through numerical procedures.





TEŞEKKÜR

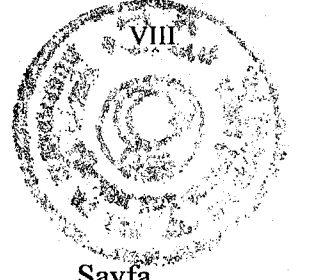
Bu tezin hazırlanması sırasında beni sürekli destekleyen, sabırla bana yol gösteren, aynı zamanda bilim adamı kişiliği ile her zaman örnek olan, hocam, Sayın Prof. Dr. Alinur BÜYÜKAKSOY' a ve çalışmalarım sırasında yardımlarını esirgemeyen hocam Sayın Yrd. Doç. Dr. A. Arif ERGİN ve değerli arkadaşlarım Araş.Gör. İ.Hakkı TAYYAR, Araş.Gör.Gökhan ÇINAR, Araş.Gör. Serkan AKSOY, Araş.Gör.Erkul BAŞARAN, Araş.Gör. Erdem BİLGİLİ, Araş.Gör. Mustafa COŞKUN ve Araş.Gör. Ahmet DEMİR' e teşekkürü borç bilirim.





İÇİNDEKİLER DİZİNİ

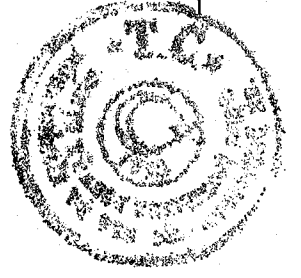
	Sayfa
ÖZET	IV
SUMMARY	V
TEŞEKKÜR	VI
İÇİNDEKİLER DİZİNİ	VII
ŞEKİLLER DİZİNİ	VIII
1. GİRİŞ	1
1.1. Konu ve Önemi	2
1.2. Tezin Amacı ve İçeriği	3
1.3. Tezde kullanılan Notasyon	
2. PROBLEMİN FORMÜLASYONU VE ÇÖZÜMÜ	5
2.1. Problemin Formülasyonu	5
2.2. Sınır Koşulları ve Spektral Katsayıların Belirlenmesi	7
2.3. Modifiye Wiener-Hopf Denkleminin İndirgeme	14
2.4. Modifiye Wiener-Hopf Denkleminin Yaklaşık çözümü	15
2.5. Bilinmeyen Katsayıların hesaplanması	19
3. SAÇILAN ALANIN ALANIN ANALİZİ	21
4. SAYISAL UYGULAMALAR VE SONUÇLAR	23
4.1. Örnek Uygulamalar	23
5. SONUÇLAR VE GELECEĞE YÖNELİK ÇALIŞMALAR	29
KAYNAKLAR	30
ÖZGEÇMİŞ	32



ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil	Sayfa
2.1. Problemin Geometrisi	4
2.2. Kompleks α -düzlemi	8
4.1a. Toplam Kırınan Alan Genliğinin η_2 ile Değişimi	22
4.1a. Toplam Kırınan Alan Genliğinin η_2 ile Değişimi	23
4.2. Toplam Kırınan Alan Genliğinin η_0 ile Değişimi	24
4.3. Toplam Kırınan Alan Genliğinin Dalga Kılavuzunun Yüksekliği b ile Değişimi	25
4.4. Toplam Kırınan Alanın N Terim Sayısı ile Değişimi	26





1. GİRİŞ

1.1. Konu ve Önemi

Düzlemsel akustik veya elektromanyetik dalgaların paralel yarım düzlem sistemlerinden kırınımı veya paralel levhalı yarı sonsuz dalga kılavuzlarından ışıınımı gerek kuramsal gerekse mühendislik uygulamaları bakımından son derece büyük önem taşımaktadır. Bu tür yapılardan kırınım veya ışıınım, genellikle, Fourier dönüşümü kullanılarak bir matris Wiener-Hopf denklemine indirgenir. Bilindiği gibi matris Wiener-Hopf problemlerinin kesin analitik çözümü için geliştirilmiş genel bir yöntemin mevcut olmamasına karşın, bazı özel yapıdaki çekirdek matrislerin Wiener-Hopf anlamında faktörizasyonu yapılabilmekte ve problemin açık çözümü bulunabilmektedir. Bu kapsamdaki en basit problem, şüphesiz iki mükemmel iletken paralel iki yarım düzlemde oluşan dalga kılavuzu problemi olup bunun kesin analitik çözümü ilk olarak Weinstein tarafından iki bağımsız Wiener-Hopf denklemine indirgenerek elde edilmiştir [1].

Üç paralel yarım-düzlem sisteminden kırınım ise ilk olarak D. S. Jones tarafından ele alınmış ve bir skaler bir de 2×2 boyutlu bir matris Wiener-Hopf problemine indirgenerek çözülmüştür [2].

Karşılıklı olarak yerleştirilmiş paralel iki yarım düzlemde kırınım problemi de, önce bir matrisel Wiener-Hopf denklemine indirgenmiş sonra da M. İdemen [3] ve bağımsız olarak Abrahams ve Wickham[4] tarafından ortaya atılan daha sonra da Topsakal, Büyükaksoy ve İdemen [5] tarafından uygulanan “zayıf faktörizasyon” yöntemiyle çözülmüştür.

Yüzeylerinde Dirichlet, Neumann veya empedans sınır koşullarının sağlandığı N-paralel yarım düzlem sisteminin bir matris Wiener-Hopf problemine indirgenerek çözülebilmesinin sistematik bir incelemesi Meister Rottbrandt ve Speck tarafından yapılmıştır [6].

Paralel levhalı yarım düzlem sistemlerinde şayet yarım düzlemler mükemmel iletken olmayıp empedans özelliği gösteriyorlarsa ya da yarım düzlemlerin kalınlıkları ihmal edilemiyorsa, klasik formülasyon sonucunda elde edilen matris Wiener-Hopf problemlerinin açık çözümü maalesef yapılamamaktadır. Ancak ilk olarak Büyükaksoy ve çalışma arkadaşları tarafından önerilen ve dalga kılavuzu bölgesinde saçılan alanı ortogonal bir tam küme oluşturan öz modlar cinsinden ifade



etmek, diğer bölgelerde ise Fourier dönüşümü kullanmak esasına dayanan karma bir yöntem kullanılmak suretiyle bu güne kadar çözülmemiş geniş bir paralel yarım düzlem sistemi problem grubuna çözüm getirilebilmiştir (Bkz. [7-9])

Sonsuz geniş bir empedans düzlemi ile buna paralel olarak yerleştirilmiş, alt ve üst yüzeyleri farklı empedans özelliği gösteren bir yarım düzlemden oluşmuş paralel levhali dalga kılavuzundan elektromagnetik dalgaların ışınlımı, empedans ile yüklenmiş horn anten ve yüzey dalga fırlatıcısı (surface wave launcher) için bir kanonik problem olduğundan anten kuramı için büyük önem taşımaktadır. Bu problem ilk olarak Rulf ve Hurd [10] tarafından ele alınmış ve yarım düzlemin üst ve alt yüzeylerinin empedanslarının $Z_1 + Z_2 = 0$ koşulunu sağladıkları özel hal için bir skaler Wiener-Hopf denkleminde indirgenerek çözülebilmıştır. Aynı problem daha sonra Büyükaksoy ve Birbir [11] tarafından tekrar ele alınmış ve $Z_1 + Z_2 \neq 0$ genel hali için yukarıda belirtilen karma yöntemle çözülmüştür.

Bu çalışmanın amacı, [11] deki geometriyi tekrar ele alarak bu kez düzlemsel elektromanyetik dalgaların kırınımını incelemek ve analizi tamamlamaktan ibarettir.

Bu problemin Fourier integralleri ile formülasyonu, çözümü bugün için mümkün olmayan, bir matris Wiener-Hopf problemine indirgemektir. Ancak kırınan alanı dalga kılavuzu bölgesinde ortogonal bir tam sistem oluşturan öz modlar cinsinden ifade ederek, diğer yerlerde ise Fourier dönüşümü kullanarak ikinci tür bir modifiye Wiener-Hopf problemine indirgemek mümkündür. Bilindiği gibi, ikinci tür bir modifiye Wiener-Hopf probleminin çözümü, sonsuz boyutlu bir lineer cebirsel denklem sistemini sağlayan sonsuz sayıda bilinmeyen sabit içerir. Bu denklem sisteminin nümerik çözümü ise kolaylıkla yapılabilmektedir.

