

YILDIZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

TABAKALI MİKROŞERİT ANTEN DÜZENEKLERİNDE
YÜZEY DALGASININ ETKİSİNİN
MİNİMİZASYONU

Hab. Yük. Müh. Fawwaz QURA'N

F.B.E. Elektronik ve Haberleşme Mühendisliği Anabilim Dalı Haberleşme Programında
Hazırlanan

DOKTORA TEZİ

Tez Savunma Tarihi
Tez Danışmanı
Jüri Üyeleri

:05 Ocak 1998
:Yard. Doç.Dr.Cahit CANBAY (Y.T.Ü)
:Prof. Dr. İnci AKKAYA (İ.T.Ü)
:Prof. Dr. Eren ERDOĞAN (İ.T.Ü)

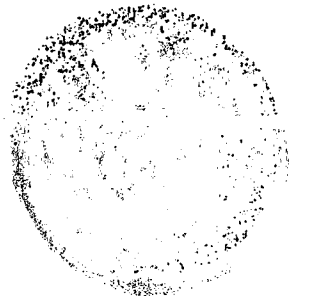
İSTANBUL, 1997

[Handwritten signatures and a circular stamp are present in the bottom right corner.]

Anneme, hocama, sevgili eşime

BASEMA ve çocuklarıma

hediye ediyorum



İÇİNDEKİLER

	Sayfa No.
İçindekiler	iv
Sembol listesi	vii
Şekil listesi	viii
Tablo listesi	vixi
Teşekkür	xii
Türkçe özet	xiii
İngilizce özet	xiv
1.0 Giriş	1
BÖLÜM 1 MİKROŞERİT ANTEN	3
1.1 Mikroşerit anten uygulamaları	3
1.2 Mikroşerit anten yapısı	3
1.3 Mikroşerit antenlerin avantaj ve dezavantajları	5
1.4 Dielektrik alt tabaka	5
1.5 Işıma mekanizması	6
1.6 Besleme metodları	6
1.7 Sınır koşulları	8
BÖLÜM 2 TABAKALI SİSTEM	10
2.1 Kaynak içeren çok tabakalı sistem	10
2.1.1 Giriş	10
2.1.2 Çok tabakalı sistem için alan çözümleri	11
2.1.2.1 Elektrik alan gelme yüzeye paralel (TE)	12
2.1.2.2 Magnetik alan gelme yüzeye paralel (TM)	14
2.1.3 Üç tabakalı sistem	15
2.1.4 n-tabakalı system	17
2.2.1 Yatay dipol prolemi	17
2.2.1.1 Yatay dipol için integral denklemi	19
2.2.2 Homogen Helmholtz deklemleri	20
2.3 Hankel ve Bessel fonksiyonu	22
2.4 Green fonksiyonu	22
2.5 İntegral yaklaşımı	23
2.6 Işıma şartları	25
2.7 Sommerfeld integralinin çözümü	25
2.7.1 Semer noktası	25
2.7.2 Residue teorisi yöntemiyle integral çözümü	27
2.8 Yatay dipolun alan bileşenleri	28

BÖLÜM 3 YAMA ANTEN	31
3.1 Giriş	31
3.2 Dikdörtgen yama	31
3.2.1 Antenin uzay dalgası	32
3.2.2 Antenin yüzey dalgası	35
3.2.2.1 Yüzey dalgasının karakteristik denklemi	36
3.2.2.2 Yüzey dalgasının kesim frekansı	36
3.2.2.3 Yüzey dalgasının uyarılma ve yayılma koşulları	37
3.2.2.4 TM ve TE kutupların yeri	38
3.2.2.5 Yüzey dalgasının mod sayısı	40
3.2.2.6 Yüzey dalgasının alan bileşenleri	42
3.3 Yamalı antenin ışıması	43
3.4 Yüzey dalgasının teriminin minimzasyonu	47
3.5 Antenin akım dağılımı	51
3.5.1 Rooftop-basis fonksiyonları yöntemi	52
3.5.2 Galerkin yöntemi	55
3.5.3 Poisson-toplama metodu	58
3.6 Yama antenin giriş empedansı	60
3.7 Yansıma katsayısı	63
3.8 Antenin frekans band genişliği (BW)	63
3.9 Anten kazancı	65
3.10 Yarım güç huzme genişliği (HPBW)	67
3.11 Frekansa bağlı dielektrik ortamın parametreleri	69
BÖLÜM 4 MİKROŞERİT ANTEN DİZİLERİ	72
4.1 Giriş	72
4.2 Faz-taramalı düzlemsel yama anten dizisinin ışıması	73
4.3 Düzlemsel dizinin akım dağılımı ve empedansı	77
4.4 Düzlemsel dizinin diğer özellikleri	80
4.5 Yüzey dalgası alanlarından kaynaklanan dizi elemanların arasındaki karşılıklı kuplaj	82
4.6 Çok tabakalı yama anten	89
4.6.1 Dielektrik altabakanın yüzeyindeki yama antenin analizi	90
4.6.2 Antenin yüzay dalgasının bileşenleri	92
6.4.3 Antenin yüzey dalgasının bileşenleri	93
4.7 Log-periyodik antenin tasarlanması	96
4.8 Çok tabakalı antenin ışıması	97
4.9 Çok tabakalı antenin karakteristik empedansı	101
4.10 Çok tabakalı mikroşerit antenin band-genişliği	103

4.11 Çok tabakalı mikroşerit antenin yüzey dalgası	103
4.12 Çok tabakalı mikroşerit antenin elemanlarının yüzey dalgası nedeniyle arasındaki karşılıklı kuplaj	104
4.13 Çok tabakalı antenin dizileri	107
4.13.1 Çok tabakalı antenin ışıması	108
4.13.2 Çok tabakalı mikroşerit antenin kazancı	111
4.13.3 Çok tabakalı antenin karakteristik empedansı	111
4.13.4 Antenin beslemesi	113
 SONUÇ	 113
KAYANAKLAR	116
EK 1 DYADİK GREEN FONKSİYONU	134
EK 2 KOMPLEKS FONKSİYONUN İNTEGRAL YOLUNUN SEÇİMİ	137
EK 3 ASİMTOTİK FONKSİYONLAR TANIM VE DAVRANIŞI	139
ÖZGEÇMİŞ	146

SEMBOL LİSTESİ

A, B, C, D, E, F	sabitler
a	yamanın uzunluğu
$\bar{a}_{n,1,2,...,n,x,y,z}$	birim vektör
α	kompleks değişken
α_s	Semer naktasındaki α_s 'nin değeri
b	yamanın genişliği
β	kompleks değişken
c	ışık hızı
D	antenin kazancı
$D_{TM,TE}$	yüzey dalgasının karakteristik denklemini
$d_{1,2,...,n}$	kaynağın uzaklığı
d_x, d_y	x,y doğrultusunda uzaklık
∇	del operatörü
E_g	gelen elektrik dalga
E_{ζ}	geçen elektrik alan
E_n	normal elektrik alan
$E_{t1,2,2,...,n}$	ortamların teğetsel elektrik alan bileşeni
E_y	yansıyan elektrik alan
$\bar{E}_d$	saçılan elektrik alan
$\bar{E}, \bar{H}$	spektral dömendeki alanlar
$\bar{E}_{(e,u)}$	uyarma elektrik alan
$\epsilon_{r1,2,...,n}$	ortamların dielektrik sabiti
ϵ_0	serbest uzay dielektrik sabiti
$f(x), g(x)$	kompleks fonksiyonlar
$\tilde{f}$	spektral dömendeki fonksiyonlar
ϕ, θ, ψ	faz açıları
$\bar{G}(r, r')$	dyadik Green fonksiyonu
H_{ζ}	geçen magnetik alan
H_g	gelen magnetik alan
H_n	normal magnetik alan
$H_n^{(p)}$	Hankel fonksiyonu
$H_{t1,2,...,n}$	magnetik alanın teğetsel bileşeni
H_y	yansıyan magnetik alan
$\bar{H}_d$	saçılan magnetik alan
$\bar{H}_{(e,u)}$	uyarma magnetik alan

$h_{1,2,...,n}$	tabakanın kalınlığı
η	anten verimi
$I_{x,y}$	akım şiddeti
J_n	Bessel fonksiyonu
$\bar{J}$	yüzeysel akım yoğunluğu
$\bar{J}_{cd}$	iletken-dielektrik akım yoğunluğu
$\bar{J}_{de}$	dielektrik - dış akım yoğunluğu
$\bar{J}_{id}$	yerdeğiştirme akım yoğunluğu
j	$\sqrt{-1}$
$k_{1,2,...,x,y}$	dalga sayısı
λ	dalga boyu
$\bar{M}$	Magnetik akım
$\mu_{r1,2,...,n}$	ortamların geçirgenliği
μ_0	serbest uzay geçirgenliği
N	mod sayısı
n,m,i,j,p,q	Tam sayılar
$v_{k,m,TM,TE}$	TM,TE ve genel kutubun değeri
θ_{BE}, θ_{BH}	yarım güç huzme genişliği (H.P.B.W)
θ_ϕ	geçme açısı
θ_g	gelme açısı
θ_v	yansıma açısı
r	uzaklık
$\bar{p}$	yer vektörü
S_{cd}	iletken - dielektrik arayüzey
S_{de}	dielektrik - dış arayüzey
S_{ce}	iletken - dış arayüzey
σ	iletkenlik
TE	Transverse Elektrik
TM	Transverse Magnetik
$U_{0,1,...,n}$	yayılma sabiti
u,v	faz fonksiyonları
ω	açısal frekans
$Z_{1,2,...,n}$	ortamların empedansı

ŞEKİLLER

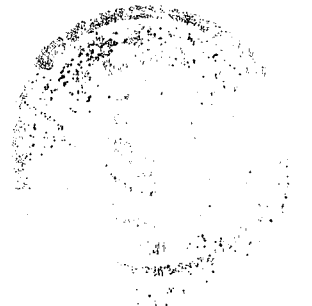
	Sayfa No.
Şekil 1.1a keyfi şekilli yama	4
Şekil 1.1b düzgün şekilli yama	4
Şekil 1.2 elektrik alan dağılımı	6
Şekil 1.3 mikroşerit besleme	7
Şekil 1.4 koaksial besleme	8
Şekil 1.5 ara yüzeyler	9
Şekil 2.1 keyfi veya herhangi bir doğrultuda gelen dalga	11
Şekil 2.2 TE dalgaları	12
Şekil 2.3 TM dalgaları	14
Şekil 2.4 üç tabakalı sistem	15
Şekil 2.5 n-tabakalı sistem	17
Şekil 2.6 yatay dipol	18
Şekil 2.7 dipol ve görüntüsü	19
Şekil 2.8 Dielektrik tabaka üstüne bir dipol	19
Şekil 2.9 kaynak ve gözlem noktası	23
Şekil 2.10 kompleks düzlem β	24
Şekil 2.11 kompleks düzlem α ve β	25
Şekil 2.12 β düzlemindeki integral yolu	26
Şekil 2.13 α düzlemindeki integral yolu	26
Şekil 3.1 dikdörtgen yama anten	31
Şekil 3.2 k_x 'in frekansa göre değişimi	37
Şekil 3.3 β 'nin frekansa göre değişimi	38
Şekil 3.4 kutupların yeri	39
Şekil 3.5 mod sayısının h/a , frekansa ve ϵ_r ye göre değişimi	41
Şekil 3.6 antenin ışıması	47
Şekil 3.7 kutbun yerinin h/λ 'a göre değişimi	48
Şekil 3.8 yüzey dalgası etkisi olması koşulunda	49
Şekil 3.9 yüzey dalgası etkisi varken ve yokken	50
Şekil 3.10 yüzey dalgasının uzaklığa göre azalması	51
Şekil 3.11 x ve y yönlerinde yük dağılım hücreleri	53
Şekil 3.12 rooftop basis fonksiyonlar	54
Şekil 3.13 akım dağılımı	57
Şekil 3.14 Poisson toplama kullanılarak elde edilen akım dağılımı	60
Şekil 3.15 antenin aktif giriş empedansı	61
Şekil 3.16 yansıma katsayısı uzaklığa göre değişimi	62

Şekil 3.17	band-genişliğinin frekansa göre değişimi	63
Şekil 3.18	antenin veriminin frekansa göre değişimi	64
Şekil 3.19	Anten hazancının frekansa göre değişimi	66
Şekil 3.20	Yarım güç huzme genişliğinin frekansa göre değişimi	67
Şekil 3.21	ϵ_r 'nin frekansa göre değişimi	68
Şekil 3.22	yamanın boyutlarının frekansa göre değişimi	71
Şekil 4.1	Lineer dizi	72
Şekil 4.2	düzlemsel dizi	72
Şekil 4.3	hacimsel dizi	73
Şekil 4.4	düzlemsel dikdörtgen yama anten dizisi	74
Şekil 4.5	düzlemsel dizinin ışıması	76
Şekil 4.6	kritik tasarlanan düzlemsel antenin ışıması	76
Şekil 4.7	düzlemsel dizinin giriş empedansı	79
Şekil 4.8	dielektrik kapalı düzlemsel dizinin giriş empedansı	80
Şekil 4.9	düzlemsel dizinin kazancının frekansa göre değişimi	81
Şekil 4.10	iki dipol	82
Şekil 4.11	x-yönünde dizilmiş iki dikdörtgen yama	83
Şekil 4.12	karşılıklı empedansın x'a göre değişimi	85
Şekil 4.13	y-yönünde dizilmiş iki dikdörtgen yama	85
Şekil 4.14	karşılıklı empedans y'a göre değişimi	86
Şekil 4.15	ρ -yönünde dikdörtgen iki, yan yana yama	87
Şekil 4.16	karşılıklı empedans y'a göre değişimi	89
Şekil 4.17	çok tabakalı tek yamalı anten	89
Şekil 4.18	dielektrik kapalı yama anten	90
Şekil 4.19	dielektrik kapalı yama anten ışıması	96
Şekil 4.20	log-periyodik anten	96
Şekil 4.21	Çok tabakalı log-periyodik anten ve beslemesi	98
Şekil 4.22	çok tabakalı yama antenin ışıması	99
Şekil 4.23	çok tabakalı yama antenin kazancı	100
Şekil 4.24	antenin empedansının a'ya göre değişimi	101
Şekil 4.25	çok tabakalı antenin aktif empedansı	101
Şekil 4.26	frekans band genişliği	102
Şekil 4.27	yüzey dalgasının genliğinin frekansa göre değişimi	103
Şekil 4.28	üst üste iki dikdörtgen yama	104
Şekil 4.29	karşılıklı empedansın z'a göre değişimi	104
Şekil 4.30	karşılıklı empedansın frekansa göre değişimi	106
Şekil 4.31	çok tabakalı antenin dizisi	107
Şekil 4.32	çok tabakalı antenin dizisinin ışıması	108

Şekil 4.33	çok tabakalı antenin disinin kazancının frekansa göre değişimi	110
Şekil 4.34	çok tabakalı log-periyodik anten dizisinin aktif empedansı	111
Şekil 4.35	çok tabakalı log-periyodik anten dizisinin beslemesi	112
Şekil 4.36	çok tabakalı anten dizisinin beslemesi	113
E 1.1	iki tabakalı bir sistem	136
E 2.1	integralin herhangi bir yolu	139
E 2.2	β düzleminde integral yolu	138
E 3.1	fonksiyonun asimptotik davranışı	142
E 3.2	seçilen integralin yolu	143

TABLO LİSTESİ

	Sayfa No.
Tablo 4.1 düzlemsel dizinin yarım güç huzme genişliği	81
Tablo 4.2 çok tabakalı anten dizisinin yarım güç huzme genişliği	110



Teşekkür

Bu çalışmaya başlamadan önceki bilimsel çalışma yapan bilim adamları konusunda görüşlerim çok farklıydı. Ancak bu doktora çalışması aşamasında, doktora dersleri aldığım sürde ve tez aşamasında bir yabancı olarak bilimsel çalışma yapan insanların çok kutsal bir iş yaptıklarını ve çok özveride bulunduklarını gördüm ve çok etkilendim, çalışmalarımı resmen yaptığım üniversitem Yıldız Teknik Üniversitesi ve yararlandığım İstanbul Teknik Üniversitesi hocalarımdan, çalışanlarından çok memnun kaldım, tümüne burda teşekkür ederim. Ayrıca tezimi yaptığım süre boyunca bilgisi, yön vericiliği, özellikle de insan ilişkileri bakımından örnek aldığım sayın hocam Y. Doç. Dr. Cahit CANBAY'a teşekkürü borç bilirim.

Çalışmalarım aşamasında feyz aldığım hocalarım Prof. Dr. İnci AKKAYA, Prof. Dr. Filiz GÜNEŞ, Y. Doç Dr. Çintay Göksu'ya, Doç. Dr. Galip CANSEVER, Prof. Metin YÜCEL'e, benimle odalarını, zamanlarını, emeklerini paylaşan meslektaşım Ar. Gör. N. özlem ÜNVERDİ'ye, Ar. Gör. Kamil DİMİLLİ'ye Yıldız Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü çalışmalarına, herkese olduğu kadar, bana da yardımcı olan Bilgin CİMİLLİ hanıma ve ismini yazamadığım Y.T.Ü Elektronik ve Hab. Mühendisliği bölümü çalışanlarının tümüne, bilgisayar hesaplarımın yapılmasında bana yardımcı olan yakın arkadaşım Dr. Abdul Fattah SALMAN'a, Asistan Fuat RAUWWAQAHA'a, teknisyen Ahmed SARI'ye teşekkür ederim.

Türkçe kontrolunda bana yardımcı olan arkadaşım Dr. Ahmad Al-Garrah'a teşekkür ederim.

ÖZET

Mikroşerit Yama antenin yaması her hangi bir şekilde olabilir. Mikroşerit antenin üzerine yapılan çalışmalarda bugüne kadar çoğunlukla yamanın düzgün olduğu varsayımına göre şeklini incelendi ve antenin parametreleri ve ışıması hesaplandı.

Çalışmalarda, antenin ışımasının uzay ve yüzey dalgasından oluştuğu görüldü. Uzay dalgasının katkısı ve özellikleri dikkatle incelendi. Yüzey dalgası ise ihmal edildi.

Bizim çalışmamızda, antenin diğer özellikleriyle en çok önem verdiğimiz nokta yüzey dalgasıdır. Bu dalgaın alanları, özellikleri ve anten üzerindeki etkisi, dyadik Green fonksiyonu metoduyla çok dikkatle analiz edildi.

Yüzey dalgasına etkisi olan ortam parametrelerini ve diğer faktörlerin etkilerini hesaplayıp, etkiyen faktörleri kullanarak Yüzey dalgasını minimize etmeye çalıştık.

Çalışmanın üçüncü bölümünde Yüzey dalgasının minimize edildiği şartları ortaya çıkardık ve bu şartları kullanarak anten için kritik bir tasarım, orijinal olarak meydana getirdik.

Kritik olarak tasarlanan anteni, dizi olarak kullandık. Çok tabakalı anten aşamasında log-periyodik anten teorisini kullandık, Tabii her aşamada Yüzey dalgasının etkilerini hesaba kattık ve minimize edilmesi için uygun şartlar koyduk. Çalışmanın sonucunda geniş bandlı, yüksek kazançlı bir mikroşerit anten elde ettik.

Çalışmada Yamanın şekili dikdörtgen olarak kullanıldı, Fakat, kullanılan teoriler ve bulunan sonuçlar, yamanın her şekli içinde uygundur.

ABSTRACT

The patch of the microstrip antenna could has any shape. The works that deals with this antenna have examined all kinds of the patch shape.

It's seen from the works on the microstrip antenna that, the radiation pattern consists of two terms. The first of them is the space wave and the other one is the surface wave. Up to date, the works examined the space wave canceling the effects of the surface wave on the antenna characteristics.

In our work we examined the surface wave beside the other characteristics of the antenna very carefully. In our study we use the well known dyadic Green's function.

The parameters of the medium that affects the surface wave and all other factors were studied, and then the results were used to minimize the surface wave term.

The third chapter of this work includes the conditions that lead to the surface wave minimization. Using these conditions we redesigned the patch antenna to have minimum surface wave. We gave the new design the name of critical design.

The critically designed patch was used as an array and then as multilayered antenna. At the last level we used the log periodic antenna theory. We obtained a broadband high gain microstrip antenna. Of course, at every step we found the conditions necessary to minimize the surface wave effect.

The patch shape that we used is the rectangular patch. But, the mathematical tools and the results obtained could be applied to any shape of the patch.

GİRİŞ

Mikroşerit antenlerin ilk kullanıldığı tarih 1953 yılının başı olarak kabul edilebilir. O sıralarda G. Englemann ve Deschamps mikroşerit hatlarla ilgili çalışmalar yapıyorlardı, doğal olarak da mikroşerit hattın kaynaklanan ışımların olması istenmiyordu, bu doğrultudaki çalışmalar, mikroşerit hatların da bir anten gibi kullanılabileceği fikrini ortaya çıkardı ve ilk kez mikroşerit anten tasarımı ile ilgili araştırmalar başlamış oldu (James ve diğerleri 1989 ve Bahl ve diğerleri, 1980). Daha sonraları mikroşerit hat olarak tasarlanan geniş iletken yapı üzerinde oluşturulmuş dielektrik tabak üzerine monte edilen iletken şeritten ibaret, bu şerit hattın boyutları ve şekli değiştirilerek mikroşerit antenler yapıldı. Gerçek anlamda ilk mikroşerit anten uygulaması 1970'lerde Howell (Howell, 1972) ve Munson (Munson, 1974) tarafından gerçekleştirildi. Bu yeni anten tipinin, hafifi olması, yarı uzaya yönlendirilmiş ışıma sahip olması, elektrik ve mekanik açıdan gerçekleştirilmesinin kolay olması, her yere kolayca monte edilebilmesi gibi özellikleri nedeniyle, diğer anten uygulamaları arasında önemi artarak yer aldı. Ancak mikroşerit antenlerin bütün bu olumlu yanlarının dışında, kazancının çok fazla yükseltilememesi, band genişliğinin dar olması gibi sorunları vardır ve bu sorunları ortadan kaldırmaya yönelik araştırmalar yoğun bir şekilde devam etmektedir. Örneğin, düşük kazancı arttırmak amacıyla farklı şekillerde diziler oluşturulmaktadır (Bahl, 1980), band genişliği artırma doğrultusundaki çalışmalarda ise birçok yöntem gösterildi (Alexopoulos, 1988 ...vs). Bu konuda, (Legay ve diğerleri, 1994) çok tabakalı anten önerdi. Tüm bunların ötesinde tabakalı yapı koşulunda band genişliğinin arttırılması çalışmalarında, ek olarak tabakalar arasında yüzey dalgasının etkisiyle enerji kuplajı ortaya çıkıyor. Bir çok çalışmada, yüzey dalgasının etkisini azaltmak amacıyla, mikroşerit antenin etkin boyutlarının değiştirilmesi

yoluna gidildi (Volkert, 1989), ancak mikroşerit antenlerin dizi olarak kullanılması yüzey dalgasının etkisinin tekrar gündeme getiriyordu (Pozar ve diğerleri 1984...vs). Bu sorun tek yönde giderek çözülecek özellikte değildi. Ayrıca, sızıntı modları da ortaya çıkıyordu (Volkert, 1989).

Yukarıdaki gerekçelerden de anlaşılacağı gibi yüzey dalgasının etkisini yok etmek, iyi bir mikroşerit anten kazancı elde edilmesi için kaçınılmazdır.

Bu çalışma yüzey dalgasının yok edilmesi yönünde çalışmaları ve çabaları içermektedir. Özellikle tek bir mikroşerit anten üzerinde kritik tasarım gerçekleştirilmiş ve orijinal olarak gerçekleştirilen kritik tasarım, çok tabakalı mikroşerit yapılarda kullanılarak band genişliğine olumlu katkısı incelenmiştir.



B Ö L Ü M 1

Mikroşerit antenler

1.1 Mikroşerit anten uygulamaları

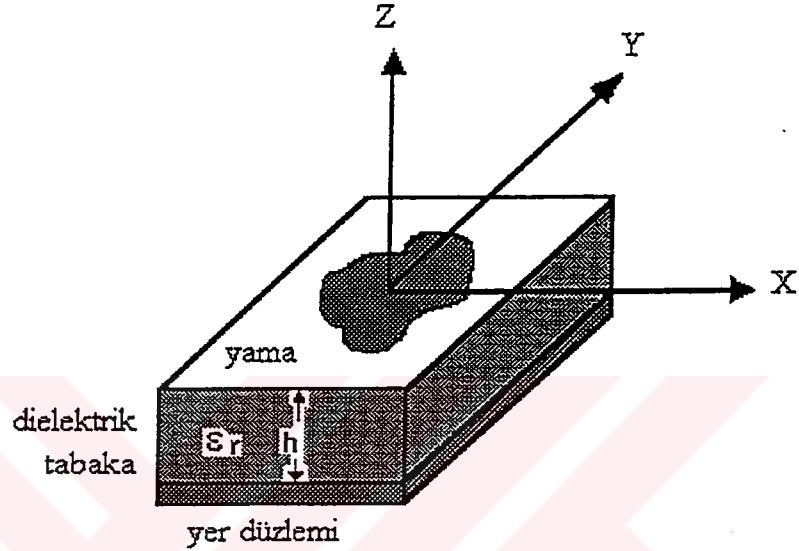
Mikroşerit antenler her ne kadar 1950'li yıllarda ortaya çıktı ve üzerinde araştırmalar yapıldı ise de, 1986'dan sonraki uygulamalar daha dikkat çekici özellikler göstermektedir. Yapısı itibari ile çok farklı mikroşerit anten düzenekleri geliştirmek ve uygulama alanları bulmak olanaklıdır. Bu uygulama alanlarından bazıları aşağıda verilmiştir.

- 1°. Biyomedikal aplikatör olarak kullanılması, mikroşerit antenlerin boyutlarının biyolojik yapıların içine girebilecek boyutlarda tasarlanabilmesi, biyolojik doku ile antenin temasının kolayca kesilebilmesi nedeniyle (Bahl ve diğerleri, 1980),.
- 2°. Uydu alıcılarında, elektrik ve mekanik avantajları ve üzerinde bulundukları yapılarda uyum sağlayabilmesi, üretim kolaylığı nedeniyle (Motohisak, 1990),.
- 3°. Kontrol ve komanda sistemlerinde, hafif, akım ve faz kontrollerinin mikroişlemcilerle rahatlıkla yapılabilmesi nedeniyle. (Bahl ve diğerleri, 1980),
- 4°. Radarlarda, kontrol ve kumanda yeteneklerinin kolaylıkla sağlanabilmesi (Bahl 1980),.
- 5°. Uçak, uydu, roket gibi aerodinamik özelliklerin korunması, gerektiği yerlerde, uyumluluk nedeniyle (Bahl,1980), olmak üzere ve daha bir çok yerde uygulama alanları bulabilmektedir ve daha yeni uygulama alanları bulunacaktır.