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 empedansları, dalga kılavuzunun genişliği gibi parametrelerin kırınım olayına etkisini açığa çıkarmaktır.



Bölüm-2’de problem formüle edilmiş ve mod uydurma yöntemi Fourier dönüşümü ile birlikte kullanılmasıyla ikinci tür 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. Sellar noktası (saddle point) yönteminden faydalanılarak yapılan bu analiz ile kırınan alanı ve empedans yüzeylerinden dolayı oluşan yüzey dalgalarının açık ifadeleri elde edilmiştir.

Son olarak Bölüm-4’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 (r) , 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,

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

şeklinde, bunun tersi de

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

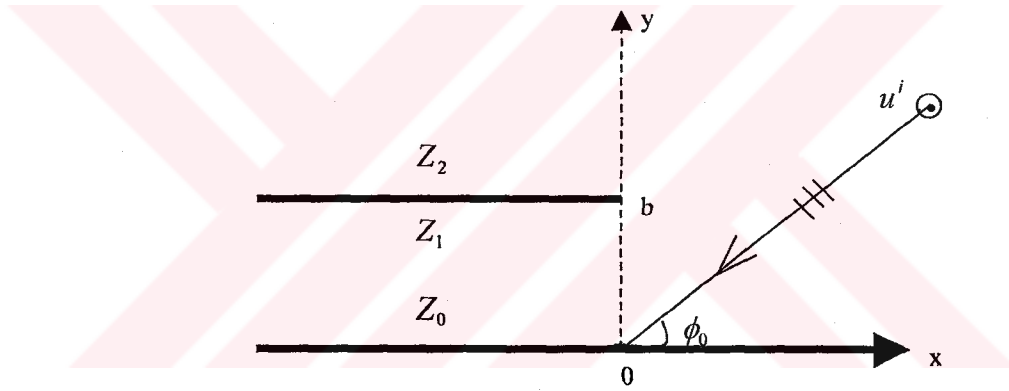
olarak tanımlanmıştır.



2. PROBLEMİN FORMÜLASYONU VE ÇÖZÜMÜ

2.1. Problemin Formülasyonu

Elektrik alan vektörünün sıfırdan farklı yegane bileşeni z-bileşeni olan E_z – polarize bir düzlemsel dalganın $S_1 = \{x \in (-\infty, \infty), y = 0, z \in (-\infty, \infty)\}$ empedans düzlemi ile buna paralel olarak yerleştirilmiş $S_2 = \{x \in (-\infty, 0), y = b, z \in (-\infty, \infty)\}$ empedans yarım düzleminin oluşturduğu paralel levhalı dalga kılavuzundan kırınımı incelenecektir.



Şekil-2.1. Problemin Geometrisi

S_1 in yüzey empedansı Z_0 , S_2 yarım düzleminin alt ve üst yüzeylerindeki empedanslar da sırasıyla Z_1 ve Z_2 dir. Boşluğun karakteristik empedansına göre bağlı yüzey empedansları

$$Z_j = \eta_j \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \quad j = 0, 1, 2 \quad (2.1)$$

şeklinde tanımlanır. Burada ϵ_0 ve μ_0 boşluğun dielektrik geçirgenliği ve magnetik permeabilitesidir. η_0 , $x \in (-\infty, \infty)$, $y = 0$ düzleminin, η_1 ve η_2 de sırasıyla S_2 düzleminin alt ve üst yüzeylerinin dış ortama göre bağlı yüzey empedansıdır.

Yapılacak analiz bakımından toplam elektrik alan $u^T(x, y)$ nin aşağıdaki gibi ifade etmek uygun olacaktır.

$$u^T(x, y) = \begin{cases} u^i + u^r + u_1 & , y > b \\ u_2^{(1)}(x, y)H(-x) + u_2^{(2)}(x, y)H(x) & , 0 < y < b \end{cases} \quad (2.2)$$

Burada $H(x)$, Heaviside birim basamak fonksiyonunu

$$H(x) = \begin{cases} 1 & , x > 0 \\ 0 & , x < 0 \end{cases} \quad (2.3)$$

$u^i(x, y)$,

$$E_z^i(x, y) = u^i(x, y) = \exp\{-ik[x \cos \phi_0 + y \sin \phi_0]\} \quad (2.4)$$

şeklindeki gelen alanı, $u^r(x, y)$ ise

$$u^r = \frac{\eta_2 \sin \phi_0 - 1}{\eta_2 \sin \phi_0 + 1} \exp\{-ik[x \cos \phi_0 - (y - 2b) \sin \phi_0]\} \quad (2.5)$$

$y = b$ de bulunan S_2 empedans düzleminden yansıyan alanı göstermektedir. ϕ_0 geliş açısı, k ise ortamın dalga sayısıdır. Problemi çözerken göz önüne alacağımız Fourier integrallerinin yakınsaması için ortamın çok küçükte olsa bir iletkenliğinin olduğunu, buna bağlı olarak ta k 'nın dalga sayısının çok küçük bir sanal bileşene sahip olduğu varsayılacaktır. Kayıpsız ortam için geçerli çözüm analizin sonunda $\text{Im}(k) \rightarrow 0$ yapmak suretiyle elde edilebilir.

2.2. Sınır Koşulları, Süreklilik Koşulları ve Spektral Katsayıların Belirlenmesi

Helmholtz denklemini sağlayan $u^T(x, y)$ toplam alanı aşağıdaki sınır ve süreklilik koşullarını sağlayacak şekilde belirlenecektir.

$$\left(1 + \frac{\eta_2}{ik} \frac{\partial}{\partial y}\right) u_1(x, b) = 0, \quad x < 0 \quad (2.8a)$$

$$\left(1 - \frac{\eta_1}{ik} \frac{\partial}{\partial y}\right) u_2^{(1)}(x, b) = 0, \quad x < 0 \quad (2.8b)$$

$$\left(1 + \frac{\eta_0}{ik} \frac{\partial}{\partial y}\right) u_2^{(1)}(x, 0) = 0, \quad x < 0 \quad (2.8c)$$

$$\left(1 + \frac{\eta_0}{ik} \frac{\partial}{\partial y}\right) u_2^{(2)}(x, 0) = 0, \quad x > 0 \quad (2.8d)$$

$$u_1(x, b) + u^i(x, b) + u^r(x, b) - u_2^{(2)}(x, b) = 0, \quad x > 0 \quad (2.8e)$$

$$\frac{\partial}{\partial y} u_1(x, b) + \frac{\partial}{\partial y} u^i(x, b) + \frac{\partial}{\partial y} u^r(x, b) - \frac{\partial}{\partial y} u_2^{(2)}(x, b) = 0, \quad x > 0 \quad (2.8f)$$

$$u_2^{(1)}(0, y) = u_2^{(2)}(0, y), \quad 0 < y < b \quad (2.8g)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} u_2^{(1)}(0, y) = \frac{\partial}{\partial x} u_2^{(2)}(0, y), \quad 0 < y < b \quad (2.8h)$$

$u_1(x, y)$ fonksiyonu

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + k^2\right) u_1(x, y) = 0, \quad x \in (-\infty, \infty) \quad (2.9)$$

Helmholtz denklemini $x \in (-\infty, \infty)$ bölgesinde sağlar. O halde

$$F_{\pm}(\alpha, y) = \pm \int_0^{\pm\infty} u_1(x, y) e^{i\alpha x} dx \quad (2.10)$$

olmak üzere $u_1(x, y)$ nin Fourier dönüşümü

$$\hat{u}_1(\alpha, y) = F_-(\alpha, y) + F_+(\alpha, y) \quad (2.11)$$

şeklinde tanımlanmak koşuluyla, Helmholtz denkleminin x' e göre Fourier dönüşümü

$$\left[\frac{d^2}{dy^2} + (k^2 - \alpha^2) \right] \hat{u}_1(\alpha, y) = 0 \quad (2.12)$$

verir. $x \in (-\infty, \infty)$ için $u_1(x, y)$ nin asimptotik davranışı [13]

$$u_1(x, y) = \begin{cases} O(e^{-ikx} / \sqrt{-x}), & x \rightarrow -\infty \\ O(e^{-ikx \cos \phi_0}), & x \rightarrow \infty \end{cases} \quad (2.13)$$

göz önüne alarak, $F_+(\alpha, y)$ ve $F_-(\alpha, y)$ nin sırasıyla $\text{Im}(\alpha) > \text{Im}(k \cos \phi_0)$ üst yarı düzlemde ve $\text{Im}(\alpha) < \text{Im}(k)$ alt yarı düzlemde regüler olduğu görülür. Bu koşullar altında (2.12) denkleminin $y \rightarrow \infty$ için radyasyon koşullarına uyan çözümü aşağıdaki gibidir.