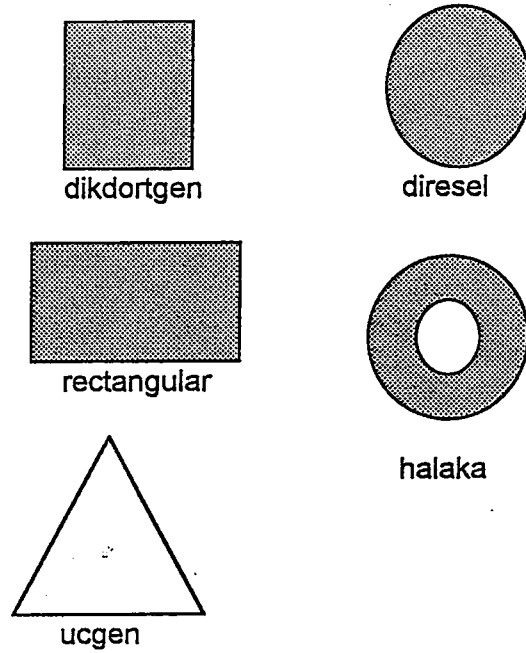
1.2 Mikroşerit anten yapısı

Mikroşerit antenlerin yapısı oldukça basittir. Geniş bir iletken lavhanın üzerindeki dielektrik tabakanın tam üstüne yamanmış, bakır veya

altın gibi iletkenlerden ince bir şekilde, kaplama ve bu kaplama ile geniş iletken levhanın arasındaki uyum bağlantısından oluşur. Yama şekil (1.1a)'da gösterildiği gibi herhangi bir şekilde olabilir (Howell 1975, ... vs), ancak analizlerde basitlik sağlamak ve en az çaba ile sonuca gitmek için mikroşerit antenin yamanın şekli belirli yapıda, düzgün, özellikle bu çalışmada dikdörtgen yama olarak alınacaktır.



Şekil (1.1 a) keyfi şekilli yama



Şekil (1.1. b) düzgün şekilli yama

1.3 Mikroşerit anten avantaj ve dezavantajları

Mikroşerit antenler, diğer mikrodalga antenlerine göre (300 MHz - 50GHz) gibi geniş bir frekans aralığında, daha çok uygulama alanına ve avantaja sahiptir. Bu avantajlar kısaca aşağıdaki gibi sıralanabilir.

- 1°. Üretim maliyetinin düşük olması.
- 2°. Boyutlarının küçük, ağırlıkça hafif, kolaylıkla monte edilebilir olması,.
- 3°. Beslemesi ve uyum şebekeleri anten ile aynı anda imal edilebilir olması,
- 4°. Beslemenin her türlü polarizasyon için ayarlanabilir olması,
- 5°. Mikroşerit antenlerin ossilatör, elektrooptik modulatör ve yarı iletken gibi elemanlarla uyumlu çalışması da olanaklıdır.

Yukarıdaki sıralanan avantajlarla birlikte, mikroşerit antenin dezavantajları vardır. Bunlardan bazıları aşağıda sıralanmıştır.

- 1°. Dar band genişliği.
- 2°. Çeşitli kayıplar sonucu, düşük kazançlı olması,
- 3°. ~ 20 dB olan en üst kazancın elde edilmesinde pratik güçlükler olması,
- 4°. Besleyici ve ışıma elemanı arasındaki zayıf yalıtım.
- 5°. Yüzey dalgaları uyarımının olması.
- 6°. Düşük güç kapasitesi olması.
- 7°. Ucundan ışımaya sahip olması,

1.4 Dielektrik alt tabakanın dielektrik sabiti ϵ_r

Antenin yapısındaki kullanılan dielektrik alt tabaka, antenin iyi performans göstermesi için, dikkatle seçilmelidir. Genelde tabakanın dielektrik sabiti $\epsilon_r < 10$ seçimi uygun bulunmaktadır.

İşıma alanları, yamanın kenarlarındaki alanlardan oluşur. Kenarlardaki alanlar iyileştirmek için $\epsilon_r < 5$ olmalıdır. Ancak, anten performansının en üst düzeyde gerçekleşebilmesi için $\epsilon_r > 5$ seçilmelidir.

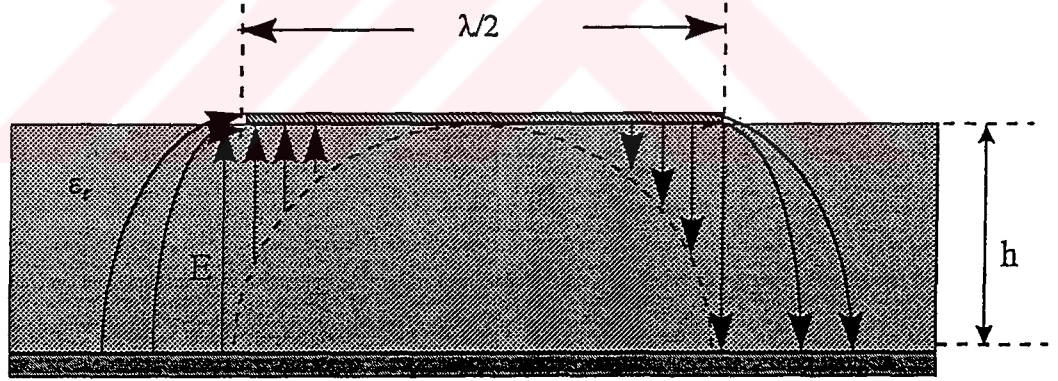
Dielektrik tabakanın bu önemli parametresi süreksizlik nedeniyle frekansa bağlı olduğu açıkça görünmektedir. Ortam parametrelerinin frekansa bağlılığı, bu çalışmanın ilerideki bölümlerinde incelenecektir.

1.5 Işıma mekanizması

1-4 Paragrafında olduğu gibi, ışıma alanları yama kenarlarındaki alanlardan oluşur ve yamanın kenarları boyunca, alanlar sabit olması varsayılmaktadır (Denglinger 1969, ...vs).

Toprak düzlemine göre alanlar, normal ve teğetsel bileşenlere ayrılabilir. Yamanın genişliği $\lambda / 2$ alınır, alanlarının normal bileşenleri zıt fazda olur ve birbirine yok ederler. Alanların teğetsel bileşenleri ise aynı fazda olması nedeniyle birbirine eklenerek ışıma oluştururlar.

Yukarıdaki tartışmayı göstermek için, elektrik alanın şekli aşağıdaki gibi gösterilmiştir.



Şekil (1.2) elektrik alanın davranışı

1.6 Besleme metodları

Mikroşerit anten dielektrik tabakanın üst kısmında ışıma elemanları taşımaktadır. Bu aktif elemanları beslemek için, mikroşerit veya koaksiyal hat, kullanılır (De A., 1984 ...vs).

Besleme noktası uygun seçerek, besleme hattının antenle uyumu sağlanır.

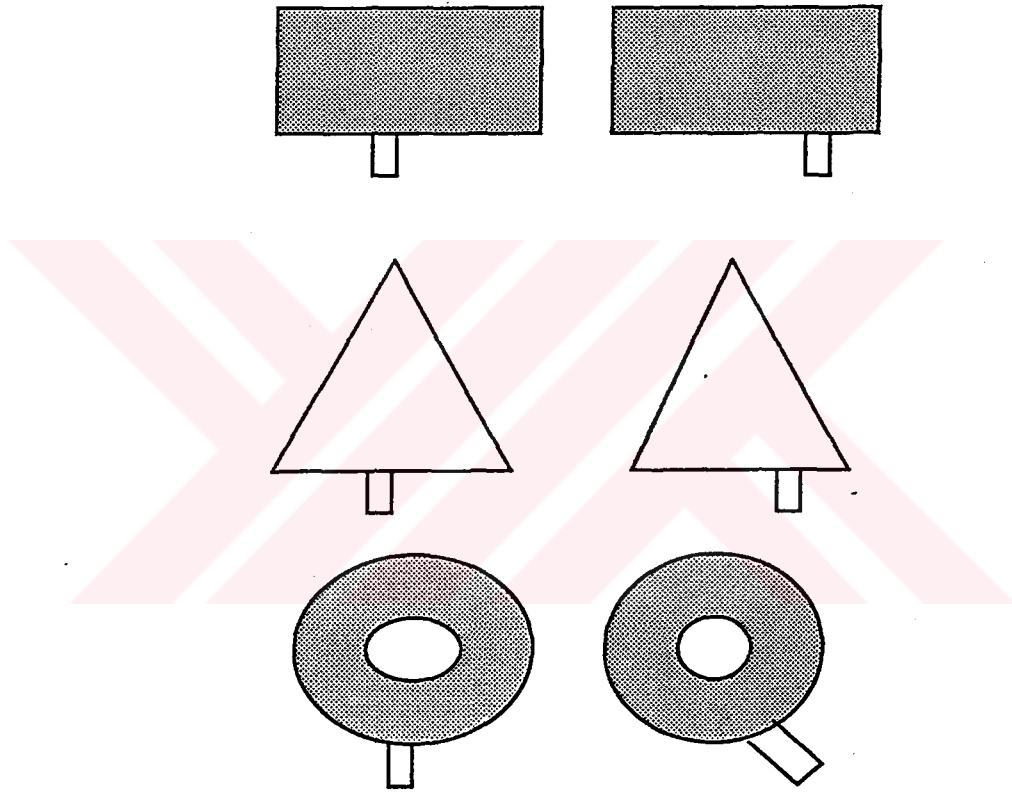
Besleme noktasına göre, mikroşerit antenlar, şöyle sınıflandırılabilir:

1°. Merkezden beslemeli anten.

2°. Merkez dışında beslemeli anten.

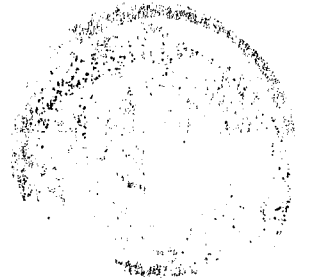
Besleme noktası, anten ışımasını etkiler, Green fonksiyonu kullanılarak, bu etkinin bağıntıları elde edilebilir.

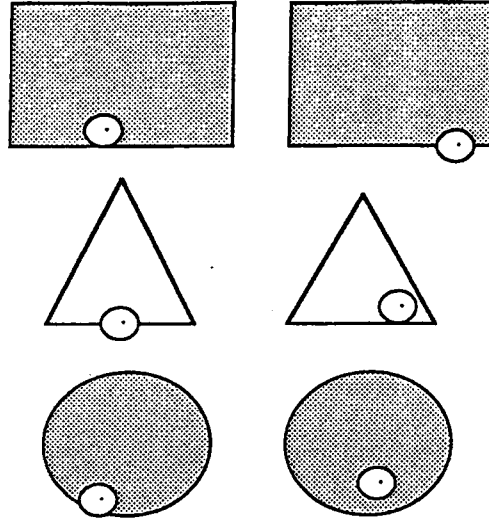
Değişik yamanın şekilleri için çeşitli mikroşerit besleme tipleri şekil (1.3)'te gösterilmiştir.



Şekil (1.3) mikroşerit hat ile besleme

Koaksiyal hattı kullanarak beslenmiş, yamanın değişik şekilleri, şekil (1.4)'te gösterilmiştir.



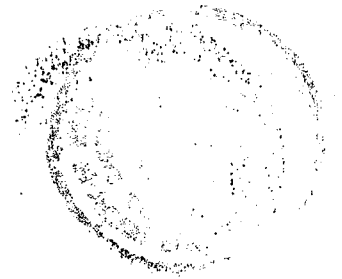
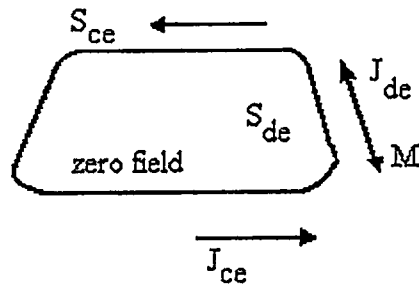
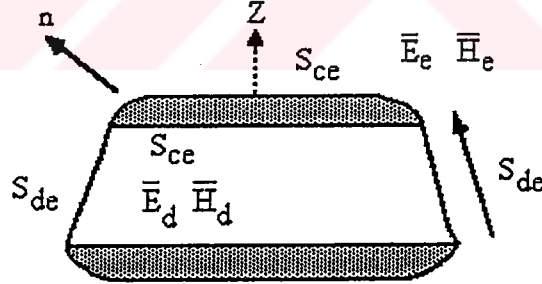


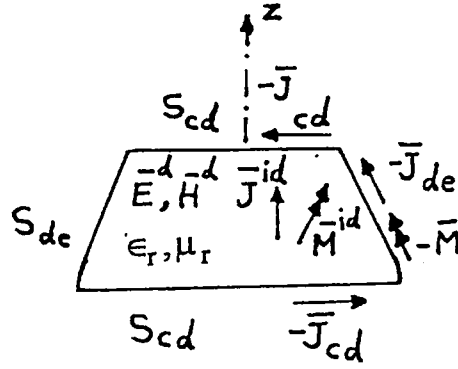
Şekil (1.4) koaksiyal besleme

1.7 Sınır koşulları

Mikroşerit antende yamanın varlığından dolayı homojen olmayan sınır koşulları oluşur. Bunlar aşağıda sıralandırılan ve şekil (1.5)'te gösterilen ara yüzeylerde gerçekleşir (Spnicopoulos ve diğerleri 1985, ...vs)

1. Dielektrik - iletken ara yüzey S_{cd} .
2. Dielektrik - dış ortam ara yüzey S_{ce} .
3. İletken - dış ortam ara yüzey S_{de} .





Şekil (1.5) ara yüzeyler

Şekil (1.5)'te gösterilen ara yüzeylerde sağlanan sınır koşulları ise

$$\begin{aligned}
 \vec{a}_n \times \vec{E}_d &= 0 & S_{cd} \text{ de} \\
 \vec{a}_n \times \vec{E}_e &= 0 & S_{cd} \text{ de} \\
 \vec{a}_n \times \vec{E}_d &= \vec{a}_n \times \vec{E}_e & S_{de} \text{ de} \\
 \vec{a}_n \times \vec{H}_d &= \vec{a}_n \times \vec{H}_e & S_{ce} \text{ de}
 \end{aligned} \quad \dots(1.1)$$

ara yüzeylerdeki yüzey akımları ise,

$$\begin{aligned}
 \vec{J}_{cd} &= \vec{a}_n \times \vec{H}_d \quad S_{cd} \text{ de} \\
 \vec{J}_{ce} &= \vec{a}_n \times \vec{H}_e \quad S_{cd} \text{ de} \\
 \vec{J}_{de} &= \vec{a}_n \times \vec{H}_e \\
 \vec{M} &= \vec{a}_n \times \vec{E}_e
 \end{aligned} \quad \dots(1.2)$$

şeklinde. (1.1) ve (1.2) bağıntılarında, $\vec{E}_d$ dielektrik alt tabakadaki elektrik alanı, $\vec{E}_e$ dış ortamdaki elektrik alanı, $\vec{H}_d$ dielektrik tabakadaki magnetik alanı, $\vec{H}_e$ dış ortamdaki magnetik alanı göstermektedir. Akım ve alanlar için yazılan sınır koşullarından (1.3) bağıntıları bulunur.

$$\vec{E}_d \tan(\vec{J}_{cd} + \vec{J}_{de}, \vec{M}) = -\vec{E}_d \tan(\vec{J}_{id}, 0) \quad S_{cd} \text{ de}$$

$\vec{J}_{id}$ = yerdeğiştirme akım yoğunluğu

$$-\vec{E}_e \tan(\vec{J}_{ce} + \vec{J}_{de}, \vec{M}) = 0 \quad S_{ce} \text{ de} \quad \dots(1.3)$$

$$-\vec{E}_e \tan(\vec{J}_{ce} + \vec{J}_{de}, \vec{M}) - \vec{E}_d \tan(\vec{J}_{cd} + \vec{J}_{de}, \vec{M}) = -\vec{E}_e \tan(\vec{J}_{id}, 0) \quad S_{de} \text{ de}$$

$$-\vec{H}_e \tan(\vec{J}_{de} + \vec{J}_{de}, \vec{M}) - \vec{H}_d \tan(\vec{J}_{cd} + \vec{J}_{de}, \vec{M}) = -\vec{H}_d \tan(\vec{J}_{id}, 0) \quad S_{de} \text{ de}$$

BÖLÜM 2

2.1 Kaynak içeren çok tabakalı sistem

2.1.1 Giriş

Yama anten, çok tabakalı sistemlerin özel bir durumu gibi gözününe alınabilir. Bu nedenle tabakalı sistemlere başlangıç olarak alınmıştır.

Çok tabakalı sistemlerde araştırmalar 1900 lü yılların başlarında özellikle Sommerfeld'in çalışmalarıyla başlar (Sommerfeld ve diğerleri 1909). Sommerfeld kayıplı, homojen geniş bir ortam üzerinde yerleşen bir Hertz dipolü için alan çözümlerini sonsuz integral şeklinde buldu. 1912 yılında yine kayıplı, homojen, geniş bir ortam üzerindeki yatay polarizasyonlu Hertz dipolü problemi üzerine V. Nörschelmann çalışmalar yaptı (Volkert 1989). 1926'da Sommerfeld ilk çalışmalarına benzer ortamlar üzerinde magnetik Hertz dipol için çözümler buldu (Sommerfeld ve diğerleri 1926). Bundan sonraki çalışmalar genellikle Sommerfeld'in geliştirmiş olduğu teoriden hareketle çözümler üzerine oldu. İlk çalışmalar alanların süperpozisyonu prensibinden yararlanılarak uzay ve yüzey dalgasının toplamı olarak alındı.

Weyl sonsuz integral için çözümler buldu, ancak bulduğu çözümler, kaynağa yakın gözlem noktaları için Sommerfeld çözümlerinden farklı çözümler veriyor, kaynaktan uzak gözlem noktaları için ise aynı çözümler veriyordu. Problem üzerine tartışmalar 1955'e kadar sürdü, birçok araştırmacı bu konu üzerinde çalıştı.

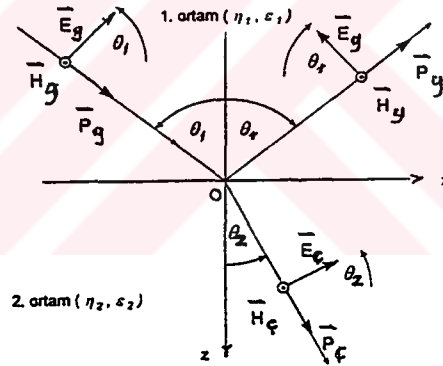
1955'te iki tabakalı bir sistem üzerindeki magnetik dipol için, quasi statik çözüm kullanıldı (Chang ve diğerleri 1993). Bundan sonraki çalışmalar çok tabakalı sistemin çözümleri için farklı yaklaşımları içerir, bunlardan en göze çarpanlarından birisi Wait'in çalışmalarıdır (Wait 1966 ...vs). 1972 de Kong problemi başka bir yaklaşımla çözdü (Kong 1975), Kong alanları TE, TM diye ayırarak çözüme gitti.

Genel durumda, integral denklemini çözmek için tabakaların ortam parametrelerini (σ , ϵ , μ) tensörel yapıda almak gerekti (Lee ve diğerleri, 1983 ...vs).

Literatürde, Sommerfeld integralin çözümleri iki terimin toplamından olmaktadır (Jackson ve diğerleri 1985). Bu terimler ilerideki bölümlerde sıralanacaktır.

2.1.2 Çok tabakalı sistem alan çözümleri

Başlangıç olarak, iki tabakalı, bir ortama herhangi bir doğrultuda düzlem dalganın geldiği varsayalım. Gelen dalganın bir kısmı gelme yüzeyinden yansır ve diğer kısmı ise, ikinci ortama geçer. Kullandığımız sistemde her iki tabaka, gelen dalga, yansıyan ve geçen dalga şekil (2.1)'de gösterilmiştir.



Şekil (2.1) Keyfi doğrultuda gelen dalga

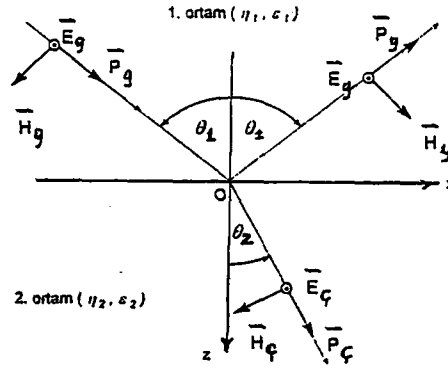
Şekil (2.1)'de, gelme doğrultusunun ara yüzeye dik eksen ile oluşturduğu düzleme, gelme düzlemi adı verilir.

Gelen dalganın elektrik alanı gelme düzlemine, dik veya paralel olarak gelebilir. Elektrik alanı dik olduğunda magnetik alan gelme düzlemine paralel olur. Aynı zamanda elektrik alan ara yüzeye paralel olur. Bu durumda dalgalara Transverse Elektrik (TE) dalgaları denir. Elektrik alanı gelme yüzeye dik ve magnetik alanı aynı yüzeye paralel ise, bu durumda dalgalara Transverse Magnetik (TM) dalgaları denir. (Straton 1941).

Her iki durumu bundan sonraki pragrafta açıklanacaktır.

2.1.2.1 Elektrik alan ara yüzeye paralel (TE).

TE dalgaların durumu Şekil (2.2)'de gösterilmiştir



Şekil (2.2) TE dalgaları

Şekil (2.2)'de gösterilen ara yüzeyde sağlanan sınır koşulları şöyle sıralanır:-

$$E_{t1} = E_{t2} \text{ ve } H_{t1} = H_{t2} \quad \dots(2.1)$$

(2.1) bağıntısında E_{t1} birinci ortamdaki elektrik alanın teğetsel bileşeni, E_{t2} ikinci ortamdaki elektrik alanın teğetsel bileşenini, H_{t1} birinci ortamdaki magnetik alanın bileşenini ve H_{t2} ikinci ortamdaki magnetik alanın bileşenini göstermektedir. Ara yüzeyde $\vec{D}$ 'nin normal bileşeni ve $\vec{B}$ 'nin normal bileşeni aşağıdaki bağıntıyı sağlayacaktır

$$D_{n1} = D_{n2} \quad B_{n1} = B_{n2} \quad \dots(2.2)$$

$\vec{D}$ yer değiştirme akımının yoğunluğu, $\vec{B}$ ise magnetik akı'nın yoğunluğu göstermektedir.

Şekil (2.2)'de gösterildiği gibi, birinci ortamdaki elektrik alanı, yansıtan (E_{ty}) ve gelen alanların E_{tg} toplamından oluşur. Bunu şu şekilde ifade edilebilir.

$$E_{t1} = E_{ty} + E_{tg} \quad \dots(2.3)$$

İkinci ortamdaki elektrik alanı, geçen (E_g) alanı gösterir.

Şekil (2.1)'ye sınır koşullarını uygulayıp ve (2.3) bağıntıdan faydalanarak (2.4) bağıntısı elde edilir (Straton 1941, Gürmen 1985).

$$\frac{1}{Z_1}(\vec{E}_g - \vec{E}_y) \cos \theta_1 = \frac{1}{Z_2} \vec{E}_g \cos \theta_2 \quad \dots(2.4)$$

Şekil (2.2)'de ve (2.4) bağıntıda θ_1 gelme açısı ve θ_2 geçirme açısıdır, ve yansıma açısı θ_y , Snell yasasına göre θ_1 eşit (Edward 1968) olduğundan dolayı, (2.4), bağıntıda θ_y yerine θ_1 kullanıldı. Geçen alanı $\vec{E}_g$ aşağıdaki bağıntıda gösterilir.

$$\vec{E}_g = \vec{E}_g + \vec{E}_y \quad \dots(2.5)$$

(2.5) ile birlikte, $Z = \frac{\omega \mu}{k}$ ve $\mu_1 = \mu_2$ (dielektrik ortamlar için) tanımlardan

faydalanarak, (2.4) bağıntıyı aşağıdaki gibi yeniden yazılır.

$$\frac{\vec{E}_y}{\vec{E}_g} = \frac{k_1 \cos \theta_1 - k_2 \cos \theta_2}{k_1 \cos \theta_1 + k_2 \cos \theta_2} \quad \dots(2.6)$$

Straton (1941) olduğu gibi θ_2 , θ_1 cinsinden yazarak (2.6) bağıntıyı şu şekilde olacaktır.

$$\frac{\vec{E}_y}{\vec{E}_g} = \frac{k_1 \cos \theta_1 - \sqrt{k_1^2 - k_2^2 \sin^2 \theta_1}}{k_1 \cos \theta_1 + \sqrt{k_1^2 - k_2^2 \sin^2 \theta_1}} \quad \dots(2.7)$$

(2.7) bağıntıda k_1 birinci ortamın dalga sayısı ve k_2 ikinci ortamın dalga sayısı olmak üzere bağıntının sağ tarafı yansıma katsayısı (Γ) olarak tanıtılır.

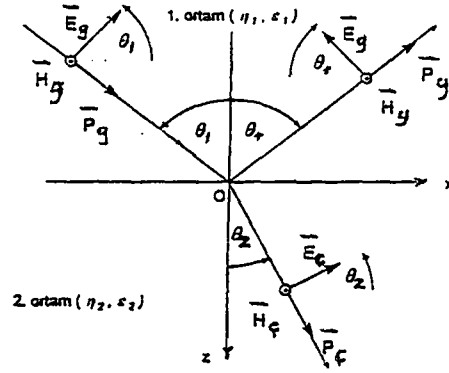
$\vec{E}_y$ ifadesini (2.5) bağıntıdan bulduktan sonra, (2.4) bağıntıdaki yerine yerleştirip geçirme katsayısı, elde edilir ve (2.8) bağıntıda verilir.

$$\frac{\vec{E}_e}{\vec{E}_g} = \frac{2k_1 \cos \theta_1}{k_1 \cos \theta_1 + \sqrt{k_1^2 - k_2^2 \sin^2 \theta_1}} \quad \dots(2.8)$$

(2.8) bağıntının sağ tarafı, geçirme katsayısı (T) olarak adlandırılır.

2.1.2.2 Magnetik alanı, gelme yüzeyine paralel (TM)

TM dalgar durumunda, magnetik alanı, ara yüzeyine paralel ve elektrik alanı, aynı, yüzeye dik olarak gelmektedir. Şekil(2.3)'te TM durumu gösterilmektedir.



Şekil (2.3) TM dalgaları

Şekil (2.3)'teki magnetik alanı bileşenlerini elde etmek için, paragraf 2.1.2.1' deki aynı işlem kullanılır ve sonuç olarak magnetik alanı bileşenleri.

$$\frac{\bar{H}_c}{\bar{H}_g} = \frac{2k_1 \cos \theta_1}{k_1 \cos \theta_1 + k_1 \sqrt{k_1^2 - k_2^2 \sin^2 \theta_1}} \quad \dots(2.9)$$

$$\frac{\bar{H}_y}{\bar{H}_g} = \frac{k_2 \cos \theta_1 - \sqrt{k_1^2 - k_2^2 \sin^2 \theta_1}}{k_2 \cos \theta_1 + k_1 \sqrt{k_2^2 - k_1^2 \sin^2 \theta_1}} \quad \dots(2.10)$$

Şeklindedir (Gürmen,1985). (2.9) ve (2.10) bağıntıların sağ tarafları TM geçirme ve yansıma katsayıları olmaktadır.

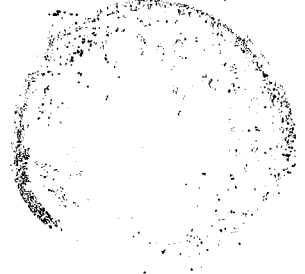
Şekil (2.3)'te gösterilen durumu, elektrik alanın bileşenleri, aşağıdaki verilen bağıntılardan elde edilir.

$$\bar{E}_g = -\frac{\omega \mu_2}{k_2} \bar{a}_{n_1} \times \bar{H}_g$$

$$\bar{E}_\phi = -\frac{\omega \mu_2}{k_2} \bar{a}_{n_2} \times \bar{H}_\phi$$

$$\bar{E}_y = -\frac{\omega \mu_2}{k_2} \bar{a}_{n_1} \times \bar{H}_y$$

...(2.11)



(2.9) ve (2.10) bağıntılarından faydalanarak, geçirme ve yansıma katsayıları,

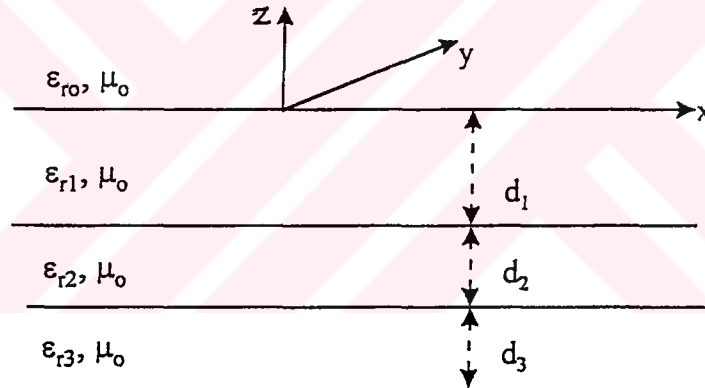
$$\frac{\bar{E}_c}{\bar{E}_g} = \frac{2k_2 \cos \theta_1}{k_2 \cos \theta_g + k_1 \sqrt{k_2^2 - k_1^2 \sin^2 \theta_1}} \quad \dots(2.12)$$

$$\frac{\bar{E}_y}{\bar{E}_g} = \frac{k_2 \cos \theta_g - k_1 \sqrt{k_2^2 - k_1^2 \sin^2 \theta_1}}{k_2 \cos \theta_g + k_1 \sqrt{k_2^2 - k_1^2 \sin^2 \theta_1}} \quad \dots(2.13)$$

şeklinde bulunmaktadır.

2.1.3 Üç tabakalı sistem

Üç tabakalı, sistem şekil (2.4)'de gösterilir



Şekil (2.4) üç tabakalı sistem

Straton (1941) olduğu gibi, sistemin her tabakadaki yansıyan ve geçen alan bileşenleri vardır. Sistemde dört tane bilinmeyen varlığı nedeniyle, dört tane bağıntı kurulmasını gerektirmektedir. Paragraf (2.1.2)'de bulunan kavramlardan faydalanarak, gerekli olan bağıntılar.

$$\bar{E}_{1g} + \bar{E}_{1y} = \bar{E}_{2c} + \bar{E}_{2y} \quad \dots(2.14)$$

$$\bar{E}_{1g} - \bar{E}_{1y} = Z_{12}(\bar{E}_{2c} + \bar{E}_{2y}) \quad \dots(2.15)$$

$$\vec{E}_{2c}e^{jk_2d} + \vec{E}_{2y}e^{-jk_2d} = \vec{E}_{3c}e^{jk_2d} \quad \dots(2.16)$$

$$\vec{E}_{2c}e^{jk_2d} - \vec{E}_{2y}e^{-jk_2d} = Z_{23}\vec{E}_{3c}e^{jk_2d} \quad \dots(2.17)$$

Şeklindedir, (2.14, 2.15, 2.16 ve 2.17) bağıntılarında, $\vec{E}_1$ birinci ortamın gelen alanı, $\vec{E}_y$ birinci ortamın yansıtan alanı, $\vec{E}_2$ ç ikinci ortamın geçiren alanı, $\vec{E}_{2y}$ ikinci ortamın yansıtan alanı ve $\vec{E}_3$ ç üçüncü ortamın geçiren alanı gös termektedir. Aynı bağıntılarda Z_{12} ve Z_{23} için şöyle bir tanım

$$Z_{12} = \frac{Z_1}{Z_2} \quad \text{ve} \quad Z_{23} = \frac{Z_2}{Z_3} \quad \dots(2.18)$$

Kullanılmaktadır. (2.14, 2.15, 2.16, ve 2.17) bağıntıları gerekli işlem yaptıktan sonra, yansıma ve geçirme katsayıları

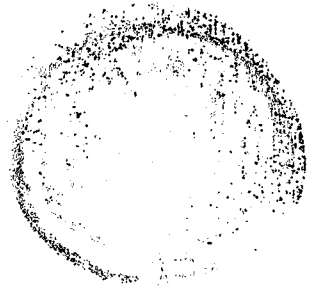
$$\Gamma_3 \text{ (TE)} = \frac{(1-Z_{23}) + (1+Z_{23}) \frac{(1-Z_{12})}{(1+Z_{12})} e^{-2jk_2d_1}}{(1+Z_{23}) + (1-Z_{23}) \frac{(1-Z_{12})}{(1+Z_{12})} e^{-2jk_2d_1}} \quad \dots (2.19)$$

$$\Gamma_3 \text{ (TM)} = \frac{(1-Z_{32}) + (1+Z_{32}) \frac{(1-Z_{21})}{(1+Z_{21})} e^{-2jk_2d_2}}{(1+Z_{23}) + (1-Z_{32}) \frac{(1-Z_{21})}{(1+Z_{21})} e^{-2jk_2d_2}} \quad \dots (2.20)$$

$$T_3 \text{ (TE)} = \frac{Z_2 e^{-2jk_2d_2}}{(1+Z_{23}) + (1-Z_{32})(1+Z_{23}) \frac{(1-Z_{12})}{(1+Z_{12})} e^{-2jk_2d_2}} \quad \dots (2.21)$$

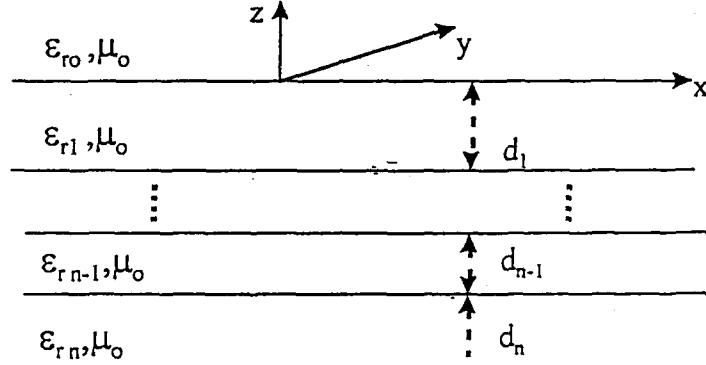
$$T_3 \text{ (TM)} = \frac{Z_2 e^{-2jk_2d_2}}{(1+Z_{32}) + (1-Z_{32})(1+Z_{21}) \frac{(1-Z_{12})}{(1+Z_{12})} e^{-2jk_2d_2}} \quad \dots (2.22)$$

şeklinde bulunabilir.



2.1.4 n-tabakalı sistem

Şekil (2.5)'te n-tabakalı bir sistem gösterilir



Şekil (2.5) n - tabakalı sistem

Şekil (2.5)'teki sistemin katsayıları üç tabakalı sistemde bulunan bağıntıların genelleştirilerek elde edilir. Γ yansıma katsayısı Volkert (1989)'de olduğu gibi,

$$\Gamma_n (TM) = \frac{\epsilon (-)_{n+1}^{n+1} + \epsilon (+)_{n+1}^{n+1} \Gamma_{n+1} (TM) e^{-2jv_{(n+1)}(d_{n+1}-d_n)}}{\epsilon (+)_{n+1}^{n+1} + \epsilon (-)_{n+1}^{n+1} \Gamma_{n+1} (TM) e^{-2jv_{(n+1)}(d_{n+1}-d_n)}} \quad \dots(2.23)$$

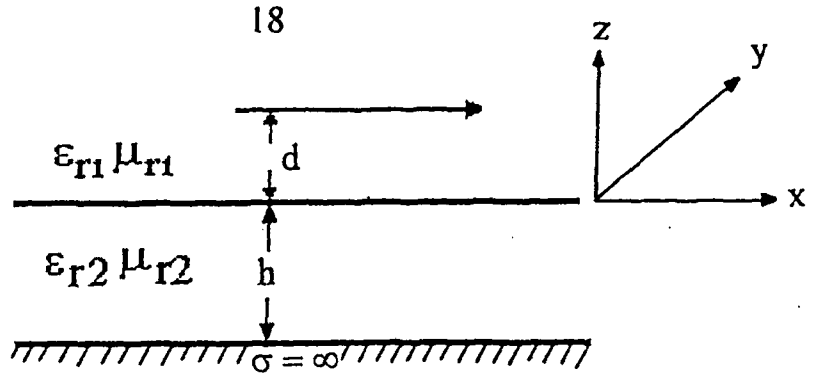
şeklindedir. (2.23) bağıntısında

$$\epsilon (\pm)_{n+1}^{n+1} = \frac{\epsilon_{m+1}}{\epsilon_m} \pm \frac{U_{n+1}}{U_n} \quad \dots(2.24)$$

ifade etmektedir.

2.2.1 Yatay dipol problemi

Dielektrik tabakaların üstünde yerleştirilmiş yatay bir dipol şekil (2.6)'de gösterilmektedir.



Şekil (2.6) yatay dipol

Şekil (2.6)'daki sistemde, toprak düzlemi görülüyor. Dipolun varlığı nedeniyle homojen olmayan sınır koşulları ortaya çıkar (Mosig ve diğerleri 1985).

Dielektrik tabaka ile dış ortam arasındaki ara yüzeyde sağlanan sınır koşulları,

$$\vec{a}_z \times (\vec{E}_1 - \vec{E}_2) = 0 \quad \dots(2.25)$$

$$\vec{a}_z \times (\vec{H}_1 - \vec{H}_2) = 0 \quad \dots(2.26)$$

şeklinde olmak üzere, dipoldeki sağlanan sınır koşulları ise

$$\vec{a}_z \times \vec{E} = 0 \quad \dots(2.27)$$

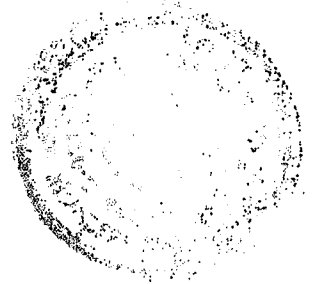
$$\vec{a}_z \times \vec{H} = \vec{J}_s \quad \dots(2.28)$$

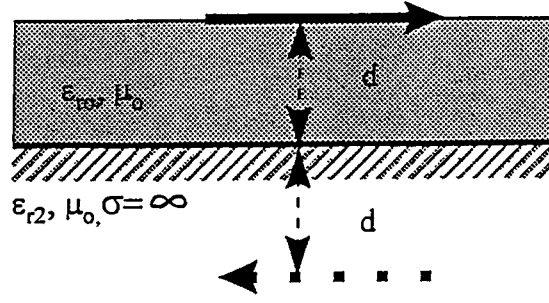
bulunmaktadır.

(2.25, 2.26, 2.27 ve 2.28) bağıntılardaki gösterilen sınır koşullarının dışında, toprak düzleminde sağlanan koşullar vardır. Bunlar, (2.27) ve (2.28) bağıntılarda verilen sınır koşullarının aynısıdır.

Toprak düzleminin varlığı nedeniyle ortaya çıkan koşulları, çıkarmak için görüntü teorisi kullanılır (Alenen 1986 ...vs).

Dipol ve görüntüsü Şekil (2.7)'de gösterilmektedir.





şekil (2.7) dipol ve görüntüsü

Şekil (2.7)'de kaynak, $I_x dx$ ve $-\frac{Z_1 - Z_2}{Z_1 + Z_2} e^{-2jk_z d_2} I_x dx$ dan oluşur. Bu

kaynağın alanı aşağıdaki gibi olacaktır.

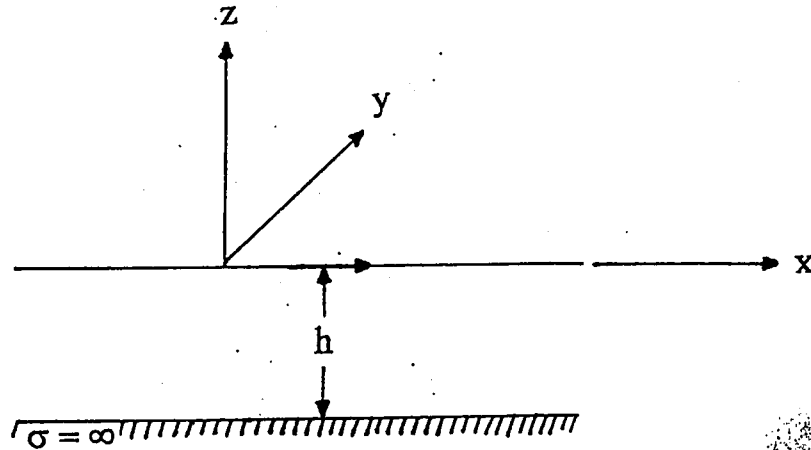
$$dE(TM) = \frac{1}{\mu\omega\pi\epsilon_0} \left(I_x dx - \frac{Z_1 - Z_2}{Z_1 + Z_2} I_x dx e^{-jk_2 d_2} \right) \quad \dots(2.29)$$

(2.29) bağıntıdaki $I_x dx$ bir eleman dipol olmaktadır.

2.2.1.1 Yatay dipolun integral denklemi

Pratikteki kaynaklar, (2.29) bağıntıda gösterilen kaynak gibi olmayabilir. Bu yüzden alan, eleman dipol kaynatan alanın integrali, olacaktır (Mohsen 1982 ...vs).

Dielektrik tabaka üstünde yatay bir dipol şekil (2.8)'de gösterilmektedir.



Şekil (2.8) Dielektrik tabaka üstüne bir dipol

2.2.2 Helmholtz homojen denklemi

Helmholtz homojen denklemini elde etmek için aşağıdaki Maxwell denklemlerini kullanılır (Robert 1981)

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = j\omega \epsilon \vec{E} \quad \dots(2.30)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -j\omega\mu \vec{H}$$

(2.30) bağıntıdan.

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = -j\omega \epsilon \vec{E} \quad \dots (2.31)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{E} = -j\omega\mu \vec{\nabla} \times \vec{H}$$

Yazılabilir. (2.30) bağıntının ikinci kısmı, birinci kısmına yerleştirip (2.31) bağıntıyı elde edilir.

$$\frac{\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{E}}{-j\omega\mu} = -j\omega \epsilon \vec{E} \quad \dots(2.32)$$

(2.32) bağıntıdan Helmholtz denklemi elde edilir.

$$\nabla^2 \vec{E} + U^2 \vec{E} = 0 \quad \dots(2.33)$$

(2.33) bağıntısına, Helmholtz homojen denklemi denir. Bu denklemin çözümü için bir koordinat sistemi seçmeyi gerektirir. Genelde, koordinat sisteminin seçimi, kaynağın şekline bağlıdır. Şekil (2.7)'deki kaynak bir dipol olduğundan dolayı, silindirik koordinat sistemi kullanılmalıdır.

Homojen olmayan Helmholtz denklemi silindirik koordinat sistemine göre çözülerek aşağıdaki alanlar elde edilir (Volkert, 1989).

$$E_z(TM) = -j \frac{I_x d_x}{\mu\pi\omega \epsilon_0} \int_{-\infty}^{+\infty} \beta^2 \frac{1}{1 - \frac{U_0}{U_1} \epsilon_r \cot(U_1 h)} e^{-jU_0 z} H_1^{(2)}(\beta \rho) \cos \phi \, d\beta \quad \dots(2.34)$$

$$H_{z0}(TM) = 0 \quad \dots(2.35)$$

$$H_{z0}(TE) = -j \frac{I_x d_x}{\mu\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \beta^2 \frac{1}{1 - \frac{U_0}{U_1} \epsilon_r \cot(U_1 h)} e^{-jU_0 z} H_1^{(2)}(\beta \rho) \sin \phi \, d\beta \quad \dots (2.36)$$

$$E_{z0}(TE) = 0 \quad \dots(2.37)$$

(2.34) ve (2.36) bağıntılarda, $U_0 = \sqrt{k_0^2 - \beta^2}$, $U_1 = \sqrt{k_1^2 - \beta^2}$, $k_1 = k_0 \sqrt{\epsilon_r}$ göstermektedir $H_1^{(2)}$ Hankel fonksiyonu göstermektedir. (2.25, 2.26, 2.27 ve 2.28) bağıntılardaki verilen sınır koşulları kullanılarak dielektrik tabakadaki alanlar, aşağıdaki şekilde elde edilir.

$$E_{z1}(TM) = j \frac{I_x d_x}{\mu \epsilon_0} \int_{-\infty}^{+\infty} \beta^2 \frac{U_0}{U_1} \frac{1 - j \alpha(U_1 h)}{1 - j \frac{U_0}{U_1} \alpha(U_1 h)} (e^{-j U_1 z} + e^{-j U_1 (2h+z)}) H_1^{(2)}(\beta \rho) \cos \varphi d\beta \quad \dots(2.38)$$

$$H_{z1}(TE) = j \frac{I_x d_x}{8\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \beta^2 \frac{1 - j \alpha(U_1 h)}{1 - j \frac{U_0}{U_1} \alpha(U_1 h)} (e^{-j U_1 z} + e^{-j U_1 (2h+z)}) H_1^{(2)}(\beta \rho) \sin \varphi d\beta \quad \dots(2.39)$$

Alanların φ ve ρ bileşenlerini bulmak için, Maxwell denklemlerinden hareketle silindirik dalga klavuzu kullanarak aşağıdaki gibi yazılır.

$$\beta^2 H_{\rho n}(TM) = j \frac{\omega \epsilon}{\rho} \frac{dE_{zn}}{d\rho} \quad \dots(2.40)$$

$$\beta^2 H_{\varphi n}(TM) = -j \omega \epsilon \frac{dE_{zn}}{d\rho} \quad \dots(2.41)$$

$$\beta^2 E_{\rho}(TM) = -U_n \frac{dE_{zn}}{d\rho} \quad \dots(2.42)$$

$$\beta^2 E_{\varphi n}(TM) = -\frac{U_n}{\rho} \frac{dH_{zn}}{d\rho} \quad \dots(2.43)$$

$$\beta^2 H_{\rho n}(TE) = -U_n \frac{dH_{zn}}{d\rho} \quad \dots(2.44)$$

$$\beta^2 H_{\varphi n}(TE) = -\frac{U_n}{\rho} \frac{dH_{zn}}{d\rho} \quad \dots(2.45)$$

$$\beta^2 E_{\rho n}(TE) = -j \frac{\omega \mu}{\rho} \frac{dH_{zn}}{d\phi} \quad \dots(2.46)$$

$$\beta^2 E_{\phi n}(TE) = -j\omega\mu \frac{dH_{zn}}{d\rho} \quad \dots (2.47)$$

n = tabaka numarasıdır.

Yukarıdaki bağıntılarda $\beta^2 = -U_n^2 + \omega^2 \mu \epsilon$, n : tabakanın sayısını (1, 2,...) göstermektedir.

2.3 Hankel ve Bessel fonksiyonu

Genelde, (2.34, 2.36, 2.38 ve 2.39) bağıntılardaki Sommerfeld integrali aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$I = \int_{-\infty}^{+\infty} f(\beta) H_n^{(2)}(\beta\rho) e^{-jU_n Z} d\beta \quad \dots(2.48a)$$

$H_n^{(2)}$ n -inci derece, ikinci tip Hankel fonksiyonu, kaynaktan dışa giden dalga ve $z < 0$ yarı uzaylar için kullanılır. $z > 0$ yarı uzayla ilgili durumlarda ise (2.48a) bağıntısı şöyle verilir (Robert 1992).

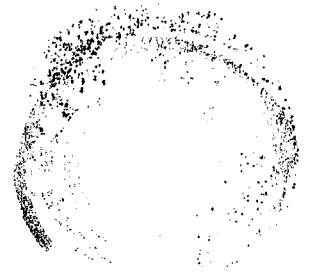
$$I = \int_{-\infty}^{+\infty} f(\beta) J_n(\beta\rho) e^{-jU_n Z} d\beta \quad \dots(2.48b)$$

(2.48) bağıntıda $J_n(\beta\rho)$ Bessel fonksiyonu göstermektedir.

2.4 Green fonksiyonu

Elektromagnetik dalganın magnetik ve elektrik alanlarının gerçekleştiği bağıntılar Maxwell denklemlerinden hareketle bulunur. kullanılan Maxwell denklemleri ise

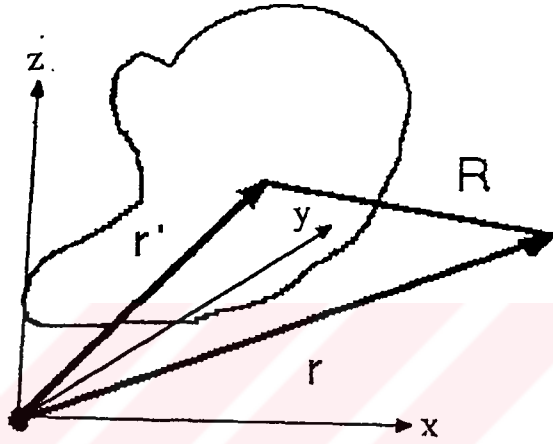
$$\begin{aligned} \nabla \times \vec{H} &= j\omega\epsilon \vec{E} + \vec{J} \\ \nabla \times \vec{E} &= -j\omega\mu \vec{H} \end{aligned} \quad \dots(2.49)$$



Şeklindedir (2.49) bağıntısı çözülerek aşağıdaki bağıntı elde edilir. (Akkaya 1992).

$$\vec{E}(\vec{r}) = \int_{\vec{r}} \vec{G}(\vec{r}, \vec{r}') \cdot \vec{J}(\vec{r}) \cdot d\vec{r}' \quad \dots(2.50)$$

(2.50) bağıntıdaki üslü terimler, şekil (2.9)'de gösterildiği gibi, kaynak noktasını göstermektedir. $\vec{G}(\vec{r}, \vec{r}')$ ise dyadik Green fonksiyonu olmaktadır (Dunn 1991vs).

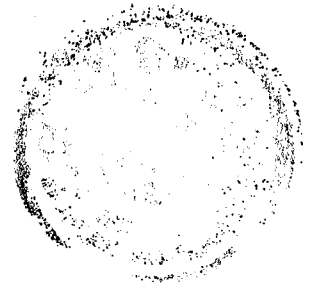


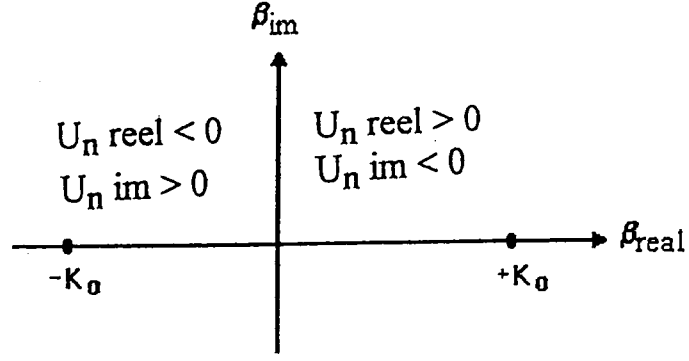
Şekil (2.9) kaynak ve gözlem noktası

Dyadik Green fonksiyonu tanım ve kullanım nedenleri Ek (1) de verilmiştir.

2.5 İntegral incelenmesi

Sommerfeld integral denklemini genel şekli (2.48) bağıntısında gösterilmektedir. Integraldaki $(e^{-jU_n Z})$ fonksiyonunun üssündeki değişken $U_n = \sqrt{k_n^2 - \beta^2}$, $\beta = k_n$ değerinde sıfır olur. $\beta = +k_n$ ve $\beta = -k_n$ olduğunda $(e^{-jU_n Z}) = 1$ olur. Bu nedenle integraldaki fonksiyon çift fonksiyondur (Bailey ve diğerleri 1982 ...vs). Kompleks değişken β 'nin düzlemi şekil (2.10)'de gösterilmektedir (Volkert, 1989).