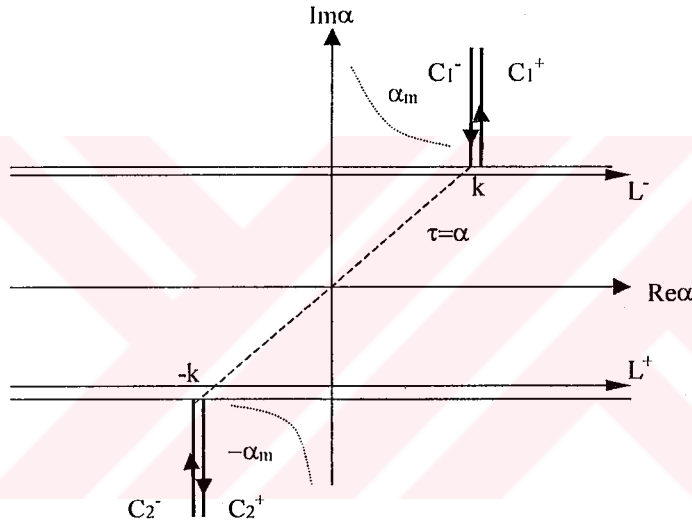
$$\hat{u}_1(\alpha, y) = A(\alpha) e^{iK(\alpha)(y-h)} \quad (2.14)$$

$$F_-(\alpha, y) + F_+(\alpha, y) = A(\alpha) e^{iK(\alpha)(y-h)} \quad (2.15)$$

Burada, $F(\alpha, y)$ (2.11)'den de anlaşılacağı gibi, sırasıyla üst ve alt yarı düzlemlerde regüler $F_+(\alpha, y)$ ve $F_-(\alpha, y)$ fonksiyonlarının süperpozisyonudur. $K(\alpha)$ ise

$$K(\alpha) = \sqrt{k^2 - \alpha^2} \quad (2.16)$$

ile tanımlı karekök fonksiyonudur. Bu fonksiyon için kompleks α - düzleminde, Şekil-2.2'de görülen $\alpha = k$ dan $\alpha = k + i\infty$ ve $\alpha = -k$ dan $\alpha = -k - i\infty$ a kesimler yapılmış ve $K(0) = k$ eşitliğinin sağlandığı kol seçilmiştir.



Şekil-2.2. Kompleks α -düzlemi

$$F_-(\alpha, y) + F_+(\alpha, y) = A(\alpha)e^{iK(\alpha)(y-b)} \quad (2.17)$$

burada (2.17) ifadesinin y değişkenine göre türevi alınırsa

$$\dot{F}_-(\alpha, y) + \dot{F}_+(\alpha, y) = iK(\alpha)A(\alpha)e^{iK(\alpha)(y-b)} \quad (2.18)$$

dir.

Sınır koşulu (2.8a)'nın söz konusu bölgede x 'e göre Fourier dönüşümü

$$F_-(\alpha, b) + \frac{\eta_2}{ik} \dot{F}_-(\alpha, b) = 0 \quad (2.19)$$

şeklindedir.

$$\dot{F}_+(\alpha, b) + \dot{F}_-(\alpha, b) = iK(\alpha)A(\alpha) \quad (2.20)$$

(2.20) denkleminde $\dot{F}_-(\alpha, b)$ yerine (2.19)'dan gelen değerini yazarsak

$$\dot{F}_+(\alpha, b) + \frac{ik}{\eta_2} F_-(\alpha, b) = A(\alpha) \left(\frac{ik}{\eta_2} + iK(\alpha) \right) \quad (2.21)$$

elde edilir. (2.8a) sınır koşulundan

$$R_+(\alpha) = F_+(\alpha, b) + \frac{\eta_2}{ik} \dot{F}_+(\alpha, b) \quad (2.22)$$

yazabiliriz. Burada $R_+(\alpha)$

$$R_+(\alpha) = \frac{K(\alpha)}{k\chi(\alpha)} A(\alpha) \quad (2.23)$$

olarak tanımlanmıştır. $\chi(\alpha)$ ise

$$\chi(\alpha) = \left[\eta_2 + \frac{k}{K(\alpha)} \right]^{-1} \quad (2.24)$$

olarak tanımlanmıştır.

Şimdi de $x > 0$, $0 < y < b$ bölgesini göz önüne alalım. Bu bölgede $u_2^{(2)}(x, y)$ fonksiyonu

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + k^2 \right) u_2^{(2)}(x, y) = 0 \quad , \quad x > 0 \quad (2.25)$$

Helmholtz denklemini $x > 0$ için sağlamaktadır.

$$f(y) = \frac{\partial}{\partial x} u_2^{(2)}(0, y), \quad (2.26a)$$

$$g(y) = u_2^{(2)}(0, y), \quad (2.26b)$$

şeklinde tanımlanmak üzere, (2.25)'in $e^{i\alpha x}$ ile çarpılıp 0 'dan ∞ 'a kadar integrasyonu sonucunda

$$\left[\frac{d^2}{dy^2} + (k^2 - \alpha^2) \right] G_+(\alpha, y) = f(y) - i\alpha g(y) \quad (2.27)$$

diferansiyel denklemi elde edilir. Burada $G_+(\alpha, y)$ fonksiyonu $\text{Im}(\alpha) > \text{Im}(-k)$ yarı düzleminde

$$G_+(\alpha, y) = \int_0^\infty u_2^{(2)}(x, y) e^{i\alpha x} dx \quad (2.28)$$

şeklinde tanımlanmış, regüler bir fonksiyondur. $y = 0$ 'da (2.8d) sınır koşulunu da sağlayan (2.27) diferansiyel denkleminin genel çözümü

$$G_+(\alpha, y) = B(\alpha) \cos K(\alpha)y + C(\alpha) \sin K(\alpha)y + \frac{1}{K(\alpha)} \int_0^y [f(t) - i\alpha g(t)] \sin K(y-t) dt \quad (2.29)$$

şeklinde yazılabilir. (2.29) denkleminin y 'ye göre türevini alırsak

$$\dot{G}_+(\alpha, y) = -B(\alpha)K(\alpha) \sin K(\alpha)y + C(\alpha)K(\alpha) \cos K(\alpha)y + \int_0^y [f(t) - i\alpha g(t)] \cos K(y-t) dt \quad (2.30)$$

ve (2.8d) yardımıyla

$$G_+(\alpha, 0) + \frac{\eta_0}{ik} \dot{G}_+(\alpha, 0) = 0 \quad (2.31)$$

yazabiliriz. Buradan

$$G_+(\alpha, y) = B(\alpha) \left[\cos K(\alpha)y - \frac{ik}{\eta_0} \frac{\sin K(\alpha)y}{K(\alpha)} \right] + \frac{1}{K(\alpha)} \int_0^y [f(t) - i\alpha g(t)] \sin K(y-t) dt \quad (2.32)$$

elde ederiz. (2.8e) ve (2.8f) yardımıyla

$$R_+(\alpha) = G_+(\alpha, b) + \frac{\eta_2}{ik} \dot{G}_+(\alpha, b) \quad (2.33)$$

yazılabilir ve

$$R_+(\alpha) = B(\alpha) \left[\left(1 - \frac{\eta_2}{\eta_0} \right) \cos K(\alpha)b - \left(\frac{ik}{\eta_0} + \frac{\eta_2}{ik} K^2(\alpha) \right) \frac{\sin K(\alpha)b}{K(\alpha)} \right] + \int_0^b [f(t) - i\alpha g(t)] \left[\frac{\sin K(\alpha)(b-t)}{K(\alpha)} + \frac{\eta_2}{ik} \cos K(\alpha)(b-t) \right] dt \quad (2.34)$$

şeklinde düzenlenir. Buradan $M(\alpha)$

$$M(\alpha) = \left(1 - \frac{\eta_2}{\eta_0} \right) \cos K(\alpha)b - \left(\frac{ik}{\eta_0} + \frac{\eta_2}{ik} K^2(\alpha) \right) \frac{\sin K(\alpha)b}{K(\alpha)} \quad (2.35)$$

şeklindeki çekirdek fonksiyonudur.