Şekil (2.10) kompleks düzlem β

$(e^{-jU_n Z})$ fonksiyonu değişik noktalarda aynı değerler alıyorsa dallanma noktalarına sahiptir ve şekil (2.10)'de gösterilmektedir. Dallanma noktalarındaki kutupları kompleks düzlemin reel eksenlerinden kaldırmak için sonsuza giden bir kesim yapılır. Kesim yapıldığından dolayı kompleks düzleminin üst üste iki yaprakdan oluştuğu görülür (Murray 1994). Yapraklar OB bir düz hattı boyunca kesilmiş yapraklardır. Düz hat'ın B noktası sonsuzda bulunmaktadır. Altındaki yaprağın alt kenarı, üstteki yaprağın üst kenarına bağlanıyor. Alt yaprakdan başlayıp O noktası etrafında tam bir daire çizilirse üst yaprağa varılır. Daireye devam edilirse yine de alt yaprağa varılır. İki yaprakdan oluşturulan yüzeye Riemann tabakasıdır. Riemann tabakası elde ettikten sonra, aşağıdaki dönüşüm yapılırsa,

$$\beta = k_0 \sin \alpha \quad \dots(2.51)$$

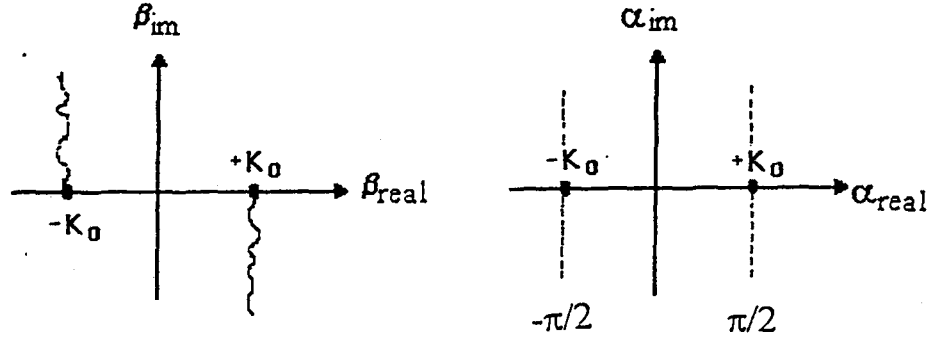
$$U_0 = \sqrt{k_0^2 - \beta^2} = k_0 \cos \alpha \quad \dots(2.52)$$

olacaktır.

(2.5) bağıntısına göre, β kompleks düzlemi, α kompleks düzlemine dönüşür. Böylece Riemann tabakası genişliğinde şeritlere bölünecektir.

β kompleks düzlemindeki dallanma noktalarındaki kesimler, dallanma noktaları ve kompleks düzlem α şekil (2.11)'de gösterilmektedir.



Şekil (2.11) kompleks α ve β düzlem

2.6 Işıma şartları

Kaynaktan uzağa giden dalgalar ışıma oluşturduğundan dolayı, dalgaların yönü sağlanması için bazı şartların bulunması gerekmektedir. Dalga kaynaktan uzağa gitmesi için, integral (2.48) deki üstel fonksiyonu $e^{-jU_n z}$ üsteki işaret negatif kalması gerekir. Bunu sağlamak için

$$\text{Re}\{U_n\} > 0 \quad \dots(2.53)$$

şeklinde olmalı ve alanın sonsuzda sıfıra gitmesini ($|z| \rightarrow \infty$) sağlamak için

$$\text{Im}\{U_n\} < 0 \quad \dots(2.54)$$

olmalıdır. Işıma şartları sağlandığı yerlerde şekil (2.10)'daki kompleks düzlemlerde gösterildi.

2.7 İntegralin hesaplanması

2.7.1 Semer noktası (saddle point)

(2.48) bağıntıdaki integral denklemindeki $H_1^{(2)}(\beta\rho)$ Hankel founksiyonu $\rho \gg \lambda$ şartın altında asimptotik şeklini kullanılır. $H_1^{(2)}(\beta\rho)$ asimptotik şekli

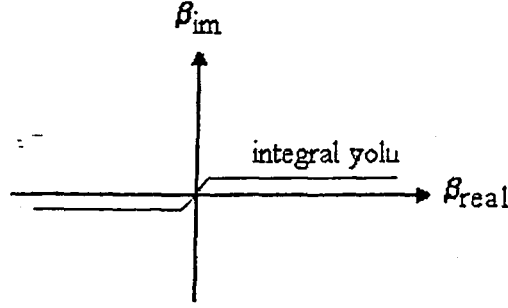
$$H_1^{(2)}(\beta\rho) = \sqrt{\frac{2}{\pi\beta\rho}} e^{-j(\beta\rho - \frac{3\pi}{4})} \quad \dots(2.55)$$

olmaktadır. ρ ve z' yerine köresel koordinatlarda $\rho = r' \sin\theta$ ve $z' = r' \cos\theta$ alınır ve (2.55) bağıntısı ve köresel koordinatlara, (2.48) bağıntısındaki yerlerine koyularak

$$I = \int_{\alpha} j \sqrt{\frac{2}{\pi k_0 r' \sin \alpha \sin \theta}} e^{j\frac{\pi}{2}} f(k_0 \sin \alpha) e^{-jk_0 r' \cos(\alpha-0)} k_0 \cos \alpha d\alpha \dots (2.56)$$

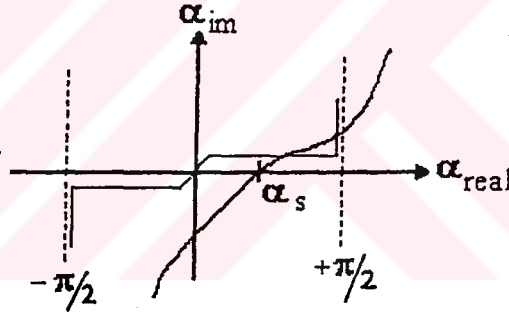
integrali elde edilir.

İntegralin yolu β kompleks düzleminde şekil (2.11)'de gösterilmektedir



Şekil (2.12) β düzlemindeki integral yolu

Şekil (2.11)'deki integral yolu α kompleks düzlemine dönüşür ve şekil (2.12)'de gösterilmektedir (Volkert, 1989).



Şekil (2.12) α düzlemindeki integral yolu

Şekil (2.12)'de gösterildiği gibi integral yolu α yerine α_s gibi bir yol seçilmiştir. İntegral yolların değişimi, tekil noktalarından geçmezse, integralin değerini etkilemez. Eğer tekil noktalarından geçerse, α yolu α_s yolu ile arasındaki tekilliklerin etkisi gözönüne alınmalıdır.

α_s yolunun seçimi (Ek 2)'de ve fonksiyonların asimptotik davranışı (Ek 3)'de açıklanacaktır. α yolu α_s yolu ile, $\left(0 - \frac{\pi}{2}\right)$ aralığında, buluştuğu nokta, semer noktası (saddle point) denir (Jackson 1980 ...vs). Bu noktada

$e^{-jk_0 r' \cos(\alpha - \theta)}$ maksimum olur. Semer noktasının, α kompleks düzleminin reel eksenindeki değeri (Felsen ve diğerleri 1973).

$$\frac{d \cos(\alpha - \theta)}{d\alpha} = 0 \quad \dots(2.57)$$

Koşulundan bulunur. (2.57) bağıntısından

$$\alpha_s = \theta \quad \dots(2.58)$$

elde edilir. Buna göre, bütün alan noktaları, uzak alanda bulunması için, semer noktasının değeri

$$0 < R_e(\alpha_s) < \frac{\pi}{2} \quad \dots(2.59)$$

olması gerekir. (2.59)'daki sağlanması, için

$$I_m\{-j \cos(\alpha - \theta)\} = -1 \quad \dots(2.60)$$

olmalıdır.

α_s değeri elde edildikten sonra integralin çözümünü bulmak için, $-j \cos(\theta_s)$ açılıp ilk üç terim alınır ve aşağıdaki sonuç

$$\int_{\alpha} f(\alpha) e^{-jk_0 r' \cos(\alpha - \theta)} d\alpha = \sqrt{\frac{2\pi}{k_0 r'}} f(\theta) e^{-j(k_0 r' \frac{\pi}{4})} \quad \dots(2.61)$$

elde edilir.

Böylece integralin, semer noktası yöntemiyle, çözümünden ortaya çıkan dalga uzay dalgasıdır.

2.7.2 Residue teorisi yöntemiyle integralin hesaplanması

(2.56) bağıntısındaki integralin α_s yolu kutuplardan geçiyor. Eğer kutup noktası, α_s noktasından uzak ise kutubun, integral denkleminin çözümündeki katkısı hesaplanabilir.

Kutubun katkısını hesaplamak için, kutup β kompleks düzleminin reel ekseninde olduğunu varsayılır $\beta_{kutup} = \beta_{real} > 0$. Bu kutup için

$$\alpha = \frac{\pi}{2} + jv \quad \dots(2.62)$$

olmaktadır. (2.62) bağıntısındaki α 'nin değeri, (2.56) bağıntısındaki üstel fonksiyonda $e^{-jk_0 r' \cos(\alpha-\beta)}$ yerine yerleştirilerek aşağıdaki bağıntı, elde edilir.

$$e^{-jk_0 r' \cos(\alpha-0)} = e^{-jk_0 r' \cos\left[\left(\frac{\pi}{2}+jv\right)-0\right]} \quad \dots(2.63)$$

$$e^{-jk_0 r' \cos\left[\left(\frac{\pi}{2}+jv\right)-\theta\right]} = e^{-jk_0 \rho \cosh v} e^{-k_0 z \sinh v} \quad \dots(2.64)$$

şeklinde olur. (2.64) bağıntısındaki fonksiyon bir yüzey dalgasını göstermektedir. Yüzey dalgası ρ yönünde yayılır ve z yönünde üstel olarak azalır.

(2.56) bağıntısındaki integralin kutupteki değerini bulmak için, β yerine β_{kutup} seçilir ve $f(\alpha)$ fonksiyonunun birinci dereceden türevi $\alpha_{\text{kutup}}^1 a$ göre alınır, çıkan sonuç $2\pi j$ ile çarpılır.

Böylece, (2.56) bağıntıdaki integral denkleminin terimleri.

$$I = I_{\text{semer}} + I_{\text{kutup}} \quad \dots(2.65)$$

olur, ve integralin tam çözümü, semer noktasının çözümü ile residue çözümünün toplamından ibarettir (Volkert, 1989).

Semer noktasının çözüme katkısı $e^{-jk_0 r' \cos(\alpha-\theta)}$ fonksiyonun açılımı ilk üç terimden oluşur. Yüzey dalgasının terimi ise

$$\text{yüzey dalgası terimi} = U(\theta - \theta_p)(-2\pi j) \left[\alpha - \alpha_p \right] \frac{df(\alpha)}{d\alpha_p} e^{-ik_0 r' \cos(\theta_p - \theta)} \quad \dots(2.66)$$

$e^{-jk_0 r' \cos(\alpha-\theta)}$ açıldığında yüzey dalgasının küçük h 'ler için (h dielektrik tabakanın kalınlığı).

$$\text{yüzey dalgası terimi} = \pi j H_0^2 (\beta_{\text{kutup}} \rho) \frac{|k_0^2 - k_1^2|^3 h^3}{\epsilon_r^2 k_0^2} \quad \dots (2.67)$$

şeklinde bulunur.

2.8 Yatay dipolun alan bileşenleri

Şekil (2.7)'deki sistemin yakın ve uzak alanları vardır. Sistemin yakın alan bileşenlerini çıkartmak için (2.34) ve (2.36) bağıntıları kullanılır. (2.34) ve (2.36) bağıntılarındaki $H_1^{(2)}(\beta\rho)$ yerine $J_n(\beta\rho)$ kullanılacaktır. $J_n(\beta\rho)$

Bessel fonksiyonuna integral işlemi yapıldığında. (Murry 1964 ...vs) aşağıdaki sonuç elde edilir.

$$\int_0^{\infty} \frac{1}{x} J_1(\beta x) e^{-u_n x} dx = \frac{\sqrt{U_n^2 + \beta^2} - U_n}{\beta} \quad \dots(2.68)$$

$$\int_0^{\infty} x J_1(\beta x) e^{-u_n x} dx = \frac{\beta}{(U_n^2 + \beta^2)^{3/2}} \quad \dots(2.69)$$

$$\int_0^{\infty} x^2 J_1(\beta x) e^{-u_n x} dx = \frac{3\beta U_n}{(U_n^2 + \beta^2)^{5/2}} \quad \dots(2.70)$$

Buna göre sistemin yakın alan bileşenleri (Z_0 =karakteristik empedans)

$$k_0 \epsilon_0 E_\rho(TM) = \frac{I_x dx Z_0}{4\pi} j \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\frac{\rho}{r^3} - \frac{(k_1 - k_0)}{(k_1 + k_0)} \right) \cos \varphi \quad \dots(2.71)$$

$$E_\varphi(TM) = -j \frac{I_x dx Z_0}{4\pi k_0 \epsilon_0} \left(\frac{1}{r^3} - \frac{(k_1 - k_0)}{(k_1 + k_0)} \frac{1}{r^3} \right) \sin \varphi \quad \dots(2.72)$$

$$E_z(TM) = -j \frac{I_x dx Z_0}{4\pi k_0 \epsilon_0} \left(\frac{3Z\rho}{r^3} - \frac{(k_1 - k_0)}{(k_1 + k_0)} \frac{jz\rho}{r^5} \right) \cos \varphi \quad \dots(2.73)$$

$$E_\rho(TE) = -j \frac{I_x dx Z_0}{4\pi} k_0 \mu_0 \left(\frac{1}{r-z} - \frac{(k_1 - k_0)}{(k_1 + k_0)} \frac{1}{r' + z'} \right) \cos \varphi \quad \dots(2.74)$$

$$E_\varphi(TE) = -j \frac{I_x dx Z_0}{4\pi} k_0 \mu_0 \left(\frac{\rho}{r-z'} - \frac{(k_1 - k_0)}{(k_1 + k_0)} \frac{\rho}{r' + z'} \right) \sin \varphi \quad \dots(2.75)$$

şeklinde. Bağıntılardan, TM bileşenler $\frac{1}{r^3}$ veya $\frac{1}{r'^3}$ 'e bağlı ve TE

bileşenler $\frac{1}{r}$ veya $\left(\frac{1}{r'}\right)$ 'ne bağlı olduğu görülür. Bu nedenle TE bileşenler

TM bileşenlere göre ihmal edilebilir.

Uzak alan bileşenlerini bulmak için (2.34) ve (2.36) bağıntılarındaki semer noktasının çözümleri (Volkert, 1989).

$$E_p(TM) = -j \frac{I_x dx k_0^2}{4\pi\omega\epsilon_0} \left(1 - \Gamma_{TM}(\theta, \varphi) e^{-2jk_0 h \cos\theta}\right) \frac{e^{-jk_0 r}}{r} \cos^2 \theta \cos \varphi \quad \dots(2.76)$$

$$E_\varphi(TM) = -j \frac{I_x dx k_0^2}{4\pi\omega\epsilon_0} \left(1 - \Gamma_{TM}(\theta, \varphi) e^{-2jk_0 h \cos\theta}\right) \frac{e^{-jk_0 r}}{\rho r} \frac{\cos^2 \theta}{\sin^2 \theta} \sin \varphi \quad \dots(2.77)$$

$$E_z(TM) = j \frac{I_x dx k_0^2}{4\pi\omega\epsilon_0} \left(1 - \Gamma_{TM}(\theta, \varphi) e^{-2jk_0 h \cos\theta}\right) \frac{e^{-jk_0 r}}{r} \cos \theta \sin \theta \sin \varphi \quad \dots(2.78)$$

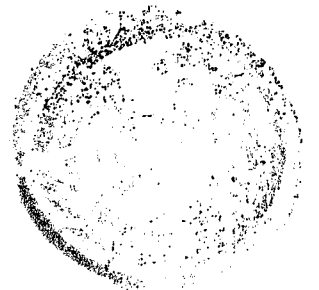
$$E_p(TE) = j \frac{I_x dx}{4\pi} \frac{\omega\mu_0}{k_0} \left(1 + \Gamma_{TE}(\theta, \varphi) e^{-2jk_0 h \cos\theta}\right) \frac{e^{-jk_0 r}}{r} \sin \theta \quad \dots(2.79)$$

$$E_\varphi(TE) = j \frac{I_x dx}{4\pi} \omega\mu_0 \left(1 + \Gamma_{TE}(\theta, \varphi) e^{-2jk_0 h \cos\theta}\right) \frac{e^{-jk_0 r}}{r} \sin \theta \quad \dots(2.80)$$

Şeklindedir. (2.76,...2.80) bağıntılardan $E_p(TM)$, $E_z(TM)$ ve $E_\varphi(TE)$

$\left(\frac{1}{r}\right)$ 'ye bağlı olmak üzere $E_\varphi(TM)$ ve $E_p(TE)$ $\left(\frac{1}{\rho r}\right)$ 'ye bağlıdır.

Böylece $E_\varphi(TM)$ ve $E_p(TE)$ uzak alanındaki katkısı ihmal edilir.



BÖLÜM 3

Yama anten

3.1 Giriş

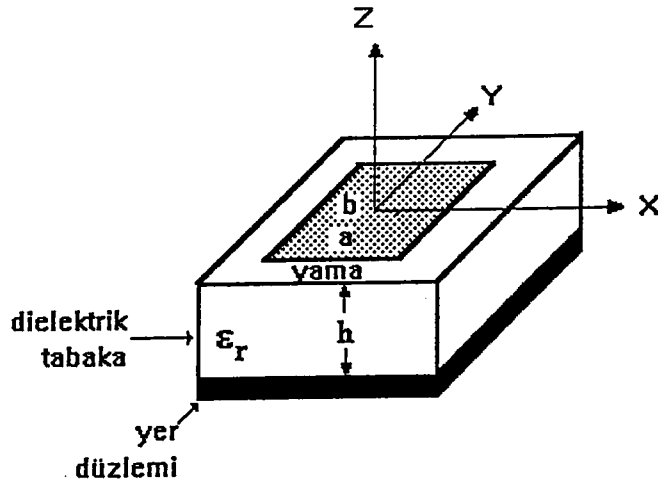
Yama antenin özellikleri, yapısı, avantaj ve dezavantajları, uygulamaları ve sınır koşulları birinci bölümde anlatıldı.

Yama anten çok tabakalı sistemin özel durumu olduğundan dolayı, çok tabakalı sisteme uygulanan teoriler aynı zamanda da yama antene uygulanır. Bu yüzden çok tabakalı sisteme uygulanan teoriler ikinci bölümde belirtildi.

Bu bölümde dikdörtgen yama antenin ışıması, kazancı, akım dağılımı, band genişliği ve özellikle yüzey dalgasının etkileri ve etkilerin azalma koşulları incelenecektir.

3.2 Dikdörtgen yama antenin ışıması.

Antenin yapısı şekil (3.1) gösterilmiştir.



Şekil (3.1) dikdörtgen yama anten

Dikdörtgen yama anten bir çok kaynakta incelendi (Chang, 1986 ...vs), çalışmaların bazılarında yüzey dalgası ihmal edildi. Bu çalışmada yüzey dalgasının önemi üzerinde durulacaktır.

Özellikle kaynağa yakın mesafelerde, antenin ışıması iki terimden oluşur (Norton, 1937) Bunlar yüzey dalga ve uzay dalgasıdır.

3.2.1 Antenin uzay dalgası

Alanlar(Pozar 1989 ve diğerleri)

$$\begin{aligned}\nabla^2 \tilde{E} + U^2 \tilde{E} &= 0 \\ \nabla^2 \tilde{H} + U^2 \tilde{H} &= 0\end{aligned}\quad \dots(3.1)$$

Helmholtz homojen dalga denklemi sağlar. Spektral domeninde Helmholtz denklemi

$$(\nabla^2 + U^2) \tilde{E}_z = 0, \quad (\nabla^2 + U^2) \tilde{H}_z = 0 \quad \dots(3.2)$$

şeklinde yazılır. (3.1) bağıntısı, kartezyen koordinatlar kullanılarak çözüldüğünde aşağıdaki çözümler elde edilir.

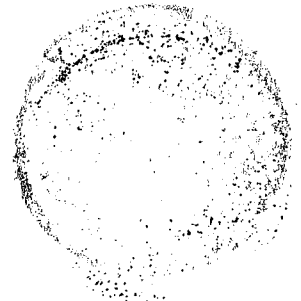
$$\begin{aligned}\tilde{E}_z &= A e^{-jU_0 z} & z > h \\ \tilde{H}_z &= B e^{-jU_0 z} & z > h \\ \tilde{E}_z &= C \cos U_1 z + D \sin U_1 z & 0 < z < h. \text{ için} \\ \tilde{H}_z &= E \sin U_1 z + F \cos U_1 z & 0 < z < h. \text{ için}\end{aligned}\quad \dots(3.3)$$

Spektral domende, (Göksu, 1992) $\tilde{E}_z$ ve $\tilde{H}_z$ göre enine alan bileşenleri

$$\begin{aligned}\left(\epsilon_r k_0^2 + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \tilde{E}_x &= j k_x \frac{\partial}{\partial z} \tilde{E}_z + \omega \mu_0 k_y \tilde{H}_z \\ \left(\epsilon_r k_0^2 + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \tilde{E}_y &= j k_y \frac{\partial}{\partial z} \tilde{E}_z - \omega \mu_0 k_x \tilde{H}_z\end{aligned}\quad \dots(3.4)$$

$$\left(\epsilon_r k_0^2 + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \tilde{H}_x = j k_x \frac{\partial}{\partial z} \tilde{H}_z + \epsilon_0 \epsilon_r k_y \tilde{E}_z$$

$$\left(\epsilon_r k_0^2 + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \tilde{H}_y = j k_y \frac{\partial}{\partial z} \tilde{H}_z + \epsilon_0 \epsilon_r k_x \tilde{E}_z$$



şeklinde olur.

(3.2) ve (3.3) bağıntıları kullanılarak, alan bileşenleri

$$\tilde{E}_x = \frac{jk_x}{\beta^2} \frac{\partial}{\partial z} \tilde{E}_z + \frac{\omega \mu_0 k_y}{\beta^2} \tilde{H}_z \quad (a)$$

$$\tilde{E}_y = \frac{jk_y}{\beta^2} \frac{\partial}{\partial z} \tilde{E}_z - \frac{\omega \mu_0 k_x}{\beta^2} \tilde{H}_z \quad (b)$$

... (3.5)

$$\tilde{H}_x = \frac{jk_x}{\beta^2} \frac{\partial}{\partial z} \tilde{H}_z - \frac{\omega \epsilon_0 \epsilon_r}{\beta^2} \tilde{E}_z \quad (c)$$

$$\tilde{H}_y = \frac{jk_y}{\beta^2} \frac{\partial}{\partial z} \tilde{H}_z + \frac{\omega \epsilon_0 \epsilon_r}{\beta^2} \tilde{E}_z \quad (d)$$

şeklinde bulunur. (3.4) ve (3.5) bağıntılarda, $k_x = \frac{m\pi}{a}$, $k_y = \frac{n\pi}{a}$, ($m, n=0, 1, \dots$),

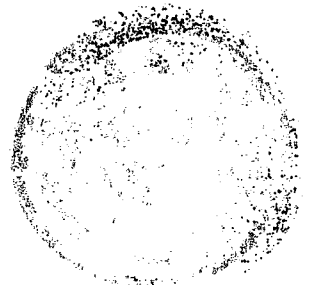
ω açısal frekans = $2 \pi f$, f frekans, ϵ_0 serbest uzay dielektrik sabiti $\epsilon_0 = 1/36 \pi 10^9 \text{F/m}$, $\mu_0 = 4 \pi 10^{-7} \text{H/m}$ değerlerini göstermektedir.

Kartezyen koordinatlardaki alan bileşenleri, küresel koordinatta yazılır. küresel koordinatlarda

$$\bar{a}_\theta = \bar{a}_x \cos \theta \cos \varphi + \bar{a}_y \cos \theta \sin \varphi - \bar{a}_z \sin \theta \quad \dots(3.6)$$

$$\bar{a}_\varphi = -\bar{a}_x \sin \varphi + \bar{a}_y \cos \varphi \quad \dots(3.7)$$

birim vektörleridir (Colin R.E., 1969 ve diğerleri) Dyadik Green fonksiyonunu kullanarak, yama antenin alan bileşenlerini küresel koordinatta aşağıdaki gibi verdiler.



$$\bar{E}(x, y, z) = \iint_{s'} \left[U_1^2 + \nabla^2 \right] \bar{G}(\bar{r} / \bar{r}') \cdot \bar{J}(s') ds' \quad \dots(3.8)$$

$$\bar{G}(\bar{r} / \bar{r}') = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\psi(k_x, k_y) e^{-j[k_x(x-x') + k_y(y-y')]}{D_{TM} D_{TE}} dk_x dy_y$$

(3.8) bağıntıdaki $\psi(k_x, k_y)$ aşağıdaki gibidir.

$$\psi(k_x, k_y) = \begin{pmatrix} (k_0^2 - k_x^2) U_1 \tanh(U_1 h) + (\epsilon_r k_0^2 - k_x^2) U_0 & -k_x k_y (U_0 + U_1 \tanh(U_1 h)) \\ -k_x k_y (U_0 + U_1 \tanh(U_1 h)) & (k_0^2 - k_y^2) U_1 \tanh(U_1 h) + (\epsilon_r k_0^2 - k_y^2) (U_0 + U_1 \tanh(U_1 h)) \end{pmatrix} \quad \dots(3.9)$$

Uzak alan aşağıdaki gibi yazılır (Edward, A., 1989)

$$E_\theta(\theta, \varphi) = -j \frac{60k_0}{\pi} \frac{e^{-jk_0 r}}{r} \left[I_x(\theta, \varphi) \cos \varphi + I_y(\theta, \varphi) \sin \varphi \right] F_\theta(\theta, \varphi) \quad \dots(3.10)$$

$$E_\varphi(\theta, \varphi) = -j \frac{60k_0}{\pi} \frac{e^{-jk_0 r}}{r} \left[-I_x(\theta, \varphi) \sin \varphi + I_y(\theta, \varphi) \cos \varphi \right] F_\varphi(\theta, \varphi)$$

$$f_\theta(\theta, \varphi) = \frac{\sqrt{\epsilon_r - \sin^2 \theta}}{\epsilon_r \cos \theta \tan \left(\sqrt{\epsilon_r - \sin^2 \theta} k_0 h \right) + \sqrt{\epsilon_r - \sin^2 \theta}} \quad \dots(3.11)$$

$$f_\varphi(\theta, \varphi) = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_r - \sin^2 \theta} \cot \left(\sqrt{\epsilon_r - \sin^2 \theta} k_0 h \right) + j \cos \theta} \quad \dots(3.12)$$

Elektirik alanı $E_\varphi(TM)$ bileşeni $\frac{1}{r}$ ile orantılı olduğundan, uzak alandaki

katkısı gözardı edilebilir. Böylece, TM modlarında uzak alan sadece $E_\theta(TM)$ oluşur. $E_\theta(TM)$ E düzleminde $E_x(TM)$ ve $E_z(TM)$ bileşenlerinden oluşur.