(2.34) ifadesinden $B(\alpha)$

$$B(\alpha) = \frac{R_+(\alpha)}{M(\alpha)} - \frac{1}{M(\alpha)} \int_0^b [f(t) - i\alpha g(t)] \left[\frac{\sin K(\alpha)(b-t)}{K(\alpha)} + \frac{\eta_2}{ik} \cos K(\alpha)(b-t) \right] dt \quad (2.36)$$

olarak çözülür. (2.36) ifadesini (2.32) de yerine koyarak

$$\begin{aligned}
G_+(\alpha, y) = & \frac{\left[\cos K(\alpha)y - \frac{ik \sin K(\alpha)y}{\eta_0 K(\alpha)} \right]}{M(\alpha)} \\
& \times \left\{ R_+(\alpha) - \int_0^b [f(t) - i\alpha g(t)] \left[\frac{\sin K(\alpha)(b-t)}{K(\alpha)} + \frac{\eta_2}{ik} \cos K(\alpha)(b-t) \right] dt \right\} \\
& + \frac{1}{K(\alpha)} \int_0^y [f(t) - i\alpha g(t)] \sin K(\alpha)(y-t) dt
\end{aligned} \tag{2.37}$$

bulunur.

(2.37) ifadesinin sol tarafı $\text{Im}(\alpha) > \text{Im}(-k)$ yarı düzleminde regüler olduğu için, sağ tarafıda regüler olmalıdır. O halde, sağ tarafın regülerliğini bozan $M(\alpha)$ fonksiyonunun

$$M(\pm\alpha_m) = 0, \quad \text{Im}(\alpha_m) > \text{Im}(k), \quad m=0,1,2..$$

ile tanımlı $\alpha = \alpha_m$ lerdeki sıfırlarında (2.37) deki yaylı parantezin içi de sıfır olmalıdır.

$$R_+(\alpha_m) = \int_0^b [f(t) - i\alpha_m g(t)] \left[\frac{\sin K_m(b-t)}{K_m} + \frac{\eta_2}{ik} \cos K_m(b-t) \right] dt \tag{2.38}$$

olmak üzere

$$R_+(\alpha_m) = (f_m - i\alpha_m g_m) \frac{ik}{\eta_0} K_m \frac{\cos K_m b - \frac{\eta_2}{ik} K_m \sin K_m b}{\alpha_m} \tag{2.39}$$

tanımlanmıştır. Burada f_m, g_m, K_m sabitleri

$$K_m = K(\alpha_m) \tag{2.40a}$$

$$\begin{bmatrix} f_m \\ g_m \end{bmatrix} = \frac{1}{P_m^2} \int_0^b f(t) \begin{bmatrix} \frac{\sin K_m t}{K_m} + \frac{\eta_2}{ik} \cos K_m t \end{bmatrix} dt \quad (2.40b)$$

$$P_m^2 = \frac{\left[K_m \sin K_m b + \frac{ik}{\eta_0} \cos K_m b \right] M(\alpha_m)}{2\alpha_m} \quad (2.40c)$$

dir.

(2.35) de $\alpha = \alpha_m$ için

$$M(\alpha_m) = \left(\cos K_m b - \frac{ik}{\eta_0} \frac{\sin K_m b}{K_m} \right) = \frac{\eta_2}{ik} \left(K_m \sin K_m b + \frac{ik}{\eta_0} \cos K_m b \right) \quad (2.41)$$

elde ederiz.

2.3. Wiener-Hopf Problemine İndirgeme

(2.8f) deki süreklilik koşulunu kullanarak elde edilen ifadenin Fourier dönüşümünü kullanarak

$$\hat{F}_+(\alpha, b) - \hat{G}_+(\alpha, b) = -\frac{2k \sin \phi_0}{1 + \eta_2 \sin \phi_0} \frac{e^{-ikh \sin \phi_0}}{\alpha - k \cos \phi_0} \quad (2.42)$$

bulunur. Buradan (2.15), (2.18) ve (2.37) denklemlerini kullanarak

$$\begin{aligned} R_+(\alpha) K(\alpha) \left[\frac{i}{1 + \eta_2 \frac{K(\alpha)}{k}} + \frac{\sin K(\alpha) b + \frac{ik}{\eta_0} \cos K(\alpha)}{M(\alpha)} \right] - \hat{F}_-(\alpha, b) \\ = -\frac{2k \sin \phi_0}{1 + \eta_2 \sin \phi_0} \frac{e^{-ikh \sin \phi_0}}{\alpha - k \cos \phi_0} - \frac{1}{M(\alpha)} \int_0^b [f(t) - i\alpha g(t)] \left[\cos K(\alpha) t - \frac{ik}{\eta_0} \frac{\sin K(\alpha) t}{K(\alpha)} \right] dt \end{aligned} \quad (2.43)$$

bulunur. $f(t)$ ve $g(t)$ fonksiyonları, aşağıdaki öz fonksiyon serilerine açılabilirler.

$$\begin{bmatrix} f(t) \\ g(t) \end{bmatrix} = \sum_{m=0}^{\infty} \begin{bmatrix} f_m \\ g_m \end{bmatrix} \left[\cos K_m t - \frac{ik}{\eta_0} \frac{\sin K_m t}{K_m} \right] \quad (2.44)$$

Buradan

$$N(\alpha) = e^{iK(\alpha)b} M(\alpha) \quad (2.45)$$

olarak tanımlarsak

$$\begin{aligned} & \frac{K(\alpha)}{i\eta_0} \frac{\chi(\eta_2, \alpha)}{\chi(\eta_0 \alpha)} \frac{R_+(\alpha)}{N(\alpha)} - \dot{F}_-(\alpha, b) \\ &= -\frac{2k \sin \phi_0}{1 + \eta_2 \sin \phi_0} \frac{e^{-ikh \sin \phi_0}}{\alpha - k \cos \phi_0} - \sum_{m=1}^{\infty} (f_m - i\alpha g_m) \frac{\left[K_m \sin K_m b + \frac{ik}{\eta_0} \cos K_m b \right]}{\alpha^2 - \alpha_m^2} \end{aligned} \quad (2.45)$$

burada $\text{Im}(-k) < \text{Im}(\alpha) < \text{Im}(k)$ bandında geçerli olan ikinci tipten bir modifiye Wiener-Hopf denklemi elde edilir.

2.4. Wiener-Hopf Probleminin Çözümü

Bu aşamada amacımız (2.46) de görülen ikinci tip modifiye Wiener-Hopf denklemini çözmektir. Bunun için ilk önce (2.43) deki çekirdek fonksiyonu (-) ve (+) tipinde iki fonksiyonun çarpımı şeklinde yazılmalıdır. Yani $N(\alpha)$ fonksiyonu

$$N(\alpha) = N_+(\alpha) N_-(\alpha) \quad (2.47)$$

şeklinde çarpanlarına ayrılmalıdır. Burada $N_-(\alpha)$ fonksiyonu $\text{Im}(\alpha) < \text{Im}(k)$ alt yarı düzleminde, $N_+(\alpha)$ fonksiyonu da $\text{Im}(\alpha) > \text{Im}(-k)$ üst yarı düzleminde hem

regüler olan hem de sıfırdan yoksun olan fonksiyonlardır. $N_{\pm}(\alpha)$ fonksiyonlarının açık ifadeleri, [12] de açıklanan yöntemle

$$N_+(\alpha) = \left[\left(1 - \frac{\eta_2}{\eta_0}\right) \cos K(\alpha)b - \left(\frac{ik}{\eta_0} + \frac{\eta_2}{ik} K(\alpha)^2\right) \frac{\sin K(\alpha)b}{K(\alpha)} \right] \\ \times \exp\left\{ \frac{bK(\alpha)}{\pi} \log\left(\frac{\alpha + iK(\alpha)}{k}\right) \right\} \exp\left\{ \frac{i\alpha b}{\pi} \left[1 - C + \log\left(\frac{2\pi}{kb}\right) + \frac{i\pi}{2} \right] \right\} \quad (2.48a) \\ \times \prod_{m=1}^{\infty} \left(1 + \frac{\alpha}{\alpha_m}\right) \exp\left(\frac{i\alpha b}{m\pi}\right)$$

$$N_-(\alpha) = N_+(-\alpha) \quad (2.48b)$$

şeklinde bulunur. Burada C Euler sabiti olup, değeri $C = 0.57721...$ dir.