3.2.2 Antenin yüzey dalgası

Şekil (3.1)'daki antenin yapısındaki toprak düzleminin varlığından dolayı yüzey dalgası ortaya çıkar. (2.64) bağıntısında gösterildiği gibi yüzey dalgasının x ve y yönlerine yayılıyor ve z yönüne üstel olarak azalıyor (Barlow 1962).

Yüzey dalgasının varlığından dolayı, bir çok istenmiyen etki ortaya çıkar. Bu etkilerden bazıları aşağıda sıralanmıştır.

- 1°. Yüzey dalgasının genliği büyürse, antenin verimi azalır. (soares ve diğerleri, 1989) Antenin verimi aşağıdaki bağıntıda gösterilmiştir.

$$\eta\% = \frac{P_r}{P_t} \quad \dots(3.13)$$

(3.13) bağıntısında P_r güç ışıması, $P_t = P_r + P_s$ toplam güç, P_s yüzey dalgasının gücünü göstermektedir.

- 2°. Yüzey dalgası nedeniyle anten ışımasında yan lopler ortaya çıkar. Yan lopler bu bölümün ileri kısımlarda gösterilecektir (Farzita 1967).
- 3°. Yama anten dizi olarak kullanıldığında dizinin elemanları yüzey dalgası nedeniyle dizinin arasındaki karşılıklı kuplaj artar (Katehi 1983).
- 4°. Uçtan ışımanın önemli nedenlerden birisi yüzey dalgasıdır (Bahl ve diğerleri, 1980) Antenin ışımasının antenin düzlemine normal doğrultuda olması istendiği zaman uçtan ışıma istenmiyen bir durum olur.
- 5°. Dizilerde, yüzey dalgası nedeniyle tarama görmezliği etki olarak ortaya çıkar. (pozar ve diğerleri 1984). Faz dizilerdeki belli tarama açılarında reel güç ışıması yok olur. Böyle bir etkiye tarama görmezliği denir. Bu durumda enerjinin tümü antenin yüzeyinde tutulur.



Yukarıdaki olumsuzluklar nedeniyle yüzey dalgası istenilmeyen bir dalga olarak kabul edilir. Bu yüzden yüzey dalgası dikkatle incelenmeli ve minimizasyonuna gidilmelidir.

3.2.2.1 Yüzey dalgasının karakteristik denklemi

(2.34, 2.36, 2.38 ve 2.39) bağıntılardaki fonksiyon kutuplarından yüzey dalgası ortaya çıkar. $\beta = \pm k_i$ koşulu altında kutuplar meydana gelir.

(2.34 2.39) bağıntılarındaki fonksiyonun paydası sıfır olduğunda tekillik ortaya çıkar ve yüzey dalgası doğar. Böylece (3.8) bağıntısındaki fonksiyonun paydası (Pozar, 1989).

$$D_{TM} = \epsilon_r U_0 - U_1 \tanh U_1 h = 0 \quad \dots(3.14)$$

$$U_0 = \sqrt{k_0^2 - \beta^2}, U_1 = \sqrt{\epsilon_r k_0^2 - \beta^2}$$

TM yüzey dalgasının karakteristik denklemi olur. (2.36) bağıntısındaki fonksiyonun paydası ise (Pozar, 1989).

$$U_{TE} = U_0 - U_1 \coth U_1 h = 0 \quad \dots(3.15)$$

TE yüzey dalgasının karakteristik denklemi olur.

3.2.2.2 Yüzey dalgasının kesim frekansı.

(3.14) ve (3.15) bağıntıları kullanarak yüzey dalgasının kesim frekansı bulunur. (Volkert, 1989). (3.14) bağıntısına bakıldığında TM yüzey dalgasını en alt modun kesim frekansı olmadığı anlaşılır. TE yüzey dalgasının en alt modun kesim frekansının ise değeri vardır.

Genelde her iki yüzey dalgasının modların tipi (Bahl ve diğerleri 1980).

$$f_c = \frac{nc}{4h\sqrt{\epsilon_r - 1}} \quad \dots(3.16)$$

bağıntısından bulunur. (3.16) bağıntısında $n = 0, 2, 4, \dots$ TM modları için ve $n = 1, 3, 5, \dots$ TE modları için, $c = 3.10^8$ m/s ışık hızını göstermektedir.

(3.16) bağıntısından yüzey dalgasının alçak mertebeden modları uyarılmaz, örneğin en alt uyarılan TE modu $\epsilon_r = 2.32$, $h = 0.16$ cm olduğunda, 41 GHz frekansta uyarılır. $\epsilon_r = 10$, $h = 0.0535$ cm durumunda aynı mod 39 GHz frekansta uyarılır.

TM modları ise alt mertebedeki modlar uyarılır. h küçük ve ϵ_r alçak olduğu halde yayılma mümkün olur. Bu nedenle çalışmamızda TM'nin en alt modu en çok ilgilenilen moddur.

3.2.2.3 Yüzey dalgasının uyarılma ve yayılma koşulları

Dikdörtgen yama antenin yüzey dalgasının uyarma şartı (Reuven 1994).

$$k_x < \beta_x < \sqrt{\epsilon_r} k_0 \quad \dots(3.17)$$

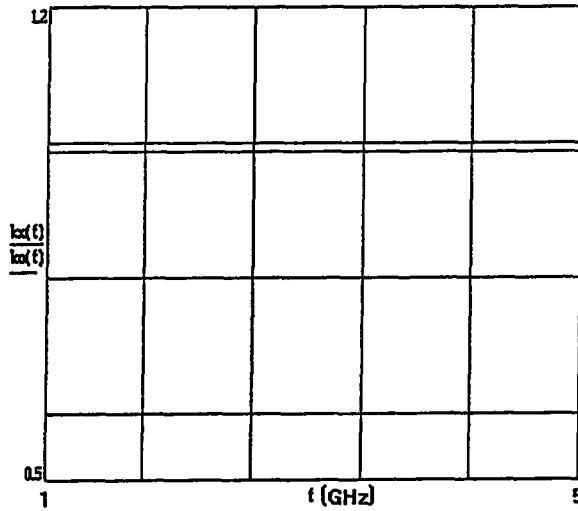
olur. (3.17)'da $k_0 = 2\pi / \lambda_0$, λ_0 serbest uzayda dalganın uzunluğu $= c / f$

$\beta_0 = \sqrt{\left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2}$, a ve b yama boyutlarıdır göstermektedir. Böylece

modun uyarılması için $\frac{\beta_0}{k_0} > 1$ olmalıdır. Şekil (3.2) de gösterildiği gibi

(3.17)'daki TM_{10} modunda her hangi bir frekansta $\frac{\beta_0}{k_0} < 1$ olur ve

(3.17)'daki uyarılma şartı bu mod için geçerli değildir.



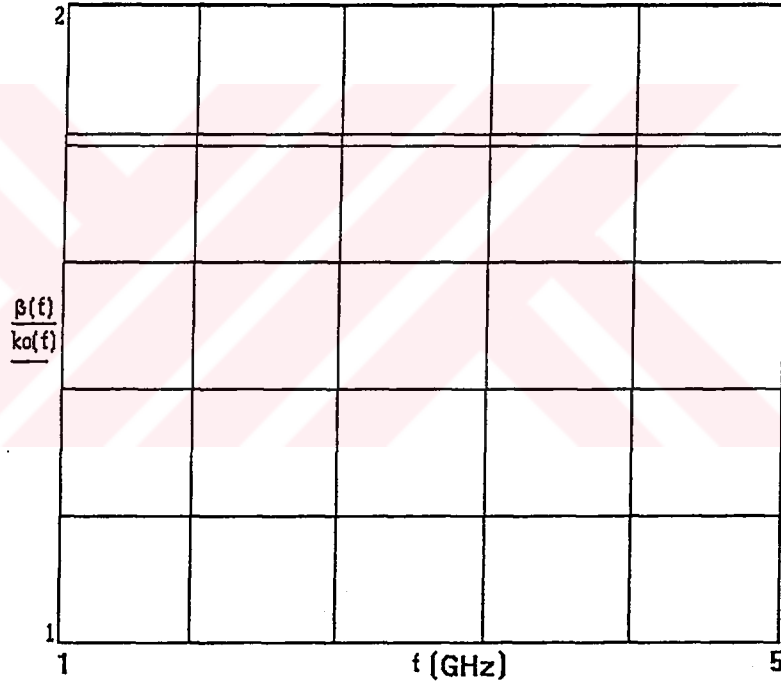
$$\frac{a}{\lambda} = 0.4, \quad \frac{a}{\lambda} = 0.3$$

Şekil (3.2) k_x 'in frekansa bağlı değişimi

TM_{11} için $\frac{\beta_o}{k_o} > 1$ olur ve şekil (3.3) gösterildiği gibi her hangi bir

frekansta (3.17)'daki uyarılma şartı sağlanır.

TM_{10} durumunda, gösterileceği gibi, dielektrik tabakanın kalınlığı dikkatle seçilmezse kayıplar ortaya çıkar, fakat bu kayıpların nedeni yüzey dalgası sayılmaz. Bu kayıpların yok edilmesi için yeni ve uygun bir tasarlama yararlı olur. Bize göre kayıpların en çok göze çarpan nedeni dielektrik ortamın parametreleridir. Bu nedenle, ortamın parametreleri özellikle dielektrik tabakanın kalınlığı için kritik bir değer bulup, kayıpların azaltılması yönünde bir kritik tasarlama önereceğiz.



$$\frac{a}{\lambda} = 0.4, \quad \frac{a}{\lambda} = 0.3$$

Şekil (3.3) β 'nın frekansa bağlı değişimi

Yukarıdaki açıklanan nedenle TM_{11} modunun anten ışımasına etkisi ve bu modu sıfıra indiren şartlar bu bölümün sonunda incelenecektir.

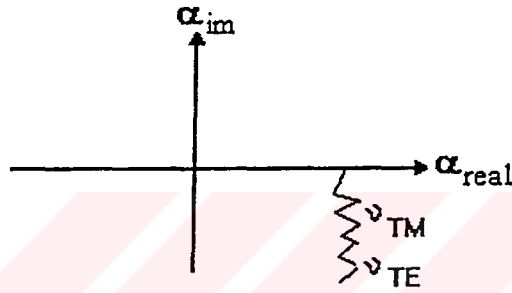
Yüzey dalgasının yayılma koşulları ise (Harotopus, 1994).

$$\beta > \epsilon_r^{1/2} k_o \quad \dots(3.18)$$

şeklindedir. (3.18)'deki şartı sağlanırsa antene dik doğrultudaki yayılma sabiti $U_1 = \sqrt{\beta^2 - \epsilon_r k_0^2}$ kompleks olur ve yüzey dalgası yayılır. Yüzey dalgasının yayılmaması için $\beta > \epsilon_r^{1/2} k_0$ tutulması gerekir. $\beta > \epsilon_r^{1/2} k_0$ olması için uygun koşullar bölümün ileri kısımlarda bulunacaktır.

3.2.2.4 TM ve TE kutupların yeri

(2.47) bağıntısında integral-yolu α_s ve bu yolun geçtiği kutup yerlerinden şekil (3.4)'te gösterilmiştir.



Şekil (3.4) kutupların yeri

Şekil (2.10)'teki genel kutubun (v_k) yeri, β (2.51) bağıntısındaki değeri, α (2.62) bağıntısındaki değeri, $k_1 = \sqrt{\epsilon_r k_0^2}$ ve $U_1 = \sqrt{\beta^2 - \epsilon_r k_0^2}$ kullanılarak.

$$v_k = \operatorname{arccosh} \sqrt{\epsilon_r} \quad \dots(3.19)$$

şeklinde olur. TM kutbunun. (v_{TM}) yeri v_k 'nin altında olur. TE kutbunun (v_{TE}) yeri ise v_{TM} 'nin altında olur. v_{TM} ve v_{TE} (3.14) ve (3.15) bağıntılardaki TM ve TE yüzey dalgasının karakteristik denklemi kullanılarak bulunur. Bunlar aşağıdaki bağıntılarda gösterilmektedir.

$$\alpha = \arcsin \sqrt{\epsilon_r - \frac{\pi^2}{p^2 h^2 k_0^2}} \quad \dots(3.20)$$

v_{TM} ve v_{TE} (3.20) bağıntıda, $p = 2, 4, \dots$ TM için ve $p = 1, 3, \dots$ TE için göstermektedir.

$$v_{TM} = I_m \{\alpha_{TM}\} \text{ ve } v_{TE} = I_m \{\alpha_{TE}\} \quad \dots(3.21)$$

kompleks düzlemin (α) reel eksenini altında olduğunda ışıma şartları sağlanır. Bu yerde TM ve TE kutuplara kayıplı kutup denir. ν_{TM} ve ν_{TE} kompleks düzlemin reel ekseninde olduğunda TM ve TE kutuplara kayıpsız kutup denir. ν_{TM} kayıplı olduğu yerlerden reel eksene taşınması için gerekli koşullar bu bölümün ileri kısımlarında bulunacaktır.

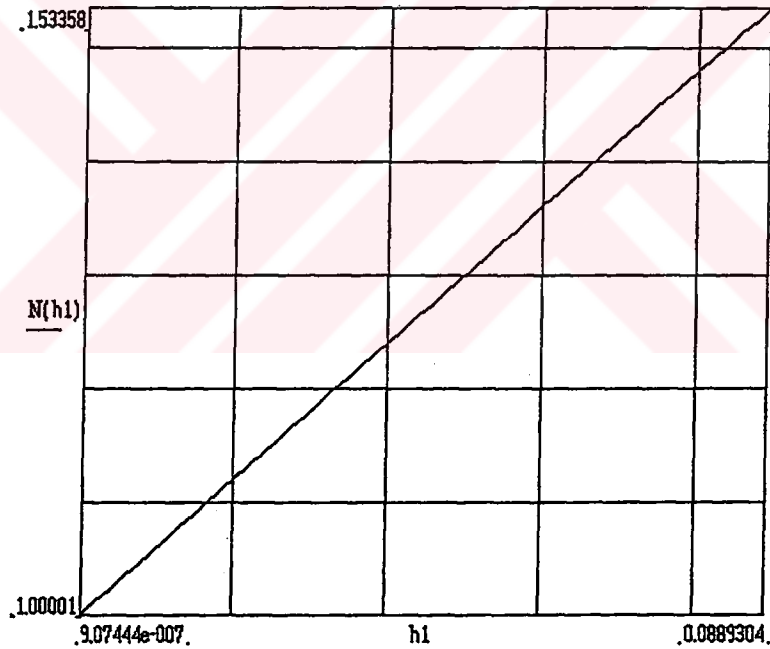
3.2.2.5 Yüzey dalgasının mod sayısı

Yüzey dalgasının mod sayısı (Pozar, 1993)

$$N = \text{int} \left\{ 1 + \frac{hk_0 \sqrt{\epsilon_r - 1}}{\pi} \right\} \quad \dots(3.22)$$

bağıntısı ile hesaplanır.

N , $h'a$, frekansa ve ϵ_r 'e göre değişmesi şekil (3.4)'te bulunmaktadır.

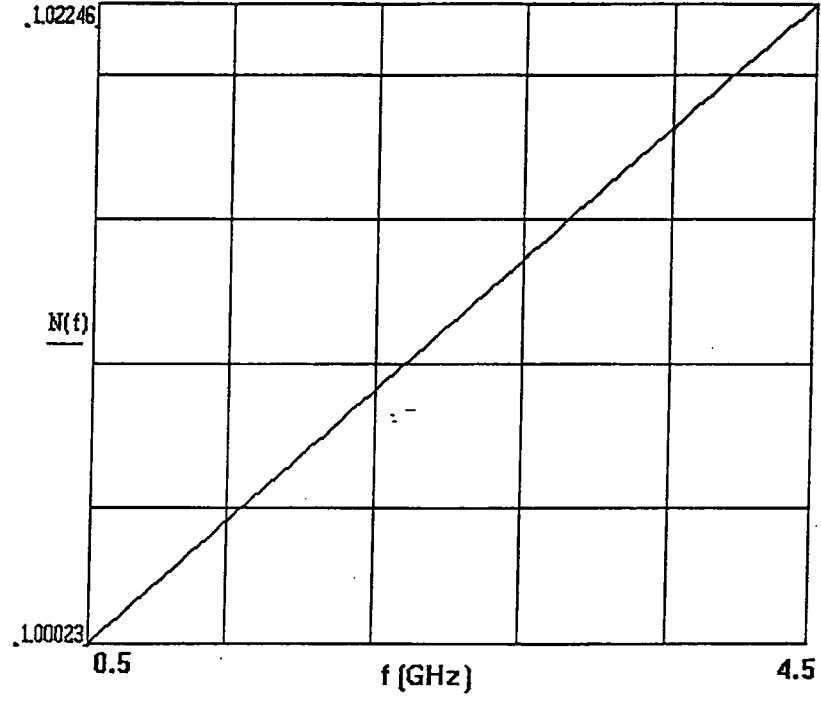


a. $h'a$ göre

$$\frac{a}{\lambda_0} = 0.5, \quad \frac{b}{\lambda_0} = 0.3, \quad \frac{h}{\lambda_0} = 0.253$$

a. $h'a$ göre

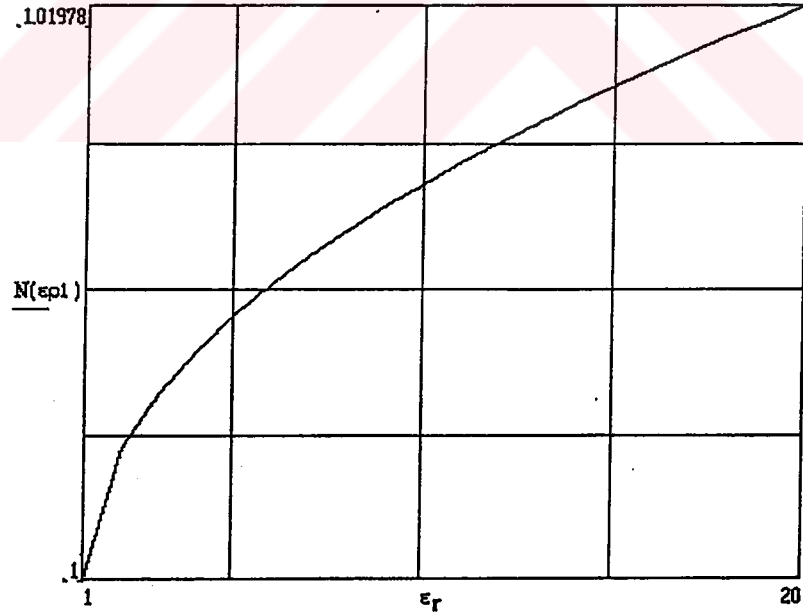




b. frekansa göre

$$\frac{a}{\lambda_0} = 0.5, \frac{b}{\lambda_0} = 0.3, \epsilon_r = 2.5, \frac{h}{\lambda_0} = 0.253$$

b. frekansa göre



c. ϵ_r ' e göre

$$\frac{a}{\lambda_0} = 0.5, \frac{b}{\lambda_0} = 0.3, \frac{h}{\lambda_0} = 0.253$$

Şekil (3.5) mod sayısının h 'a, frekansa ve ϵ_r 'e göre değişimi

Şekil (3.5)'te gösterildiği gibi dielektrik tabakanın kalınlığı küçük olduğu durumda yamanın altındaki dalga klavuzunun, tek modlu olduğu anlaşılır. Böylece yüzey dalgasının yayılan mod sayısı bir olur.

3.2.2.6 Yüzey dalgasının alan bileşenleri.

(2.34) ve (2.36) bağıntılarda U_1 yerine U_1 kutup U_0 yerine U_0 kutup ve $D_{TM} \propto_{TM}$ göre birinci türevi alarak ve β yerine β_{kutup} konarak (3.4) ve (3.5) bağıntıları kullanarak yüzey dalgasının alan bileşenleri bulunur. Bulunan sonuçlardan $E_{y\omega TM}$, $E_{x\omega TM}$, $E_{z\omega TM}$, ve $E_\phi TE \frac{1}{\sqrt{\rho}}$ bağımlı olmak üzere geri kalan alan bileşenleri $\frac{1}{\rho^{\frac{3}{2}}}$ ile orantılıdır. $(\rho = \sqrt{x^2 + y^2} = r \sin \theta)$, alt

indis ω yüzey dalgasını göstermek için eklenildi. Böylece $E_\phi TM$ (2.77)'ye göre ışımada katkısı bulunmaz.

TM alan bileşenlerine (2.66) bağıntısı uygulanarak yüzey dalgası terimi bulunur. Yukarıdaki işlem yapıldıktan sonra

$$E_z(TM) = \frac{k_0^2 \omega \mu_0}{2} \sqrt{\frac{2j}{\pi \rho k_0}} \cos \varphi \frac{\sqrt{\epsilon_r - \cosh^2 v_{TM}}}{\sqrt{\cosh v_{TM}}} \frac{\cosh^2 v_{TM} \sinh v_{TM}}{\frac{dD_{TM}}{d\alpha}} \sin \left[k_0 h \sqrt{\epsilon_r - \cosh^2 v_{TM}} \right] e^{-jk_0 \rho \cosh(v_{TM}) - k_0 z \sinh(v_{TM})} \quad \dots(3.23)$$

olur.

$E_{x\omega TM}$ ve $E_{y\omega TM}$ ise,

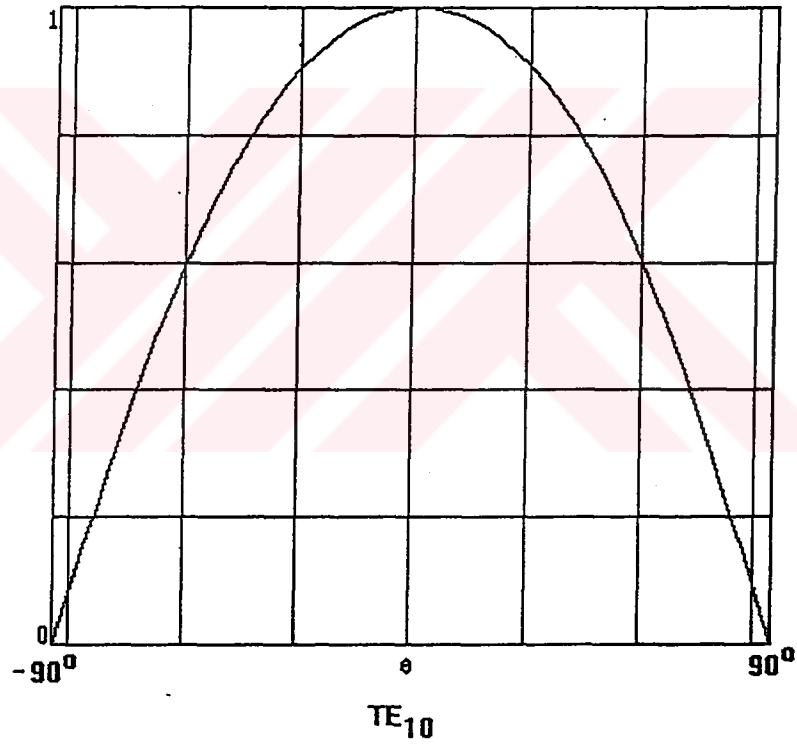
$$E_{x\omega} = \frac{jk_x}{\beta_{kutup}^2} \frac{\partial}{\partial z} E_{z\omega} + \omega \mu_0 k_y H_z \quad (3.24)$$

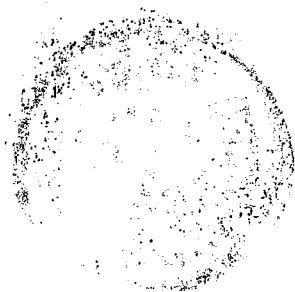
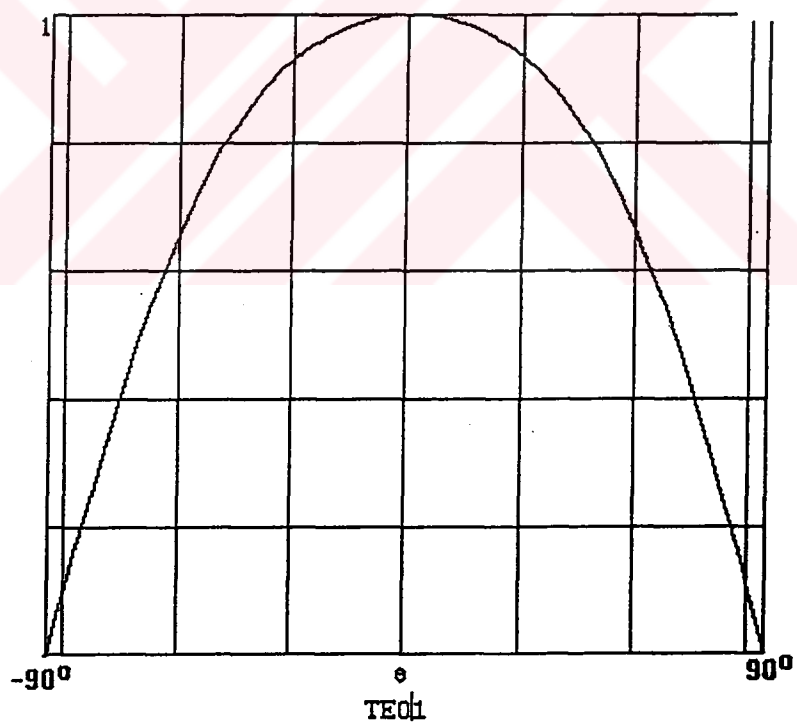
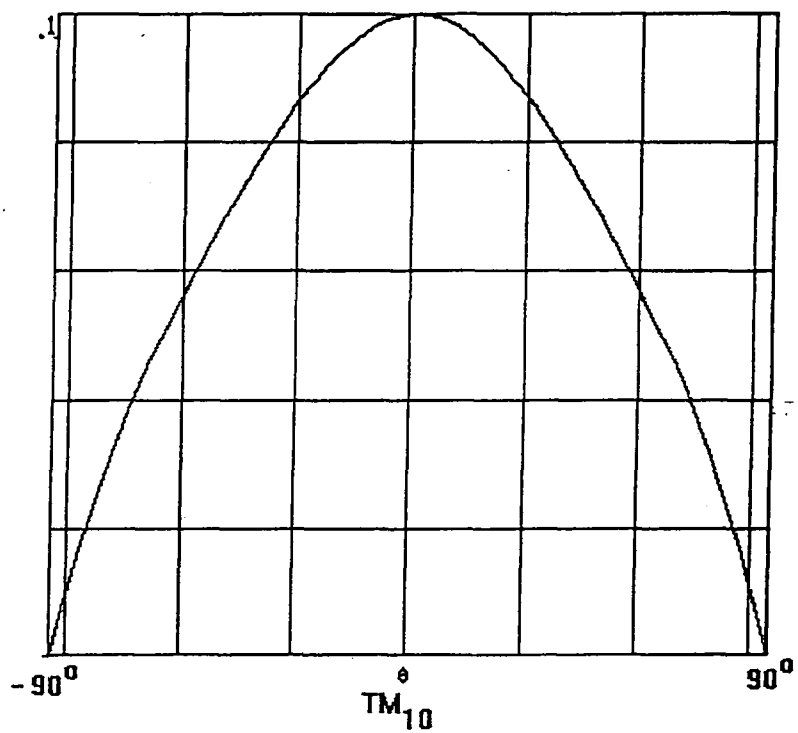
$$E_{y\omega} = \frac{jk_y}{\beta_{kutup}^2} \frac{\partial}{\partial z} E_{z\omega} - \omega\mu_0 k_y H_z \quad \dots(3.25)$$