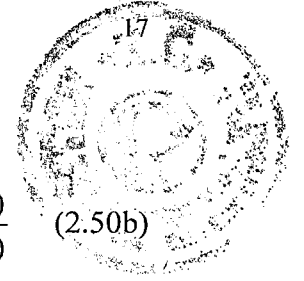
Şimdi $N(\alpha)$ nın (2.45) deki çarpanlarına ayrılmış ifadesini göz önüne alarak (2.46) denkleminin her iki tarafı $\frac{1}{\sqrt{k-\alpha}} \frac{\chi_-(\eta_0, \alpha)}{\chi_-(\eta_2, \alpha)} N_-(\alpha)$ ile çarparsak, bu işlemin sonunda

$$\frac{\sqrt{\alpha+k} \chi_+(\eta_2, \alpha) R_+(\alpha)}{i\eta_0 \chi_+(\eta_0, \alpha) N_+(\alpha)} - \frac{N_-(\alpha) \chi_-(\eta_0, \alpha)}{\sqrt{k-\alpha} \chi_-(\eta_2, \alpha)} \dot{F}_-(\alpha, b) \\ = - \frac{2k \sin \phi_0}{1 + \eta_2 \sin \phi_0} \frac{e^{-ikh \sin \phi_0}}{\alpha - k \cos \phi_0} \frac{N_-(\alpha) \chi_-(\eta_0, \alpha)}{\sqrt{k-\alpha} \chi_-(\eta_2, \alpha)} \quad (2.49) \\ - \sum_{m=1}^{\infty} (f_m - i\alpha g_m) \frac{\left[K_m \sin K_m b + \frac{ik}{\eta_0} \cos K_m b \right]}{\alpha^2 - \alpha_m^2} \frac{N_-(\alpha) \chi_-(\eta_0, \alpha)}{\sqrt{k-\alpha} \chi_-(\eta_2, \alpha)}$$

elde edilir. Denklemin sol yanındaki ilk terim üst, ikinci terim ise alt yarı düzlemlerde regüler olmalarına rağmen, sağ yanındaki terimler karışık türdendir. Bu terimlerin Cauchy formülü yardımıyla dekompozisyonları yapılmalıdır.

Burada,

$$h(\alpha) = - \frac{2k \sin \phi_0}{1 + \eta_2 \sin \phi_0} \frac{e^{-ikh \sin \phi_0}}{\alpha - k \cos \phi_0} \frac{N_-(\alpha) \chi_-(\eta_0, \alpha)}{\sqrt{k-\alpha} \chi_-(\eta_2, \alpha)} \quad (2.50a)$$



$$J(\alpha) = - \sum_{m=1}^{\infty} (f_m - i\alpha g_m) \frac{\left[K_m \sin K_m b + \frac{ik}{\eta_0} \cos K_m b \right]}{\alpha^2 - \alpha_m^2} \frac{N_-(\alpha) \chi_-(\eta_0, \alpha)}{\sqrt{k - \alpha} \chi_-(\eta_2, \alpha)} \quad (2.50b)$$

dır.

$$h(\alpha) = h_+(\alpha) + h_-(\alpha) \quad (2.51)$$

$$J(\alpha) = J_+(\alpha) + J_-(\alpha) \quad (2.52)$$

buna göre dekompozisyon sonucu ilk terim için

$$h_+(\alpha) = - \frac{2k \sin \phi_0}{1 + \eta_2 \sin \phi_0} \frac{e^{-ikh \sin \phi_0}}{\alpha - k \cos \phi_0} \frac{N_-(k \cos \phi_0) \chi_-(\eta_0, k \cos \phi_0)}{\sqrt{k(1 - \cos \phi_0)} \chi_-(\eta_2, k \cos \phi_0)} \quad (2.53a)$$

$$h_-(\alpha) = - \frac{2k \sin \phi_0}{1 + \eta_2 \sin \phi_0} \frac{e^{-ikh \sin \phi_0}}{\alpha - k \cos \phi_0} \left[\frac{N_-(\alpha) \chi_-(\eta_0, \alpha)}{\sqrt{k - \alpha} \chi_-(\eta_2, \alpha)} - \frac{N_-(k \cos \phi_0) \chi_-(\eta_0, k \cos \phi_0)}{\sqrt{k(1 - \cos \phi_0)} \chi_-(\eta_2, k \cos \phi_0)} \right] \quad (2.53b)$$

ikinci terim için ise,

$$J_+(\alpha) = \sum_{m=1}^{\infty} \frac{(f_m - i\alpha g_m) \left[K_m \sin K_m b + \frac{ik}{\eta_0} \cos K_m b \right]}{\alpha + \alpha_m} \frac{1}{2\alpha_m} \frac{N_+(\alpha_m) \chi_+(\eta_2, \alpha_m)}{\sqrt{k + \alpha_m} \chi_+(\eta_0, \alpha_m)} \quad (2.54a)$$

$$J_-(\alpha) = - \sum_{m=1}^{\infty} \frac{(f_m - i\alpha g_m) \left[K_m \sin K_m b + \frac{ik}{\eta_0} \cos K_m b \right]}{\alpha + \alpha_m} \times \left\{ \frac{N_-(\alpha) \chi_-(\eta_0, \alpha)}{\sqrt{k - \alpha} \chi_-(\eta_2, \alpha)} \frac{1}{\alpha - \alpha_m} + \frac{1}{2\alpha_m} \frac{N_+(\alpha_m) \chi_+(\eta_0, \alpha_m)}{\sqrt{k + \alpha_m} \chi_+(\eta_2, \alpha_m)} \right\} \quad (2.54b)$$

bulunur.

Dekompozisyon sonucunda (+) ile gösterilen üst yarı α düzleminde regüler fonksiyonlar denklemin sol yanında, (-) ile gösterilen alt yarı α düzleminde regüler

olan fonksiyonlar ise denklemin sağ yanında toplanır ve analitik devam ilkesi ve Liouville teoremi yardımıyla, bu denklemin çözümü

$$\begin{aligned}
 & \frac{\sqrt{k+\alpha}}{i\eta_0} \frac{\chi_+(\eta_2, \alpha)}{\chi_+(\eta_0, \alpha)} \frac{1}{N_+(\alpha)} R_+(\alpha) \\
 &= - \frac{2k \sin \phi_0}{1 + \eta_2 \sin \phi_0} \frac{e^{-ikh \sin \phi_0}}{\alpha - k \cos \phi_0} \frac{N_-(k \cos \phi_0)}{\sqrt{k(1 - \cos \phi_0)}} \frac{\chi_-(\eta_0, k \cos \phi_0)}{\chi_-(\eta_2, k \cos \phi_0)} \\
 &+ \sum_{m=1}^{\infty} \frac{(f_m - i\alpha g_m) \left[K_m \sin K_m b + \frac{ik}{\eta_0} \cos K_m b \right]}{\alpha + \alpha_m} \frac{1}{2\alpha_m} \frac{N_+(\alpha_m)}{\sqrt{k + \alpha_m}} \frac{\chi_+(\eta_2, \alpha_m)}{\chi_+(\eta_0, \alpha_m)}
 \end{aligned} \quad (2.55)$$

olarak elde edilir.

Burada $\chi_{\pm}(\eta, k \cos \phi)$ fonksiyonunun, $M_{\pi}(z)$ Maliuzhinetz fonksiyonu cinsinden

$$\begin{aligned}
 \chi_+(\eta, k \cos \phi) &= 2^{2/3} \sqrt{\frac{2}{\eta}} \sin \frac{\phi}{2} \left\{ \frac{M_{\pi}(3\pi/2 - \phi - \theta) M_{\pi}(\pi/2 - \phi + \theta)}{M_{\pi}(\pi/2)} \right\}^2 \\
 &\times \left\{ \left[1 + \sqrt{2} \cos \left(\frac{\pi/2 - \phi - \theta}{2} \right) \right] \left[1 + \sqrt{2} \cos \left(\frac{3\pi/2 - \phi - \theta}{2} \right) \right] \right\}^{-1}. \quad (2.56a)
 \end{aligned}$$

biçminde yazılabileceği Senior [14] tarafından gösterilmiştir.

$$\chi_-(\eta, k \cos \phi) = \chi_+(\eta, -k \cos \phi) \quad (2.56b)$$

ile

$$\sin \theta = \frac{1}{\eta} \quad (2.57)$$

dir.

Maliuzhinetz fonksiyonunun bir alternatif gösterilimi, $z = x + iy$ olmak üzere,

$$M_{\pi}(z) = \exp \left\{ -\frac{1}{8\pi} \int_0^z \frac{\pi \sin u - 2\sqrt{2\pi} \sin(u/2) + 2u}{\cos u} du \right\} \quad (2.58)$$

şeklindedir.



2.5. Bilinmeyen Katsayıların Çözümü

Dalga kılavuzunun olduğu bölgede, bir başka deyişle $x \in (-\infty, 0)$, $y \in (0, b)$ bölgesinde tanımlı olan $u_2^{(1)}(x, y)$,

$$u_2^{(1)}(x, y) = \sum_{n=0}^{\infty} A_n \left[\cos \gamma_n y - \frac{ik}{\eta_0} \frac{\sin \gamma_n y}{\gamma_n} \right] e^{-i\beta_n x} \quad (2.59)$$

ve sınır koşulu (2.8g,h) kullanılarak, $x = 0$ da,

$$\sum_{n=0}^{\infty} A_n \left[\cos \gamma_n y - \frac{ik}{\eta_0} \frac{\sin \gamma_n y}{\gamma_n} \right] = \sum_{m=0}^{\infty} g_m \left[\cos K_m y - \frac{ik}{\eta_0} \frac{\sin K_m y}{K_m} \right] \quad (2.60)$$

$$-\sum_{n=0}^{\infty} i\beta_n A_n \left[\cos \gamma_n y - \frac{ik}{\eta_0} \frac{\sin \gamma_n y}{\gamma_n} \right] = \sum_{m=0}^{\infty} f_m \left[\cos K_m y - \frac{ik}{\eta_0} \frac{\sin K_m y}{K_m} \right] \quad (2.61)$$

elde edilir. Burada

$$\gamma_n = \sqrt{k^2 - \beta_n^2} \quad (2.62)$$

dir. (2.60) denkleminin her iki tarafı $\left[\cos \gamma_n y - \frac{ik}{\eta_0} \frac{\sin \gamma_n y}{\gamma_n} \right]$ ile çarpılıp $y = 0$ dan $y = b$ ye kadar integre edilirse,

$$A_n = \frac{2\beta_n}{\left[\gamma_n \sin \gamma_n b + \frac{ik}{\eta_0} \cos \gamma_n b \right] \dot{M}(\beta_n)} \sum_{m=0}^{\infty} g_m \frac{\left[K_m \sin K_m b + \frac{ik}{\eta_0} \cos K_m b \right]}{\beta_n^2 - \alpha_m^2} \dot{M}(\alpha_m) \quad (2.63)$$

ve (2.61) denklemi de düzenlenip $\left[\cos K_n y - \frac{ik}{\eta_0} \frac{\sin K_n y}{K_n} \right]$ ile çarpılıp $y = 0$ dan $y = b$ ye kadar integre edilirse,

$$f_n = \frac{-i2\alpha_n}{\left[K_m \sin K_m b + \frac{ik}{\eta_0} \cos K_m b \right]} \sum_{m=0}^{\infty} \beta_m A_m \frac{\left[\gamma_m \sin \gamma_m b + \frac{ik}{\eta_0} \cos \gamma_m b \right]}{\beta_m^2 - \alpha_n^2} M(\alpha_m)$$

(2.64)

elde edilir. (2.39) ve (2.55) ile birlikte f_n, g_n ve a_n , $n=0,1..$ katsayılarını bulma imkanını verecektir.



3. SAÇILAN ALANIN ANALİZİ

$y > b$ alanı, $F(\alpha, y)$ fonksiyonunun ters Fourier dönüşümü alınarak elde edilebilir. Gerçekten (2.14) yardımıyla

$$u_1(x, y) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{R_+(\alpha) e^{iK(y-b)-i\alpha x}}{\eta_2 \frac{K(\alpha)}{k} + 1} d\alpha \quad (3.1)$$

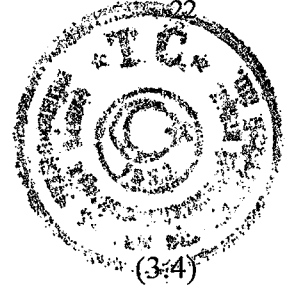
yazılır. (3.1) integralinin semer noktası yöntemiyle asimptotik olarak değerlendirilmesi sonucunda da

$$u_1(r, \phi) \sim \frac{\sqrt{2\pi} R_+(-k \cos \phi) k \sin \phi e^{ikr}}{1 + \eta_2 \sin \phi \sqrt{kr}} \quad (3.2)$$

elde edilir. Burada (r, ϕ) , $x = r \cos \phi$, $y - b = r \sin \phi$ $\alpha = -k \cos \tau$ şeklinde tanımlanmış silindirik koordinatlardır.

$x < 0$, $y = b$ düzlemleri empedans yüzeyleri olduklarından, kırınım sonucunda, buralarda yüzey dalgası uyarılması muhtemeldir. (3.1) deki integrandın pay ve paydasını $\left(\frac{k}{\eta_2} - K(\alpha) \right)$ ile çarpalım.

$$u_1(x, y) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{R_+(\alpha) \left(\frac{k}{\eta_2} - K(\alpha) \right) \frac{k}{\eta_2}}{\alpha^2 - T^2} e^{iK(y-b)-i\alpha x} d\alpha \quad (3.3)$$



burada T ,

$$T = k \sqrt{1 - \frac{1}{\eta_2^2}}$$

olarak tanımlanmıştır. $\alpha = +T$ deki rezidü katkısı

$$u_{sw}(x, y) = i \left(\frac{k}{\eta_2} \right)^2 \frac{e^{-i \frac{k}{\eta_2} (y-h) - iTx}}{T} R_+(T) \quad (3.5)$$

dan ibarettir.





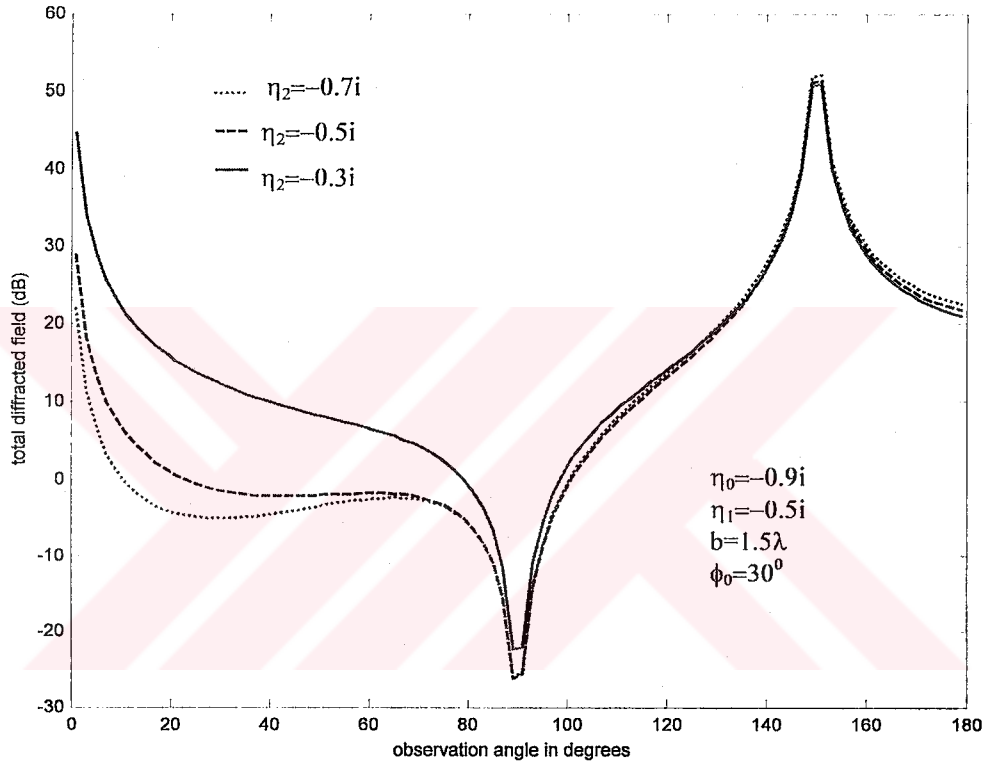
4. SAYISAL UYGULAMALAR VE SONUÇLAR

Empedans yüklü paralel levhalı dalga kılavuzunda, paralel levhaların boyutlarının ve yüzey empedanslarının 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