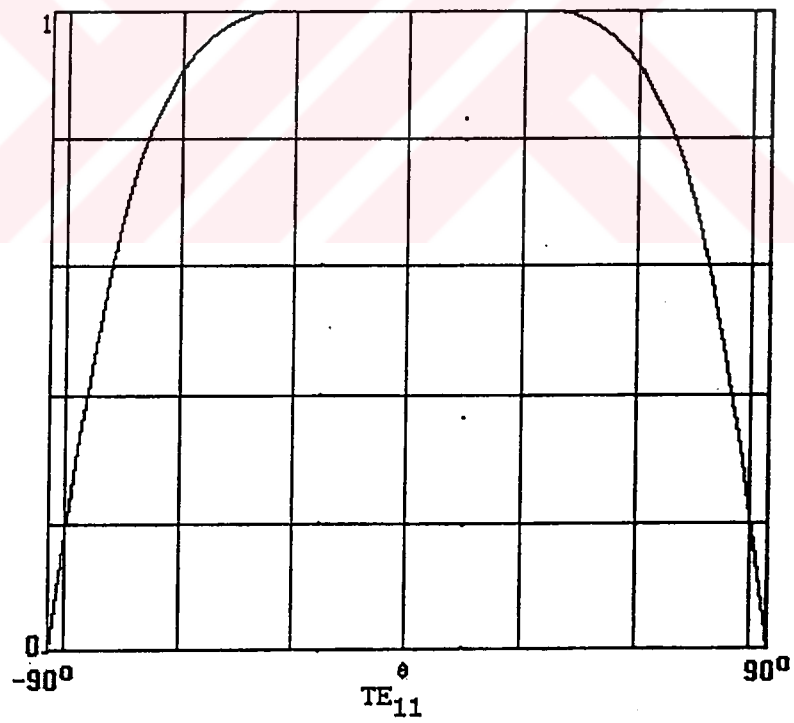
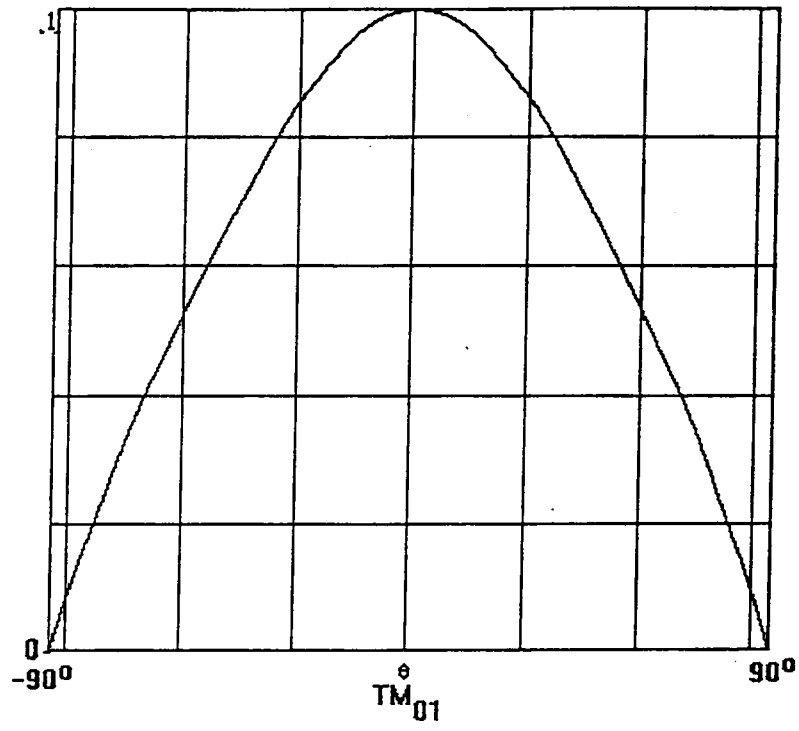
şeklinde olur. $E_{x\omega}$, $E_{y\omega}$ ve $E_{z\omega}$ küresel koordinatlarda yazılarak E_{TM} bileşeni bulunur.

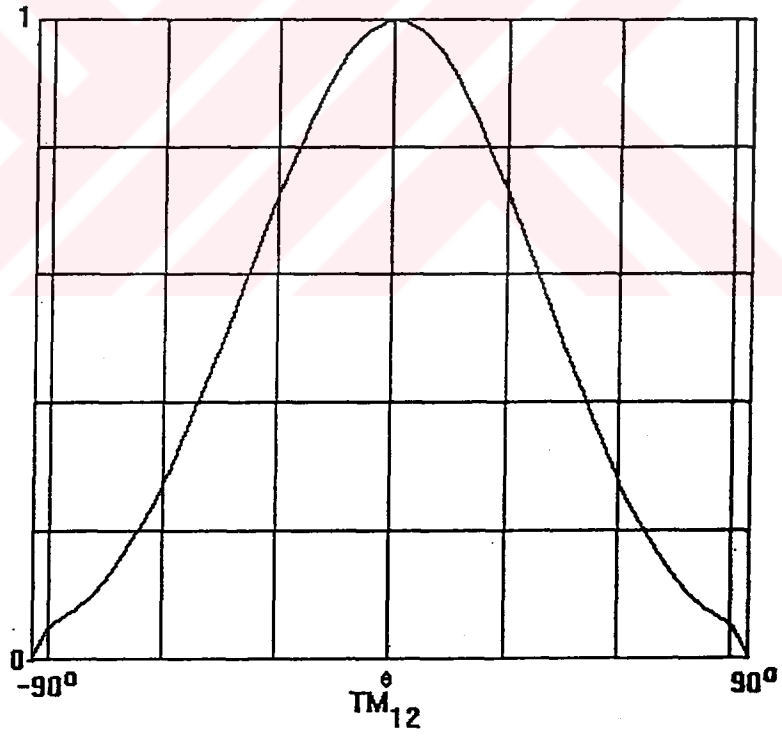
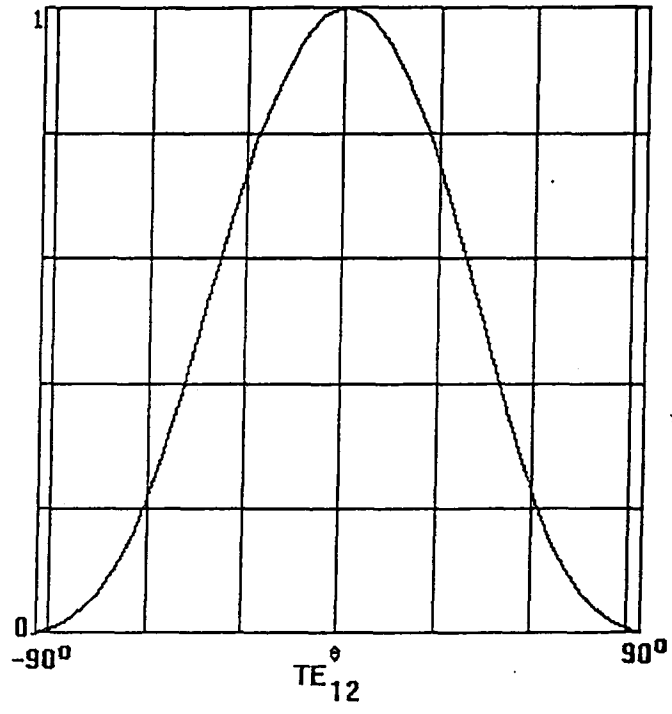
3.3 Yama antenin ışıması.

Yama antenin ışıması farklı TE ve TM modlarında şekil (3.6)'de gösterilmiştir.



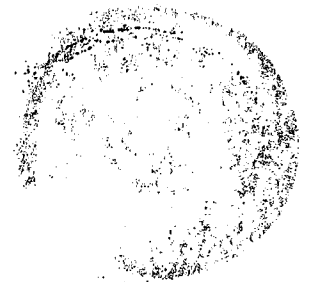


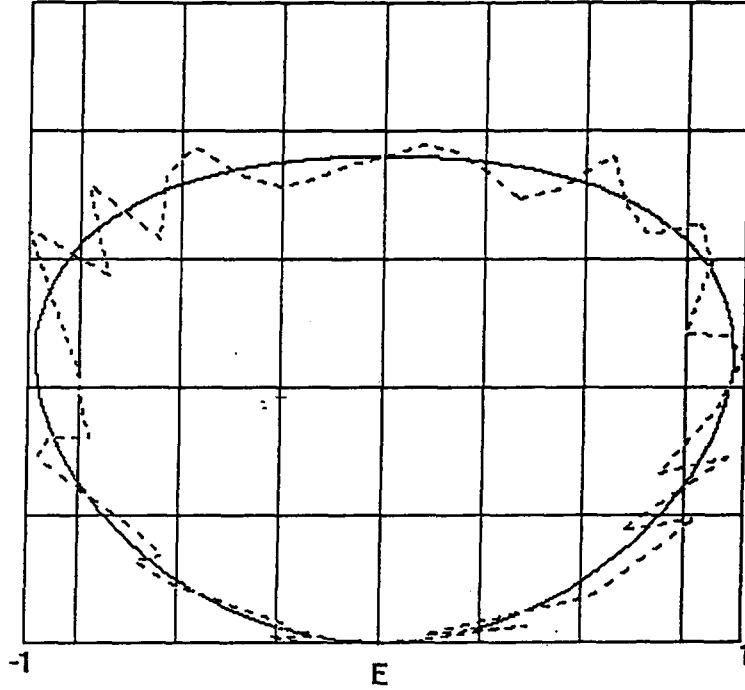




$$\frac{a}{\lambda} = 0.4, \quad \frac{b}{\lambda} = 0.3, \quad \frac{h}{\lambda} = 0.253$$

a. yüzey dalgası uyarılmış





$$\frac{a}{\lambda} = 0.4, \frac{b}{\lambda} = 0.3$$

b. içinde yüzey dalgası bulunan anten ışıması

Şekil (3.6) antenin ışıması

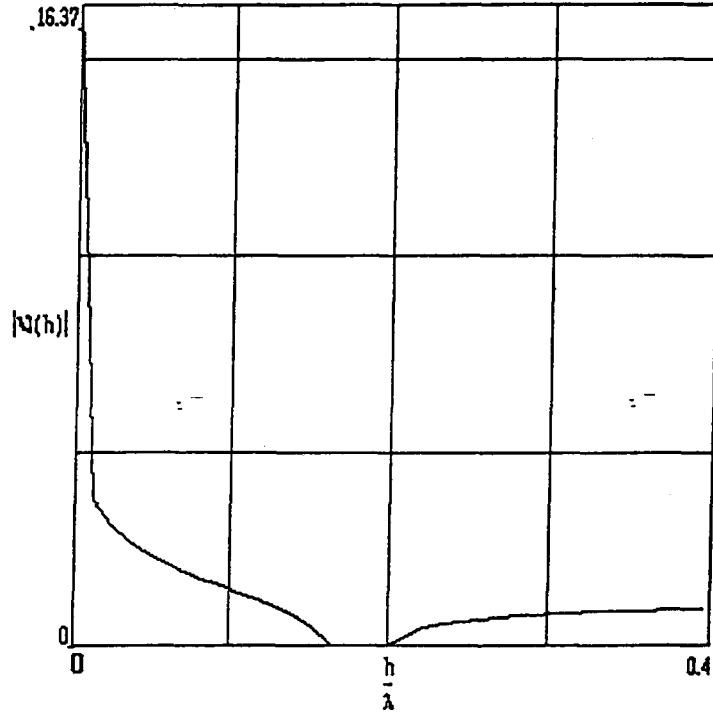
şekil (3.6) gösterildiği gibi, ışımada TM_{11} modunda yüzey dalgasının katkısı görülmektedir.

3.4 Yüzey dalgası teriminin minimuma indirilmesi

Yüzey dalgasının en etkin modu TM_{11} 'i yok etmek için, TM kutubu (v_{TM}) (α_{TM}) kompleks düzleminin reel eksenine getirilmesi gerekir. Bu durumda α reel ve v_{TM} sıfır olur.

(3.20) bağıntısı, kullanılarak v_{TM} 'in h 'a göre değişimleri şekil (3.7)'da gösterilmektedir.





$$p=2, \epsilon_r=2.5$$

Şekil (3.7) kutbun yerinin h/λ' ya göre değişimi

Şekil (3.7) gösterildiği gibi h arttığında, önce $|v_{TM}|$ azaldığı, h kritik bir kaç değeri için sıfır ve ondan sonra kademeli olarak yükselir. h 'ın kritik değerleri kullanılarak $|v_{TM}|$ sıfır olduğunda yamanın gerçek boyutları hesaplanır. Yamanın kritik boyutları bulmak için (Edward, 1968).

$$a_{\text{yeni}} = a + \frac{h}{2}, \quad b_{\text{yeni}} = b + \frac{h}{2} \quad \dots(3.26)$$

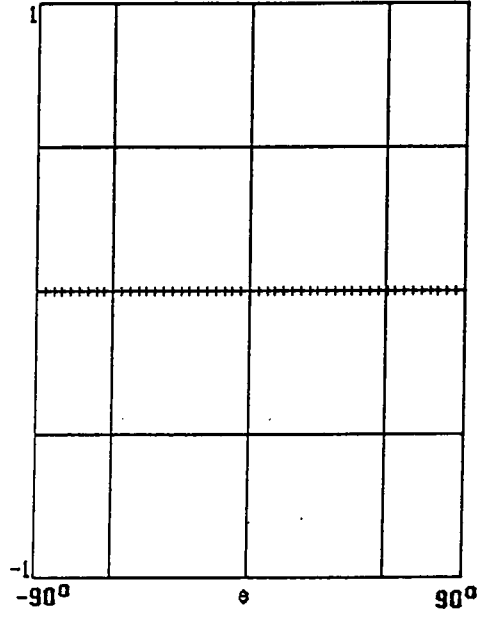
bağıntısı kullanılır. h 'ın kritik değeri ise, $\left(\alpha_p = \frac{\pi}{2} + jv, jv = 0\right)$ için

$$\frac{\pi}{2} = \arcsin \sqrt{\epsilon_r - \frac{\pi^2}{4k_0^2 h^2}}. \text{ Böylece } \sqrt{\epsilon_r - \frac{\pi^2}{4k_0^2 h^2}} = 1 \text{ olur ve}$$

$$h = \frac{\pi}{2k_0 \sqrt{\epsilon_r - 1}} \quad \dots(3.27)$$

bağıntısından bulunur.

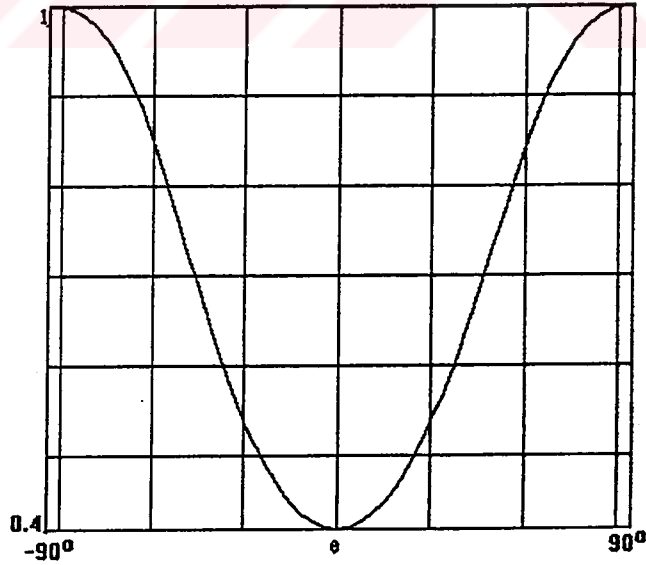
h 'ın yeni değeri kullanıldığında kutup $|v_{TM}|$ kayıpsız bir kutup olur ($|v_{TM}|=0$). Bu durumda yüzey dalgasının alan değerleri sıfır olur ve şekil (3.8)'de gösterilmektedir



$$\frac{a}{\lambda} = 0.4, \frac{b}{\lambda} = 0.3, \frac{h}{\lambda} = 0.202$$

Şekil (3.8) yüzey dalgasının etkisiz olması hali

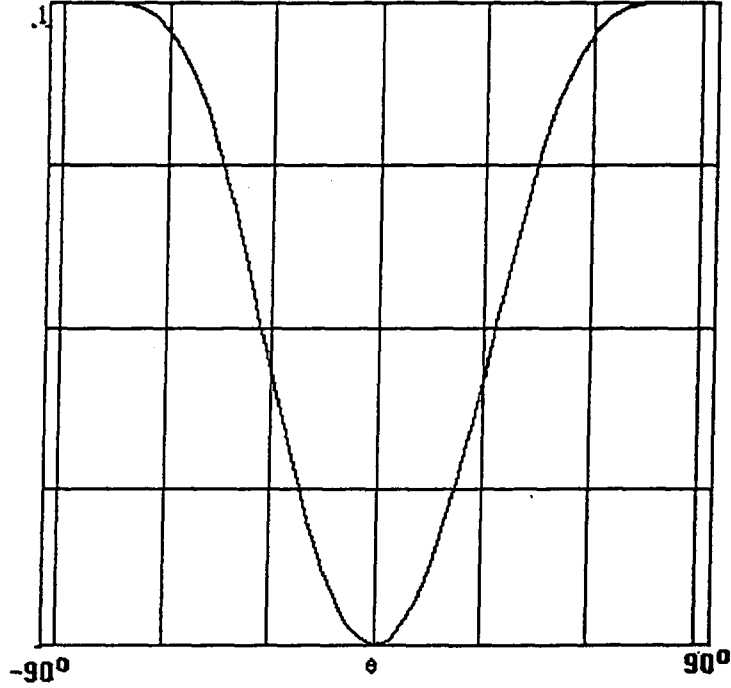
Yeni tasarlama durumunda, uzay dalgasının uzak alanı düzelir. Şekil (3.9)'de uzay dalgasının, h 'ın her hangi bir değeri için ve h 'ın kritik değeri için ışıma gösterilmiştir.



$$\frac{a}{\lambda} = 0.4, \frac{b}{\lambda} = 0.3, \frac{h}{\lambda} = 0.253$$

a. Yüzey dalgasının etkili olduğu hal





$$\frac{a}{\lambda} = 0.4, \frac{b}{\lambda} = 0.3, \frac{h}{\lambda} = 0.202$$

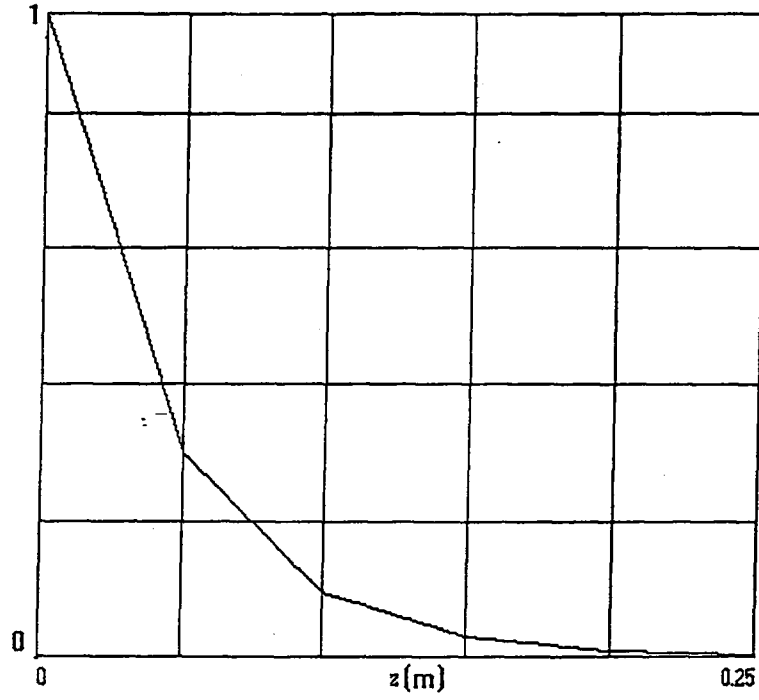
b. Yüzey dalgası etkisiz olduğu hal

Şekil (3.9) yüzey dalgası etkili ve etkisiz olduğu haller

Şekil (3.9) gösterildiği gibi, alanın maksimum değeri, h 'in her hangi bir değeri için h 'in kritik değeri için maksimum değerinden daha küçüktür.

Gerçekte, yüzey dalgasının genliği kaynaktan uzak mesafelerde sıfır olur. Yüzey dalgasının genliğinin mesafeye göre azalması şekil (3.10)'da gösterilmiştir.

Yamanın kritik tasarımı, tek yamalı anten, lineer diziler, dielektrik kaplı lineer diziler ve çok tabakalı diziler için uygundur. Amacımız kritik tasarım metodunun çok tabakalı antene uygulanmasıdır. Bunu sağlamak için birinci ve ikinci tabakanın dielektrik sabiti (ϵ_{r1} ve ϵ_{r2}) uygun seçilmelidir. Ondan sonra dielektrik tabakaların kalınlığı hesaplanmalıdır. Dördüncü bölümde, kritik tasarlama kaldırılacak ve yüzey dalgası çok tabakalı antenin ışımasından dışlanmaya çalışılacaktır. Böylece antenin özellikleri düzelecektir.



Şekil (3.10) yüzey dalgasının mesafeye göre azalması ((3.23)'e göre)

Yüzey dalgasının alanı mesafe ile azalmasına rağmen yok edilmesinin yararı vardır. Yüzey dalgasının varlığı kayıpların yükselmesi için yeterli bir neden olarak sayılabilir. Böylece yamanın kritik tasarımının önemi açıkça görülmektedir.

3.5 Antenin Akım dağılımı

Yama iki boyutlu olduğundan dolayı akımın iki bileşeni vardır. Genelde yamanın yüzeyindeki yüzey akımı (William ve diğerleri, 1991).

$$\vec{J}_z(x,y) = \vec{a}_x J_x + \vec{a}_y J_y \quad \dots(3.28)$$

şeklindedir. (3.28) bağıntısındaki yüzey akımın dağılımı bulunması gerekir. Akımın dağılımı bulmak için moment yöntemi (Harington, 1968., Canbay, 1991) kullanılır. Kullanılan moment yönteminin iki çeşidi vardır. Birincisi Rooftop-basis fonksiyonları (Klein ve diğerleri, 1975), ikincisi ise Galerkin metodudur (Miller ve diğerleri, 1975). Galerkin metodu içindeki integral,

bir yüzey integrali olduğundan dolayı, Rooftop-basis fonksiyonlarından daha uygun bulunmaktadır.

3.5.1. Rooftop - basis fonksiyonu metodu

Rooftop-basis fonksiyonları kullanıldığında karışık potansiyel integral denklemi (M.P.I) Kullanılarak (Guy ve diğerleri, 1992) (M.P.I) aşağıdaki gibi bulunur.

$$\vec{a}_z \times (\vec{E}_s + \vec{E}_y) = \vec{a}_z \times \vec{J}_s \quad \dots(3.29)$$

$$\vec{E}_s = -j\omega\vec{A} - \nabla V \quad \dots(3.30)$$

$$\vec{a}_z \times (j\omega\vec{A} + \nabla V + \vec{J}_s) = \vec{a}_z \times \vec{E}_u \quad \dots(3.31)$$

E_s = saçılan elektrik alanı, E_u = uyarma elektrik alanıdır.

Magnetik vektör potansiyel ve skaler potansiyel aşağıdaki gibi yazılır.

$$\vec{A}^{xx}(\vec{r}, \vec{r}'_{xj}) = \int_{xj} \frac{1}{\mu_0 h_0} G_A^{xx}(\vec{r}, \vec{r}') T_x(\vec{r}, \vec{r}') k_0^2 ds' \quad \dots(3.32)$$

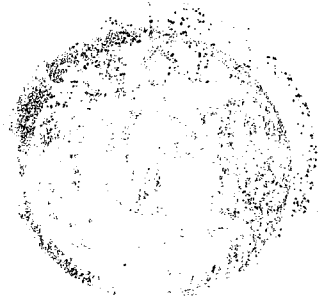
$$V(\vec{r}, \vec{r}'_{0j}) = \int_{soj} \frac{\epsilon_0}{k_0} G_v(\vec{r}, \vec{r}') \pi(\vec{r}' - \vec{r}'_{0j}) k_0^2 ds' \quad \dots(3.33)$$

(3.32)' denkleminde G_A^{xx} vektör potansiyel için Green fonksiyonunu göstermektedir.

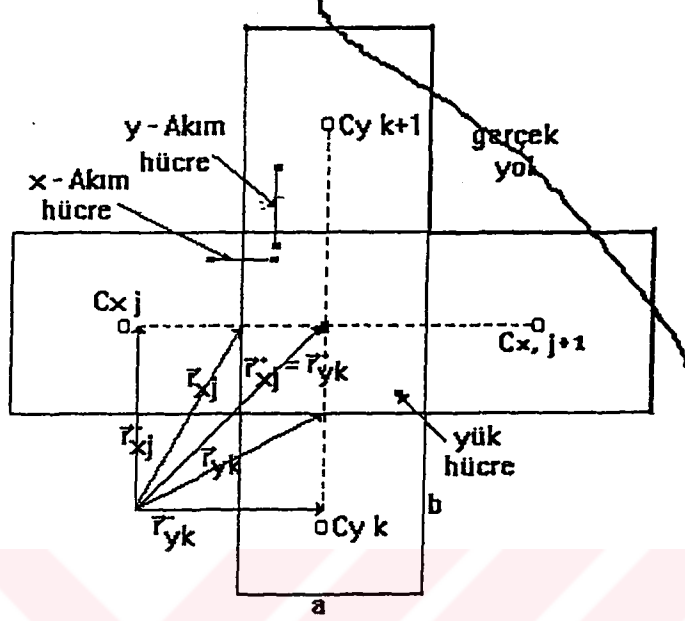
$$G_A^{xx} = \frac{\mu_0}{4\pi |\vec{r} - \vec{r}'|} \quad \dots(3.34)$$

(3.33) denklemdeki G_v skaler potansiyel için Green fonksiyonun değerini göstermektedir (Michalski, 1985).

$$G_v = \frac{1}{4\pi |\vec{r} - \vec{r}'|}$$



G_A^{xx} ve G_v değerleri verildikten sonra, yama, şekil (3.11) gösterildiği gibi. x ve y yönlerinde yük dağılımı olan hücrelere bölünür.



Şekil (3.11) X ve Y yönlerinde bölünmüş şekilde yama

Şekil (3.11)'deki $\bar{r}_x^* = \bar{r}_x \pm \bar{a}_x \frac{a}{2}$, $\bar{r}_y^* = \bar{r}_y \pm \bar{a}_y \frac{b}{2}$ dir.

Yüzeysel akım, bir basis fonksiyonu (T_x, T_y) üzerinden açılır. Bu açılım aşağıdaki gibi yazılabilir.

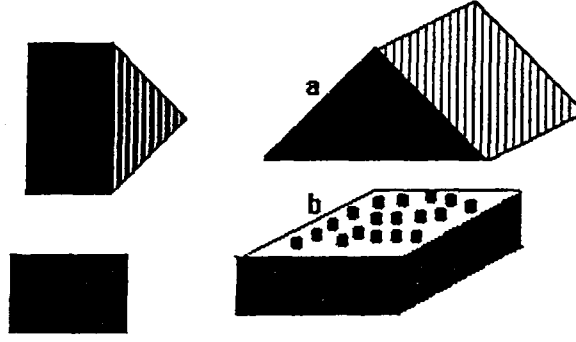
$$J_x = \frac{1}{b} \sum_{j=1}^M I_{xj} T_x(\bar{r} - \bar{r}_{xj}) \quad \dots(3.35)$$

$$J_y = \frac{1}{a} \sum_{k=1}^N I_{yk} T_y(\bar{r} - \bar{r}_{yk}) \quad \dots(3.36)$$

(2.35) ve (3.36) bağıntılardaki T_x, T_y , rooftop-fonksiyonları cinsindendir. T_x ve T_y aşağıdaki gibi yazılır ve şekil (3.12) gösterilmiştir.

$$T_x(\bar{r}) = \begin{cases} 1 - \frac{x}{a} & |x| < a, \quad |y| < \frac{b}{2} \\ 0 & \text{diğer durumlarda} \end{cases} \quad \dots(3.37)$$

$$T_y(\bar{r}) = \begin{cases} 1 - \frac{y}{b} & |x| < a, \quad |y| < \frac{a}{2} \\ 0 & \text{diğer durumlarda} \end{cases} \quad \dots(3.38)$$



Şekil (3.12) Rooftop basis fonksiyonları

Akım çarpanları I_x ve I_y 'yi bulmak için z yönü için

$$j\omega \int_{\text{cel}} A_x dx + V(\bar{r}_x^+ - V\bar{r}_x) + Z_i \int_{\text{cel}} J_x dx = \int_{\text{cel}} E_x(U) dx = V_x(U) \quad \dots(3.39)$$

bir denklem yazılır, aynı şekilde y yönü için bir denklem yazılır.

İntegral yolu c_{xi} (c_{yi}), $\bar{r}_x^-$ (r_{yi}^-) den $\bar{r}_x^+$ (r_{yi}^+)'ya kadar bir uzaklıktır.

$V_{xi}(U)$, $V_{yi}(U)$, $G_{xi}(C_{yi})$ boyunca uyarma gerilimini gösterir.

(3.32) ve (3.33) denklemlerindeki integraller hesaplandıktan sonra aşağıdaki sonuçlar elde edilir.

$$A^x = (\bar{r}, \bar{r}_x) = \frac{1}{\mu_0 k_0} G_A^x(\bar{r}, \bar{r}_x) k_0^2 \cdot a b \quad \dots(3.40)$$

$$V = (\bar{r}, \bar{r}_x) = \frac{\epsilon_0}{k_0} G_r(\bar{r}, \bar{r}_x) k_0^2 \cdot a b \quad \dots(3.41)$$

Yük için, denklem (3.35) biçiminde aşağıdaki gibi bir açılım yazılır

$$q_i = \frac{1}{j\omega ab} \left\{ \sum_{j=1}^M I_{xj} [\pi(\bar{r} - \bar{r}_{xj}^+) - \pi(\bar{r} - \bar{r}_{xj}^-)] + \sum_{j=1}^M I_{yj} [\pi(\bar{r} - r_{yj}^+) - \pi(\bar{r} - r_{yj}^-)] \right\} \quad \dots(3.42)$$

(3.35, 36) ve (3.42) denklemler (3.39) denkleminde yerleştirilirse aşağıdaki matris denklemi elde edilir:

$$\begin{pmatrix} c_x & c_y \\ c_x & c_y \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I_x \\ I_y \end{pmatrix} = \frac{1}{jz_0} \begin{pmatrix} V_x(e) \\ V_y(e) \end{pmatrix} \quad \dots(3.43)$$

(3.41) denklemindeki

$$C_v^{\pi} = \frac{1}{k_0 ab} \left[-V(\bar{r}_a^+, \bar{r}_a^-) - V(\bar{r}_a^-, \bar{r}_a^+) + V(\bar{r}_a^+, \bar{r}_a^-) + V(\bar{r}_a^-, \bar{r}_a^+) \right] \\ - \frac{1}{k_0 b} \int_a^b A^{\pi}(\bar{r}, \bar{r}_a^-) k_0 dx + j \frac{Z_s}{Z_0} \frac{a}{b} \delta_u \quad \dots(3.44)$$

Aynı şekilde C_{ij}^{yy} için bir denklem yazılabilir. (3.44) denklemdeki

$$Z_s = \frac{(1+j)}{\delta_1} \text{ yüzey empedansıdır.}$$

$$C_v^{\pi} = C_v^{\pi} = \frac{1}{k_0 ab} \left[-V(\bar{r}_a^+, \bar{r}_a^-) - V(\bar{r}_a^-, \bar{r}_a^+) + V(\bar{r}_a^+, \bar{r}_a^-) + V(\bar{r}_a^-, \bar{r}_a^+) \right] \quad \dots(3.45)$$

Yukarıda açıklanan metotta, Green fonksiyonlarının sayısı büyüdüğü için hesaplar uzun vakit alır.

3.5.2 Galerkin metodu

Galerkin metodunda, bir basis fonksiyonu seçilir. En uygun seçilen açılım fonksiyonu

$$\bar{f}(x, y) = \sin k_x x' \cos k_y y' \bar{a}_x + \cos k_x x' \sin k_y y' \bar{a}_y \quad \dots(3.46)$$

bulunmuştur (Colin, 1966). (3.46) bağıntısında (x', y') besleme noktası göstermektedir. $\bar{f}(x, y)$ tüm modlar ve Maximum, sıfır koşulları için uygun bulunmuştur.

Basis fonksiyonu seçildikten sonra yüzeysel akımın yoğunluğu için aşağıdaki açılım

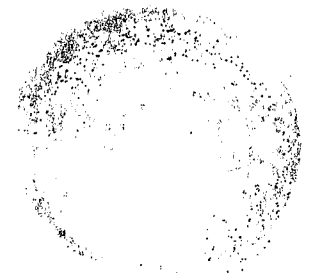
$$\bar{J}_s = \sum_i \alpha_i \bar{f}_i \quad \dots(3.47)$$

Yazılır (Pozar, 1986). (3.47) bağıntısında α_{ij} akımın bilinmeyen açılım fonksiyonunun katsayılarını göstermektedir.

Saçılan alan ile uyarma alanının ilişkisi (Pozar, 1983)

$$\bar{a}_x(\bar{E}_+ + \bar{E}_-) = 0 \quad \dots(3.48)$$

şeklindedir.



(3.29) bağıntısında $\vec{E}_s$ saçılan alan, $\vec{E}_u$ uyarma alanını göstermektedir.

(3.29) bağıntısı aşağıdaki gibi

$$\vec{a}_z \times \vec{E}_s = -\vec{a}_z \times \vec{E}_u \quad \dots(3.49)$$

yazılır. Saçılan alan (Pozar, 1983).

$$\vec{a}_x \vec{E}_s = \vec{a}_x \iint \vec{G}(\vec{r}, \vec{r}') \cdot \vec{J}_s(\vec{r}', y') ds' \quad \dots(3.50)$$

şeklinde yazılır. Uyarma alanı ise (Pozar, 1983).

$$\vec{a}_x \vec{E}_u = \vec{a}_x \int \vec{I} \vec{G}(\vec{r}, \vec{r}') ds' \quad \dots(3.51)$$

şeklinde bulunur. (3.51) bağıntısında

$$\vec{I} \vec{G}(\vec{r}, \vec{r}') = \int \vec{G}(\vec{r}, \vec{r}') \vec{a}_z dz' \quad \dots(3.52)$$

(3.49), (3.50), (3.51) ve (3.52) bağıntıları kullanılarak (3.49) bağıntısı

$$\alpha_x \left[\vec{a}_x \int \vec{G}(\vec{r}, \vec{r}') \vec{J}_s \cdot \vec{f}_s ds' \right] = \vec{a}_x \int \vec{I} \vec{G}(\vec{r}, \vec{r}') ds' \quad \dots(3.53)$$

elde edilir (3.32) bağıntısının her iki tarafı

$$\vec{f}_s(x, y) = \sin(k_x \cdot px) \cos(k_y \cdot qy) \vec{a}_x + \cos(k_x \cdot px) \sin(k_y \cdot qy) \vec{a}_y \quad \dots(3.54)$$

$p = 0, 1, 2, \dots, q = 0, 1, 2, \dots$

ağırlık fonksiyonu ile çarpılırsa (ağırlık fonk.=açılım fonk.)

$$\alpha_x \left[\vec{a}_x \int \vec{f}_s^*(x, y) \int \vec{G}(\vec{r}, \vec{r}') \cdot \vec{f}_s(x, y) ds ds' \right] = \vec{a}_x \int \vec{I} \vec{G} \cdot \vec{f}_s^* ds \quad \dots(3.55)$$

(3.34) bağıntısı elde edilir. Genelde, (3.34) bağıntısı

$$[\alpha_j] \cdot [c_{ij}] = [b_i] \quad \dots(3.56)$$

yazılır. (3.56) bağıntısında.

$$C_{ij} = \vec{a}_x \int \vec{f}_s^* \cdot \int \vec{G}(\vec{r}, \vec{r}') \cdot \vec{f}_s ds ds' \quad \dots(3.57)$$

ve

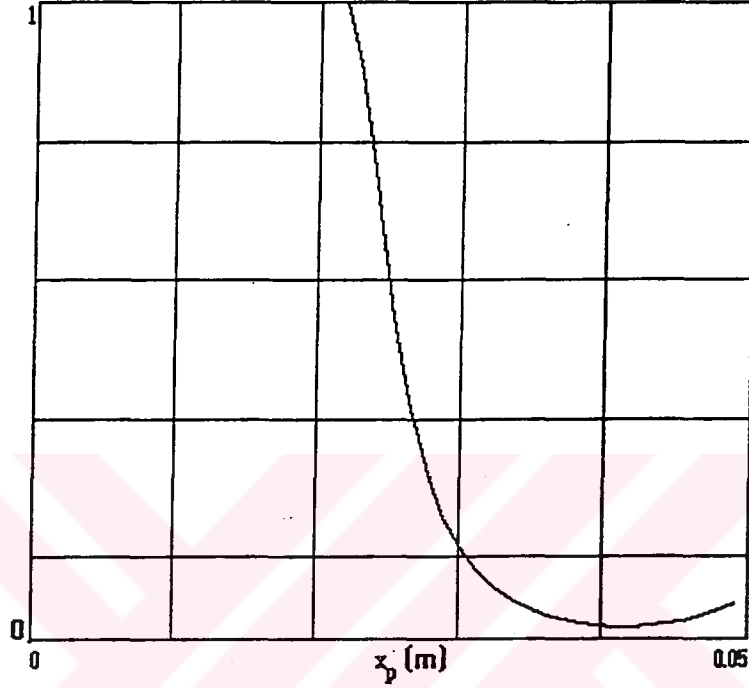
$$b_i = \vec{a}_x \int \vec{I} \vec{G}(\vec{r}, \vec{r}') \cdot \vec{f}_s^* ds \quad \dots(3.58)$$

göstermektedir. Dikdörtgen yama x yönündeki yük dağılım hücrelerinin sayısı i tane, y yönündeki yük hücrelerinin sayısı ise j tanedir. Her hücre için tek bir basis fonksiyonu uygulanır. Bütün TE ve TM modları için Genel bir bağıntı yazılır. Bu bağıntı

$$\alpha_i = [C_{ij}]^{-1} b_j \quad \dots(3.59)$$

şeklindedir (3.59) bağıntısında $i = 0, 1, 2, \dots, j = 0, 1, 2, \dots$, göstermektedir. $f = 1 \text{ GHz}$ frekansta, $\frac{a_{\text{eff}}}{\lambda_0} = 0.5, \frac{b_{\text{eff}}}{\lambda_0} = 0.3$ boyutlarında bir yama için akım

dağılımı, şekil (3.13)'da gösterilmiştir. Kullanılan bağıntılarda



Şekil (3.13) akım dağılımı

$$G_x = -\frac{jZ_0 (\epsilon_r k_x^2 - k_z^2) U_1 \cos(U_1 h) + jU_0 (k_0^2 - k_x^2) \sin U_1 h}{D_{TM} D_{TE}} \cdot \sin U_1 h \cdot e^{jk_x(x-x')} \dots (3.60)$$

$$G_y = G_x = \frac{jZ_0 k_x k_z \sin U_1 h [(U_1 \cos U_1 h + jU_0 \sin U_1 h)] e^{jk_x(x-x')}}{D_{TM} D_{TE}} \dots (3.61)$$

$$G_z = \frac{-jZ_0 (\epsilon_r k_x^2 - k_z^2) U_1 \cos U_1 h + jU_0 k_0^2 - k_x^2 \sin U_1 h}{D_{TM} D_{TE}} \cdot \sin U_1 h \cdot e^{jk_z(z-z')} \dots (3.62)$$

şeklindedir. $\bar{a}_x \bar{I}\bar{G}(\bar{r}, \bar{r}')$ ise (Pozar, 1989).

$$\bar{a}_x \bar{I}\bar{G}(\bar{r}, \bar{r}') = \bar{I}G_{xz} \bar{a}_x + \bar{I}G_{yz} \bar{a}_y \quad \dots(3.63)$$

$$\bar{I}G_{xz} = -\frac{jk_x U_0 \tanh(U_1 h)}{D_{TM}} e^{jk_x(x-x')} \quad \dots(3.64)$$

$$\bar{I}G_{yz} = -\frac{jk_x U_0 \tanh(U_1 h)}{D_{TE}} e^{jk_x(y-y')} \quad \dots(3.65)$$

şeklindedir. Son olarak $\bar{a}_z \bar{J}_s$

$$\bar{a}_z \bar{J}_s = J_x \bar{a}_x + J_y \bar{a}_y \quad \dots(3.66)$$

Yukarıdaki kullanılan metod, yan yana eleman (element by element) metodu denir. Bu metotta matrislerin sayısı çok büyük ve hesaplar çok vakit aldığından dolayı metodun uygulanması zor olur.

3.5.3 Poisson-toplama metodu

Fourier dönüşümü kullanılırsa, yamalı antenin elektrik alanı, aşağıdaki gibi yazılabilir (Bhatthacharya ve diğerleri, 1992).

$$\bar{E}(x, y) = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{E}(k_x, k_y) e^{jk_x x} e^{jk_y y} dk_x dk_y \quad \dots(3.67)$$

Fourier ters dönüşümü uygulandığında spektral domendeki elektrik alan aşağıdaki gibi yazılır.

$$\tilde{E}(x, y) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{E}(k_x, k_y) e^{-jk_x x} e^{-jk_y y} dx dy \quad \dots(3.68)$$

Denklem (3.4 ve 3.5) kullanılarak, yama antenin üzerinde sonsuz küçük bir elemandan oluşan elektrik alanı aşağıdaki gibi yazılır.

$$E_{x0} = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} G_{xx}(k_x, k_y) e^{jk_x(x-x')} e^{jk_y(y-y')} dk_x dk_y \quad \dots(3.69)$$

$$E_{y0} = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} G_{yy}(k_x, k_y) e^{jk_x(x-x')} e^{jk_y(y-y')} dk_x dk_y \quad \dots(3.70)$$

Yamanın x yönünde m sonsuz küçük eleman y yönünde ise n sonsuz küçük eleman vardır. Elemanların yeri aşağıdaki gibi verilir.

$$x_m = x' + mx \quad \dots(3.71)$$

$$y_n = y' + ny \quad \dots(3.72)$$

Yama antenin alanı aşağıdaki gibi yazılır.

$$E_x(x, y) = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} G_{xx}(k_x, k_y) e^{jk_x(mx-x')} e^{jk_y(ny-y')} dk_x dk_y \quad \dots(3.73)$$

$$E_y(x, y) = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} G_{yy}(k_x, k_y) e^{jk_x(mx-x')} e^{jk_y(ny-y')} dk_x dk_y \quad \dots(3.74)$$

(3.73) ve (3.74) bağıntılar Poisson toplamı şeklinde yazılabilir.

Poisson toplama kullanılarak alanlar aşağıdaki gibi yazılır (Pozar, 1989)

$$E_x(x, y) = \frac{1}{ab} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} G_{xx}(k_x, k_y) e^{jk_x(mx-x')} e^{jk_y(ny-y')} \quad \dots(3.75)$$

$$E_y(x, y) = \frac{1}{ab} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} G_{yy}(k_x, k_y) e^{jk_x(mx-x')} e^{jk_y(ny-y')} \quad \dots(3.76)$$

Böylece, Poisson toplama kullanılırsa, sonsuz integral yok olur. Yukarıdaki teoriye göre akım faktörleri aşağıdaki hesaplanır.

$$C_{ij} = \frac{8\pi^3}{ab} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \tilde{f}_j^*(k_x, k_y) \tilde{G}_{Et}(k_x, k_y) \tilde{f}_i(k_x, k_y) \quad \dots(3.77)$$

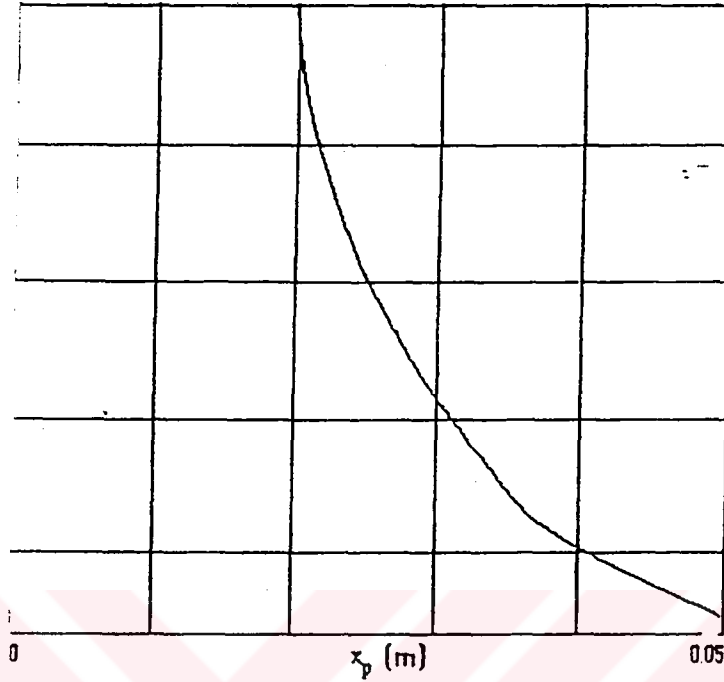
$$b_j = \frac{4\pi^2}{ab} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \tilde{f}_j^*(k_x, k_y) \tilde{G}_{Et}(k_x, k_y) \tilde{f}_i(k_x, k_y) e^{-jk_x x'} e^{-jk_y y'} \quad \dots(3.78)$$

$$[c_{ij}][\alpha_j] = [b_j] \quad \dots(3.79)$$

(3.77) bağıntısındaki $\tilde{f}_i$ aşağıdaki gibi verilir

$$\int_0^b \bar{J}_i(x,y) e^{-jk_x(mx-x')} e^{-jk_y(my-y')} \dots(3.80)$$

n x bileşenin dağılımı Şekil (3.14)'de verilmiştir.



14) Poisson toplama kullanarak elde edilen akım dağılımı

antenin giriş empedansı

1 antenin giriş empedansı moment yöntemi kullanılarak (3.57) bağıntısındaki akım genlikleri, (3.58) bağıntısındaki vektörü bulunduktan sonra (3.81) bağıntısı kullanılarak empedansı hesaplanır (Mosig ve diğerleri, 1985).

$$-b_j \cdot C_{ij}^{-1} \cdot b_j \dots(3.81)$$

bağıntısındaki empedans yama seviyesindeki antenin giriş göstermektedir. Toprak düzlemi seviyesindeki antenin giriş empedansı (3.81) bağıntısındaki giriş empedansına besleme hattının empedansı eklenerek bulunur. Besleme hattının karakteristik empedansı, (Anja ve diğerleri, 1993).

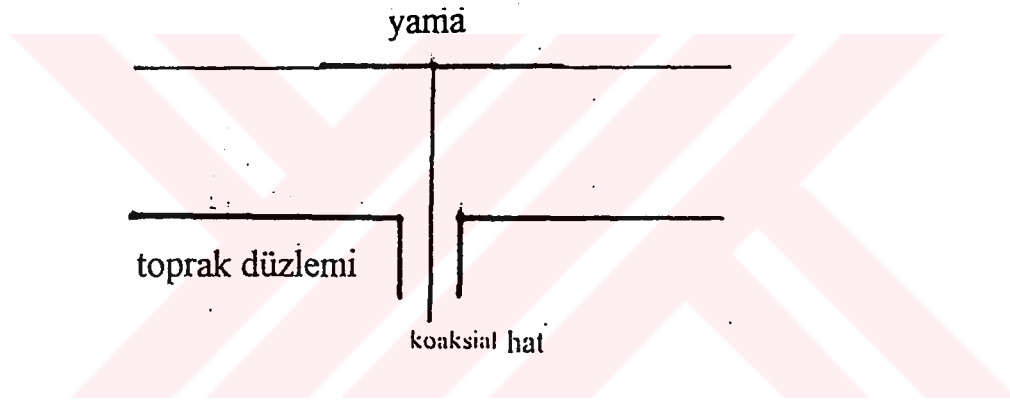
$$Z_k = 60 \left[(k_0 h)^2 \sqrt{\epsilon_r} + j k_0 h \left(\arcsin \frac{2h}{r_c} + \frac{r_c - \sqrt{r_c^2 + 4h^4}}{2h} \right) \right] \quad \dots(3.82)$$

koaksiyel besleme hattı için, ve

$$Z_k = \frac{Z_0}{2\pi\sqrt{\epsilon_r}} \ln \left\{ \frac{8h}{a} + 0.25 \frac{h}{a} \right\} \quad \frac{h}{a} \leq 1 \quad \dots(3.83)$$

$$Z_k = \frac{Z_0}{\sqrt{\epsilon_r}} \left\{ \frac{h}{a} + 1.393 + 0.667 \ln \frac{h}{a} + 1.444 \right\}^{-1} \quad \frac{h}{a} \geq 1$$

mikroşerit besleme hattı için geçerlidir (Bahl ve diğerleri, 1980).



Şekil (3.15) koaksiyel hat kullanarak yamalı antenin beslenmesi

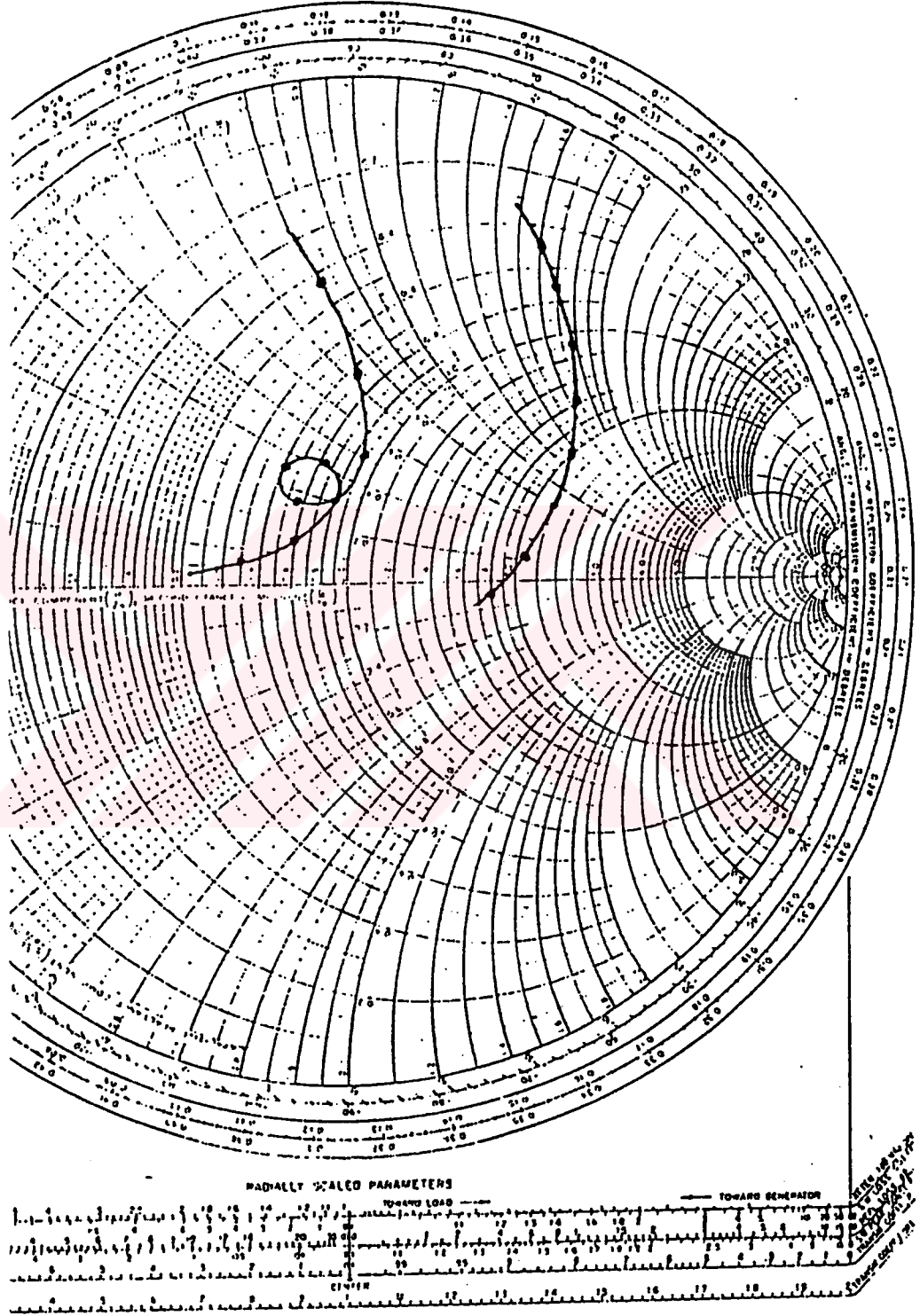
koaksiyel hat kullanarak yamalı antenin beslenmesi şekil (3.15)'te gösterilmektedir.