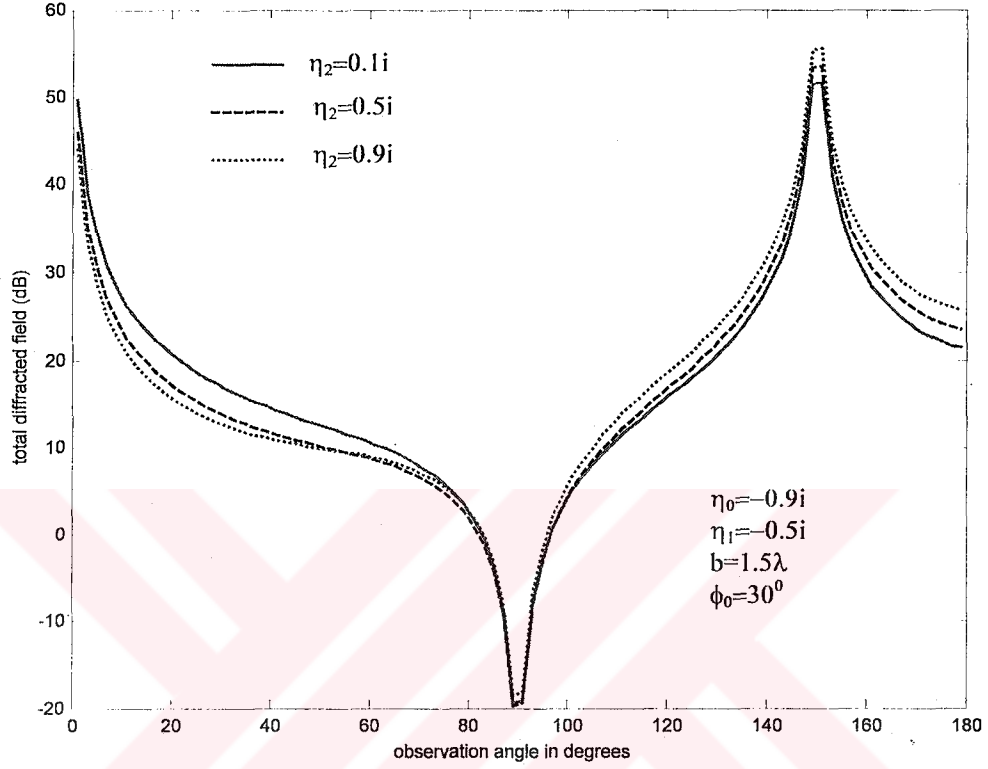
Bu aşamada değişik yüzey empedans ve yükseklik değerlerine bağlı olarak toplam kırınan alanın genliğinin gözlem noktası ile değişimi grafiksel olarak gösterilmiştir. Ayrıca gözlem açısı $\phi = 30^\circ$ iken çözümün yakınsadığı N değerinin tespiti ile ilgili bazı sonuçlar da bu bölümde verilmiştir.

Şekil-4.1a,b'de kırınım alanına yüzey empedanslarının etkisi görülmektedir. Alanın η_2 ile değişiminde iki değişik davranış söz konusudur. Gerçekten kırınım alanı η_2 'nin endüktif ve kapasitif olmasına bağlı olarak değişmektedir. Şekil-4.1a'da görüldüğü gibi η_2 büyüdükçe kırınan alanın genliğide artmaktadır.



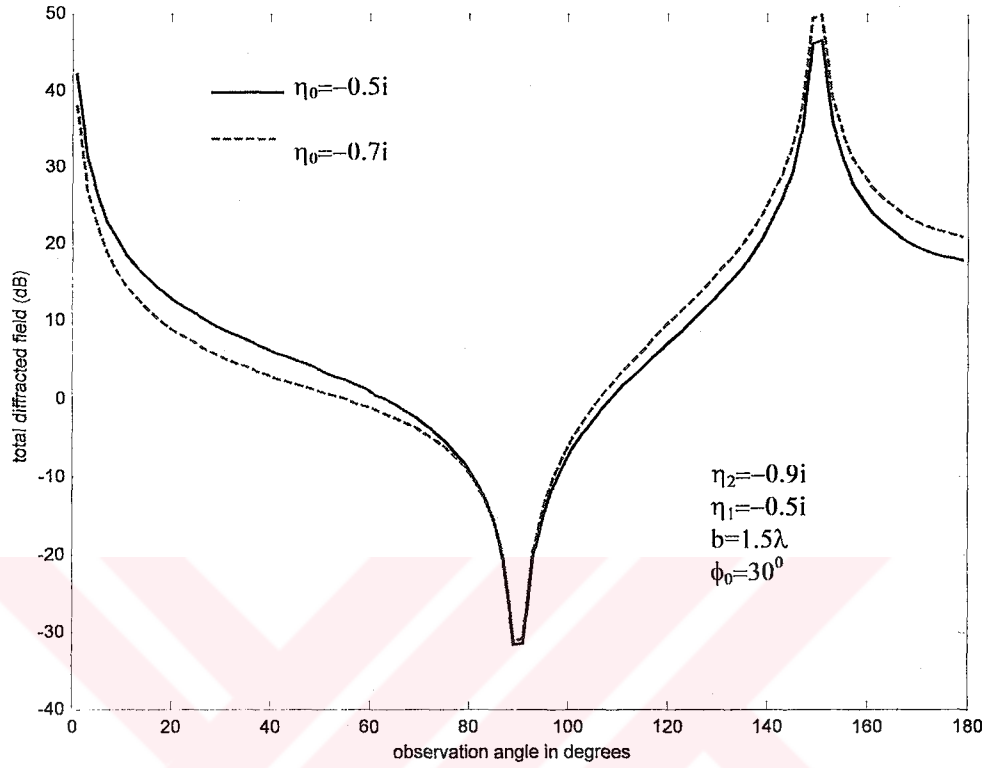
Şekil-4.1a. Toplam Kırınan Alan Genliğinin η_2 ile Değişimi

Şekil-4.1b. de ise η_2 büyüdükçe kırınan alanın genliği de azalmaktadır. Burada ilginç olan η_2 'nin pozitif değerlerinde böyle davranırken negatif değerlerinde η_2 'nin büyümesine karşılık saçılan alanın genliği artmasıdır.



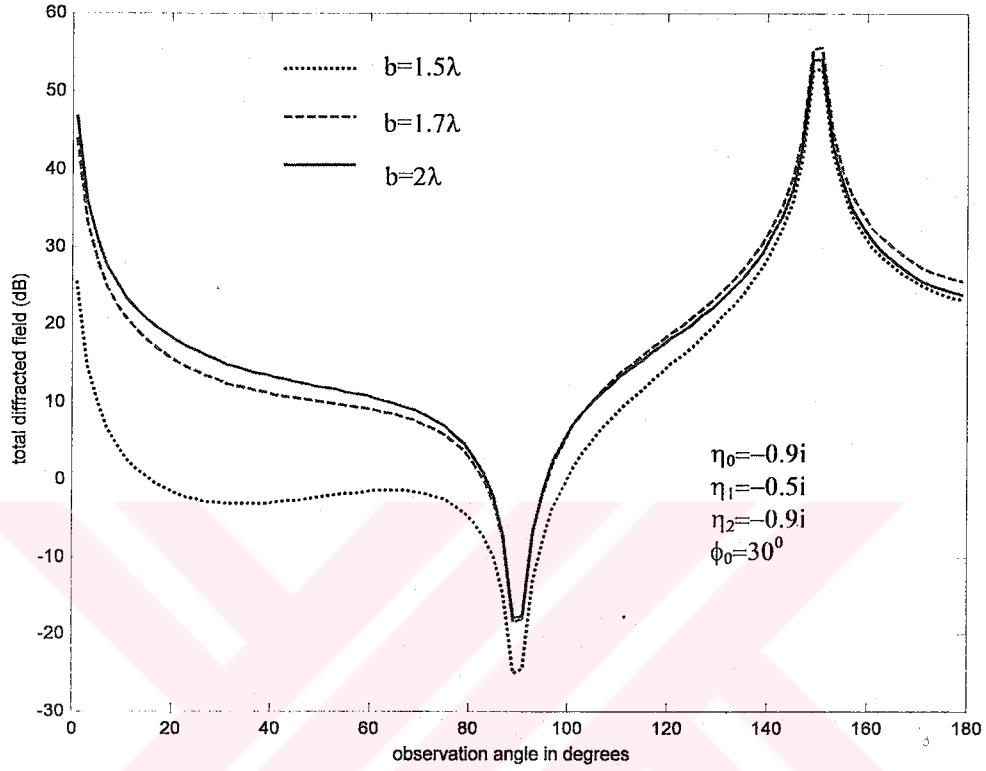
Şekil-4.1b. Toplam Kırınan Alan Genliğinin η_2 ile Değişimi

Şekil-4.2.'de, görüldüğü gibi η_0 büyüdükçe kırınan alanın toplam alanın da genliği artmaktadır.



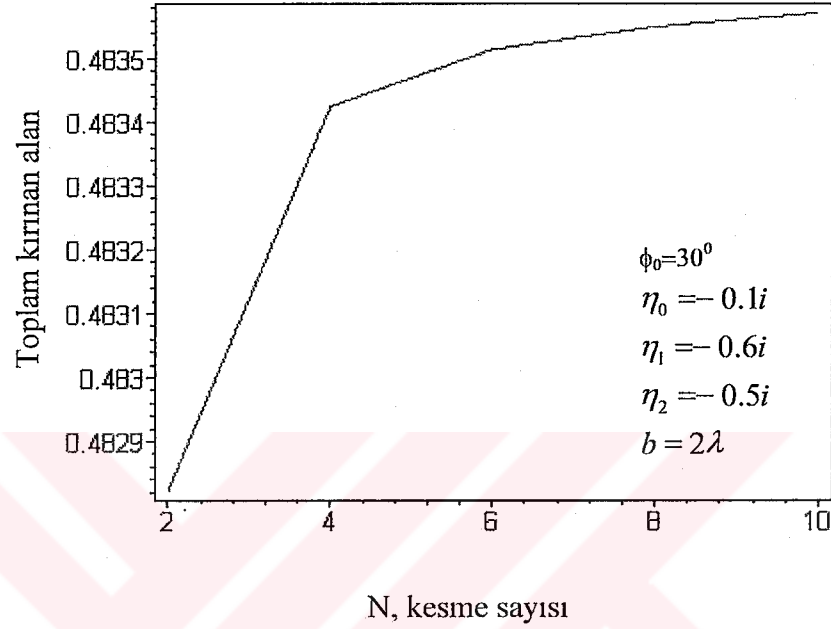
Şekil 4.2. Toplam Kırınan Alan Genliğinin η_0 ile Değişimi

Şekil-4.3’ de ise yapının geometrisinin kırınan toplam alanla değişimi incelenmiştir. Paralel levhalar arasındaki yüksekliği b , artıkça toplam kırınan alanın genliğinde arttığı görülmüştür.



Şekil-4.3. Toplam Kırınan Alan Genliğinin Dalga Kılavuzunun Yüksekliği b ile Değişimi

Şekil-4.4'de ise toplam kırınan alanın N terim sayısı ile değişimi incelenmiştir. Burada gözlem açısı $\phi = 30^\circ$ iken çözümün yakınsadığı N terim sayısı değerinin tespiti görülmektedir.

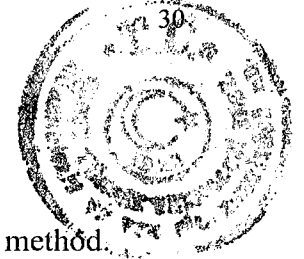


Şekil-4.4. Toplam Kırınan Alanın N Terim Sayısı ile Değişimi

5. SONUÇLAR VE GELECEĞE YÖNELİK ÇALIŞMALAR

Bu tezde, sonsuz geniş bir empedans düzlemi ile buna paralel olarak yerleştirilmiş alt ve üst yüzeyleri farklı empedans özelliği gösteren bir yarım düzlemden oluşmuş paralel levhalı dalga kılavuzunda $E_{\perp}$ polarizasyonda düzlemsel dalgaların kırınımı incelenmiştir. Bu inceleme esnasında ikinci tip modifiye Wiener-Hopf denklem sisteminin çözümünde alanın analizinin asimptotik değerlendirilmesi dışında hiçbir yaklaşıklık yapılmamıştır. Çözüm hem kesitin dalga boyuna göre büyük, hem de küçük olduğu durumlarda geçerlidir. Analiz esnasında yapılan tek kısıtlama yüzeylerin reaktif yani saf sanal olması gerekliliğidir.





KAYNAKLAR

- [1] WEINSTEIN, L. A., The theory of diffraction and the factorization method. Boulder, CO:Golem,1969.
- [2] JONES, D.S., Diffraction by three semi-infinite planes", Proc. Roy. Soc, Vol A-404, 299-321, 1986.
- [3] İDEMEN, M. A new method to obtain exact solutions of vector Wiener-Hopf equations. Z. Angew. Math. Mechan. ZAMM, Vol.59,1979, p656-658.
- [4] ABRAHAM, D., WICKHAM, G. R., The scattering of water waves by two semi infinite opposite vertical walls. Wave Motion, Vol 14, 1991, p 145-168.
- [5] TOPSAKAL, E., BÜYÜKAKSOY, A., İDEMEN, M. Plane wave diffraction by a pair of parallel soft and hard overlapped half-planes. Wave Motion, Vol 20,1994, p273-282.
- [6] MEISTER, E., ROTTBRANDT, K., SPECK, F-O., Wiener-Hopf Equations for waves scattered by a system of parallel Sommerfeld half-planes, Math. Meth. Appl. Sci. Vol. 14,525-552, 1991
- [7] 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.
- [8] 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.
- [9] BİRBİR, F., BÜYÜKAKSOY, A., Plane wave diffraction by two parallel overlapped thick semiinfinite impedance plates, Can.J. Phys. Vol.77, 873-891, 1999
- [10] RULF, B., HURD, R.A., Radiation from an open waveguide with reactive walls, IEEE Trans. Antennas and Propagat., Vol. AP-26, No.5, 1978.
- [11] BÜYÜKAKSOY, A., BİRBİR, F., Analysis of an impedance loaded parallel-plate waveguide radiator, Journal of Electromagnetic Waves and Application, Vol.12, 1509-1526, 1998.
- [12] MITRA, R., LEE, S.W., Analytical Techniques in the Theory of Guided Waves, New York, Macmillan, 1971.
- [13] BÜYÜKAKSOY, A., UZGÖREN, G., Kırınım Problemleri, GYTE Yayınları No.4, Gebze, 1999
- [14] SENIOR, T.B.A., Half - Plane edge diffraction, Radio Sci., 10, 645-650, 1975.



- [15] ASGHAR,S., AND ZAHID,G.H., Field in an open-ended waveguide satisfying impedance boundary conditions, J.Appl.Math.Phys.(ZAMP),vol.37, pp.194-205, Mar.1986.



ÖZGEÇMİŞ



Sebahattin EKER, 15 Temmuz 1975 te Sivas'ta doğmuştur. İlk,orta ve lise öğrenimini Sivas'ta tamamlamıştır. 1993 yılında Sivas Teknik Lisesi Bilgisayar Bölümünden okul birincisi olarak mezun olduktan sonra girdiği İstanbul Teknik Üniversitesi Elektrik-Elektronik Fakültesi Elektrik Mühendisliği bölümünden 1997 yılında mezun olmuştur. Gebze Yüksek Teknoloji Enstitüsü Elektronik Mühendisliği Bölümünde 1998 yılında başladığı yüksek lisans eğitimine devam etmektedir. 1999 yılından itibaren de aynı bölümde Araştırma Görevlisi olarak çalışmaktadır.



**T.C. YÜKSEKÖĞRETİM KURULU
DOKÜMANTASYON MERKEZİ**