(3.82) bağıntısında r_c koaksiyel hattının iç iletkenin yarıçapı gösterirken (3.83) bağıntıda a mikroşerit hattının etkin genişliğini göstermektedir.

Poisson toplama formülü kullanıldığında antenin giriş empedansı aşağıdaki bağıntıdan hesaplanır (Pozar, 1989 ve diğerleri).

$$x, y) = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \tilde{f}_j^*(k_x, k_y) \tilde{G}_{Et} \tilde{f}_i(k_x, k_y) \sin c\left(\frac{m\pi x'}{a}\right) \dots (3.84)$$

ntıdaki empedans şekil (3.16) gösterilmektedir.



3.16) Yama antenin giriş empedansı frekansa göre değişimi

Elde edilen sonuçtan empedans uyumu, besleme noktasının yeri değiştirilerek sağlanır.

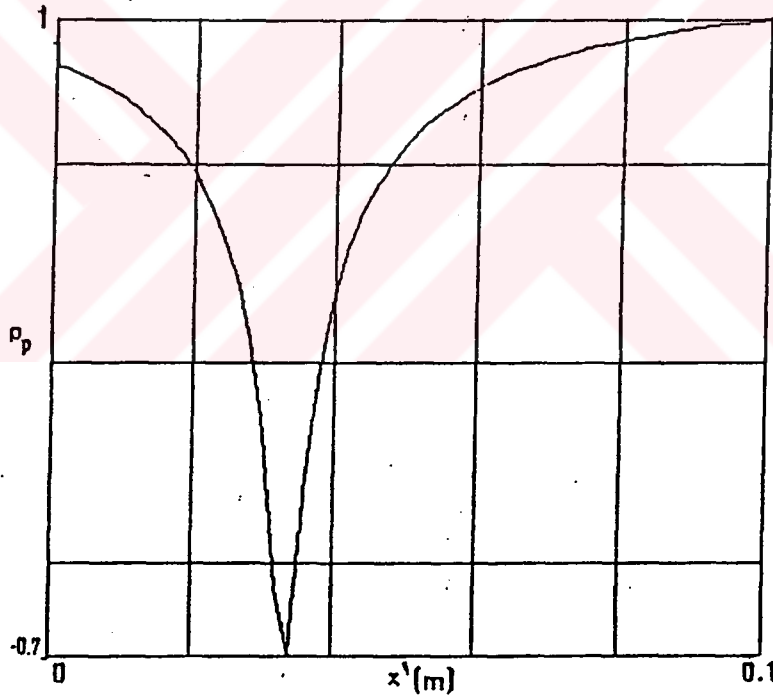
3.7 Yansıma katsayısı

Anten ile besleme hattı arasındaki yansıma katsayısı

$$\Gamma_a = \frac{Z_a - Z_k}{Z_a + Z_k} \quad \dots(3.85)$$

şekilindedir. (3.85) bağıntısında, Z_a antenin aktif empedansını, Z_k besleme hattının karakteristik empedansını, Γ_a antenin aktif yansıma katsayısını göstermektedir.

Yama antenin aktif yansıma katsayısının mesafeye göre değişimi şekil (3.17)'da gösterilmiştir.



Şekil (3.17) yansıma katsayısı mesafeye göre değişimi

3.8 Yama antenin frekans band genişliği (BW)

Yama antenin frekans band-genişliği

$$BW = \frac{S-1}{Q\sqrt{S}} \quad (3.86)$$

Şeklindedir (Demeryd ve diğerleri 1979). (3.86) bağıntısında Q_T antenin toplam Q-faktörü, S duran dalganın oranı (VSWR) göstermektedir.

$$Q_T = \frac{Q_r R_T}{R_r} \quad \dots(3.87)$$

(3.87) bağıntısında, Q_r rezonans frekansında Q-faktörü, R_T toplam direnç, R_r ışıma direncini göstermektedir.

$$Q_r = \frac{c\sqrt{\epsilon_e}}{4f_r h} \quad \dots(3.88)$$

(3.88) bağıntısında c serbest uzayda ışık hızı, ϵ_e etkin dielektrik sabiti dir.

$$\epsilon_e = \frac{\epsilon_r + 1}{2}$$

$$R_T = R_r + R_y \quad \dots(3.89)$$

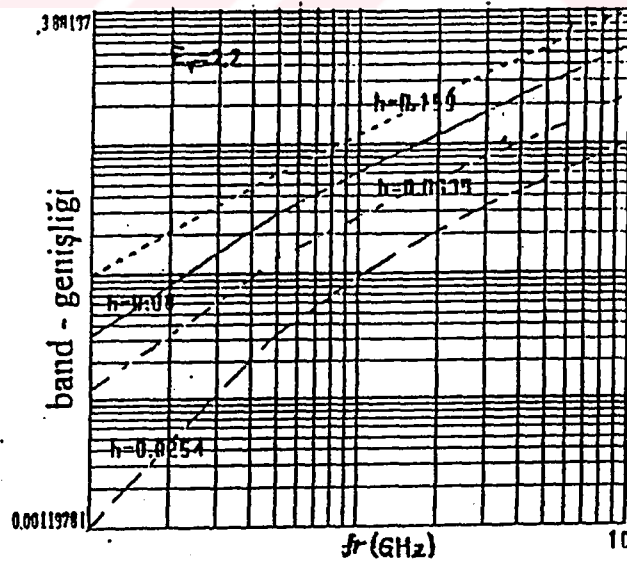
(3.89) bağıntısında R_T yüzey dalgasının ışıma direncini göstermektedir.

Duran dalga oranı S

$$S = \frac{1 + |\Gamma|}{1 - |\Gamma|} \quad \dots(3.90)$$

şeklindedir.

BW'nin frekansa göre değişimi şekil (3.18)'de gösterilmektedir.



$$\frac{a}{\lambda} = 0.5, \quad \frac{b}{\lambda} = 0.3$$

Şekil (3.18) band-genişliğinin frekansa göre değişimi

3.9 Antenin Kazancı

Poynting teorisine göre güç yoğunluğu (Edward, 1989).

$$P_{\max} = \frac{1}{2} R_e (E_\theta H_\phi^* - E_\phi H_\theta^*) \quad \dots(3.91)$$

Şeklinde. Işınan gücün toplamı (Aksun ve diğerleri 1993, ... vs)

$$P_r = \int_0^{2\pi} \int_0^{\frac{\pi}{2}} (E_\theta H_\phi^* - E_\phi H_\theta^*) \sin \theta. d\theta. d\phi \quad \dots(3.92)$$

olmaktadır. Antenin yönelticiliğinin tanımı

$$D = \frac{\theta = \theta_{\max} \text{ yönünde ışıyan güç}}{\text{Toplam ışıyan güç}} \quad \dots(3.93)$$

olur.

(3.93) bağıntısı aşağıdaki şekilde.

$$D = \frac{4\pi (E_\theta H_\phi^* - E_\phi H_\theta^*) \big|_{\theta=\theta_{\max}}}{\int_0^{2\pi} \int_0^{\frac{\pi}{2}} (E_\theta H_\phi^* - E_\phi H_\theta^*) \sin \theta. d\theta. d\phi} \quad \dots(3.94)$$

yazılır. (3.94) bağıntısında H_ϕ^* ve $\frac{E_\theta}{Z_0}$ yerine H_θ^* konursa $\frac{E_\phi}{Z_0}$

$$D = \frac{4\pi (|E_\theta|^2 + |E_\phi|^2) \big|_{\theta=\theta_{\max}}}{\int_0^{2\pi} \int_0^{\frac{\pi}{2}} (|E_\theta|^2 + |E_\phi|^2) \sin \theta. d\theta. d\phi} \quad \dots(3.95)$$

Antenin yönelticiliği bulunduğundan sonra, Antenin kazancı

$$G = \eta D \quad \dots(3.96)$$

Şeklinde olur. (3.96) bağıntısında η antenin verimidir. η aşağıdaki gibi verilir.

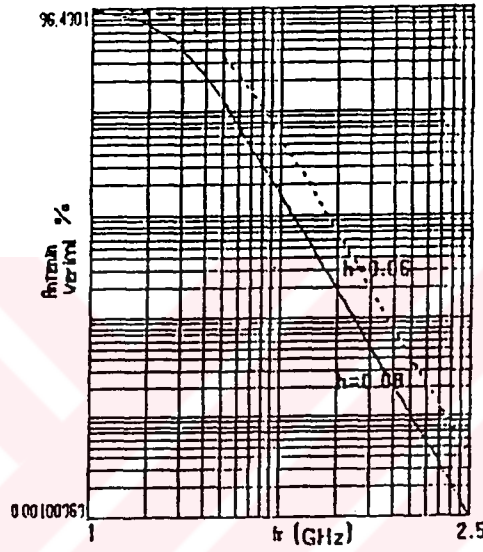
$$\eta = \frac{R_r}{R_T} = \frac{R_r}{R_r + R_y} \quad \dots(3.97)$$

(3.97) bağıntısındaki R_c uzay dalgasının direnci, R_y yüzey dalgasının direncini göstermektedir (Mosin, 1983 ve diğerleri)

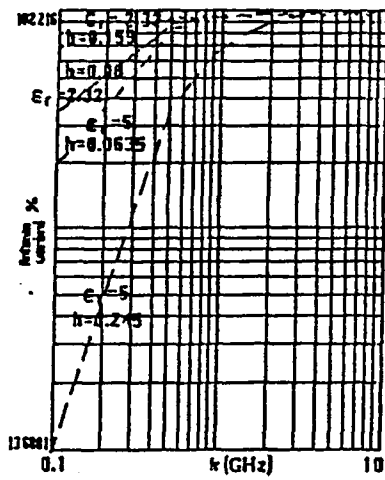
$$R_y = 8\pi^2 Z_0 \left(\frac{a_{\text{etkin}}}{\lambda_0} \right)^2 \left(\frac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r} \cdot \frac{h}{\lambda_0} \right)^3 \quad \dots(3.98)$$

$$R_r = \pi Z_0 \left(\frac{a_{\text{etkin}}}{\lambda_0} \right)^2 \int_0^{\frac{\pi}{2}} \left(|f_\theta|^2 + |f_\phi|^2 \right) \sin\theta \cdot d\theta \quad \dots(3.99)$$

Yama antenin veriminin frekansa göre değişimi şekil (3.19) gösterilmektedir.



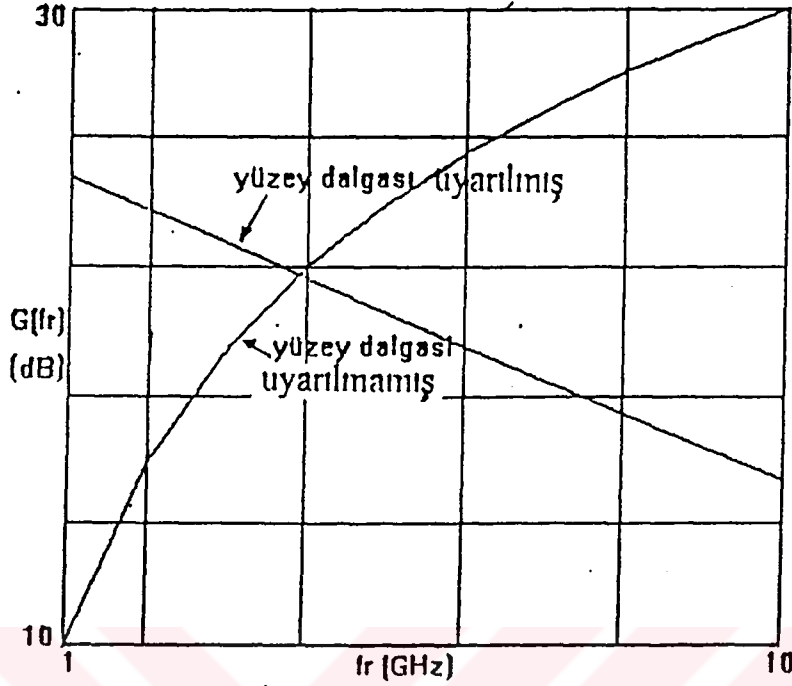
a. yüzey dalgası uyarılmış hal



b. yüzey dalgası uyarılmamış hal

Şekil (3.19) antenin veriminin frekansa göre değişimi

Yamalı antenin kazancının frekansa göre değişimi şekil (3.20)'de gösterilmektedir



Şekil (3.20) antenin kazancının frekansa göre değişimi

Elde edilen sonuçlarda antenin verimi ve kazancına yüzey dalgasının etkisi açık olarak görülmektedir. Yüzey dalgasının olmaması koşulunda hem antenin verimi hemde kazancı yükselir. Bu durumda antenin verimi bir olur ve antenin kazancı antenin yönleticiliğine eşit olur.

3.10 Yarım güç huzme genişliği

Antenin kazancı 3dB'ye kadar düştüğü yönlerin arasındaki açı, yarım güç huzme genişliği denir. Işınan maximum güç

$$R(\theta, \varphi) = |E_\theta|^2 + |E_\varphi|^2 \quad \dots(3.100)$$

ile orantılıdır. (3.100) bağıntıdaki maksimum güç $\theta = \theta_m$ için elde edilir.

Işınan güç belli bir θ için gücün maksimum değeri yarısına düşer. Böylece

$$|E_\theta|^2 + |E_\varphi|^2 = \frac{1}{2} \quad \dots(3.101)$$

olur. (3.101) bağıntısı θ için çözülür. (3.101) bağıntısı ikinci derece olduğundan dolayı θ 'nin iki değeri gerçekleştirir. Bu değerlerin arasındaki açığa yarım güç huzme genişliği denir.

E düzleminde yarım güç huzme genişliği

$$|E_{\theta}|^2 = \frac{1}{2} \quad \dots(3.102)$$

bağıntısından bulunur. H düzleminde yarım güç huzme genişliği ise

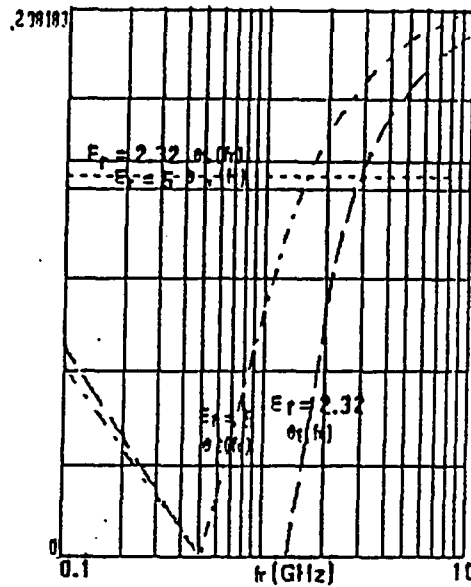
$$|E_{\varphi}|^2 = \frac{1}{2} \quad \dots(3.103)$$

şeklinde olur. (Bahl,1980)'a göre E ve H düzlemindeki yarım güç huzme genişliği aşağıdaki gibi verilir

$$\theta_{BE} = 2 \arccos \left(\frac{7.03}{k_0^2 (3.a^2 + h^2)} \right)^{\frac{1}{2}} \quad \dots(3.104)$$

$$\theta_{BH} = 2 \arccos \left(\frac{1}{2 \left\{ 1 + \frac{k_0 b}{2} \right\}} \right)^{\frac{1}{2}} \quad \dots(3.105)$$

θ_{BE} ve θ_{BH} frekansa göre değişimi şekil (3.21) gösterilmektedir.



Şekil (3.21) yarım güç huzme genişliğinin frekansa göre değişimi

Antenin maksimum yönelticiliğini elde etmek için aşağıdaki bağıntı kullanılarak hesaplanır (Bahl, 1980).

$$D_{\max} = \frac{41253}{\theta_{BE} \theta_{BH}} \quad \dots(3.106)$$

(3.106) bağıntısında yönelticilik değeri kullanılarak (3.96) bağıntısındaki kazancının değeri maksimum olur.

3.11 Dielektrik ortam parametrelerinin frekansa bağıllığı

Dielektrik ortamların, ortam parametreleri frekansa bağlı olarak değişim gösterir. Bu olaya dispersiyon denir. (Diertich, 1982), böyle ortamlara dispersif ortamlar denir (Canbay, 1991). Dielektrik ortamlarda dalganın faz hızı aşağıdaki bağıntıda gösterildiği gibi, frekansa bağlı olur.

$$V = v(f) \quad \dots(3.107)$$

Dalganın faz hızı diğer yönden

$$V(\omega) = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_r \cdot \epsilon_0 \cdot \mu_0}} \quad \dots(3.108)$$

$$V(\omega) = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_r}} V_0 \quad \dots(3.109)$$

şeklindedir. V_0 dalganın serbest uzaydaki faz hızını göstermektedir.

(3.109) bağıntısından ϵ 'nin frekansa bağlı olduğunu anlaşırlır.

Dikdörtgen yama antenin çalışma frekansı

$$\omega = \frac{\sqrt{\left(\frac{\pi}{a_{\text{etk}}}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{b_{\text{etkin}}}\right)^2}}{\sqrt{\epsilon_r \cdot \epsilon_0 \cdot \mu_0}} \quad \dots(3.110)$$

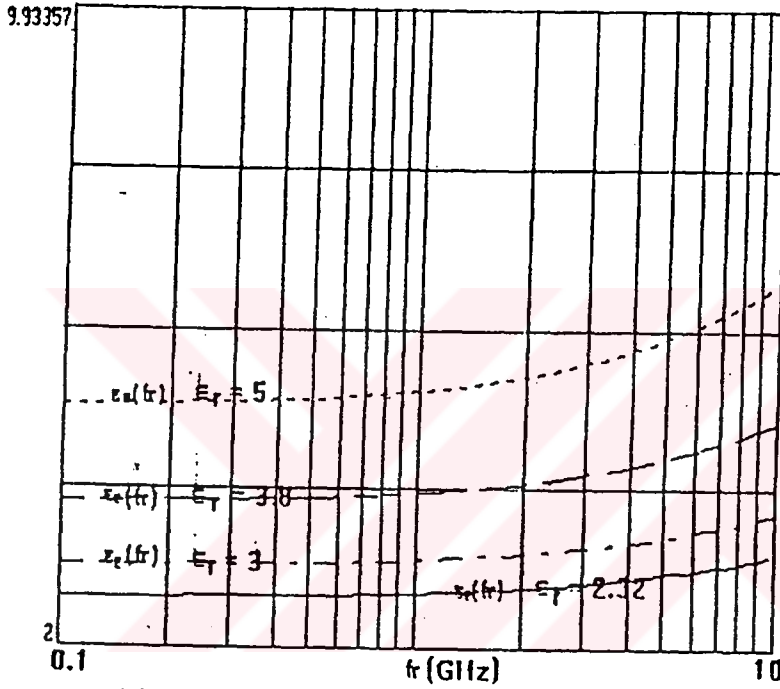
$$\omega = \frac{\beta}{\sqrt{\epsilon_r} \sqrt{\epsilon_0 \cdot \mu_0}} \quad \dots(3.111)$$

şeklindedir. (3.111) bağıntısından dielektrik ortamın dielektrik sabiti ϵ_r ,

$$\epsilon_r = \frac{\beta^2}{\omega^2 \cdot \epsilon_0 \cdot \mu_0} \quad \dots(3.112)$$

$$\epsilon_r = \frac{\beta^2}{k_0^2} \quad \dots(3.113)$$

olur. ϵ_r 'in frekansa göre değişimi şekil (3.22)'de gösterilmektedir.



Şekil (3.22) ϵ_r frekansa göre değişimi

(Schroeder, 1964)'a göre yamanın genişliği de frekansa bağlı olmaktadır. Yamanın genişliği

$$a = \frac{c}{2f_r} \left(\frac{\epsilon_r + 1}{2} \right)^{\frac{1}{2}} \quad \dots(3.114)$$

şeklindedir. (Bahl ve diğerleri, 1980) yamanın uzunluğu

$$b = \frac{c}{2f_r \sqrt{\epsilon_e}} - 2\Delta L \quad \dots(3.115)$$

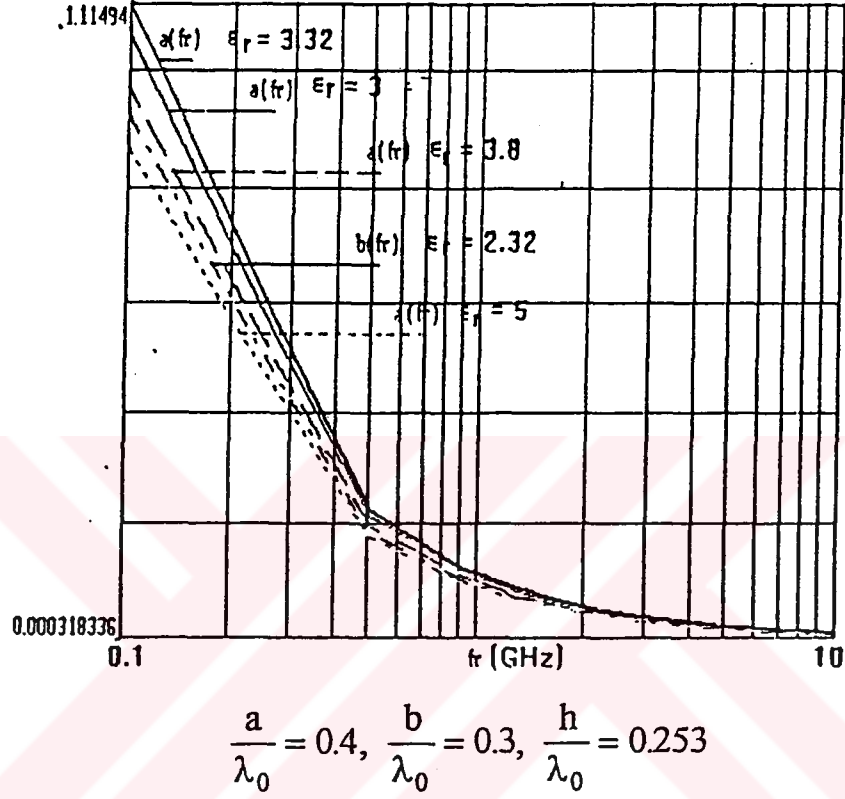
şeklindedir. (3.115) bağıntısında

$$\epsilon_e = \frac{\epsilon_r + 1}{2} + \frac{\epsilon_r - 1}{2} \left(1 + \frac{12h}{b} \right) \quad \dots(3.116)$$

$$\Delta L = 0.412 \frac{(\epsilon_e + 0.5) \left(\frac{b}{h} + 0.264 \right)}{(\epsilon_c - 0.258) \left(\frac{b}{h} + 0.8 \right)} \quad \dots(3.117)$$

göstermektedir.

b ve a frekansa göre değişimi şekil (3.23)'da gösterilmektedir.



Şekil (3.22) yamanın boyutlarının frekansa göre değişimi

BÖLÜM 4

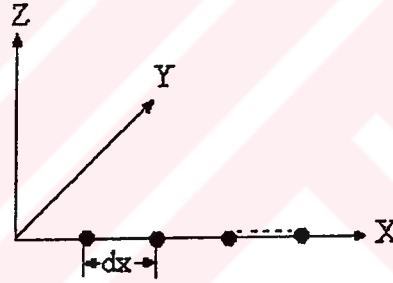
Mikroşerit antenin dizileri

4.1 Giriş:

Tek yama anten kullanılarak istenilen nitelikler elde edilir. Buna rağmen, yüksek kazanç, hüzmeye taraması ve dar bir yarı- güç hüzmeye genişliği gibi özellikler istenir. Bunları elde etmek için birkaç yama aynı yapıda kullanılır. Buna yama anten dizisi denir (Buck ve diğerleri 1986 ...vs).

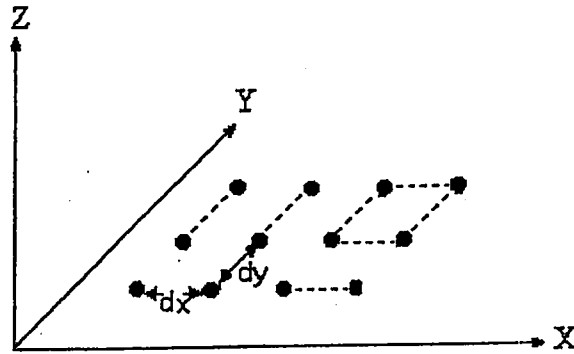
Yamalı antenin dizi çeşitleri aşağıda sıralanmıştır.

10. Lineer dizi. Bu dizinin elemanları bir doğrultu üzerine dağılmıştır. şekil (4.1)'de lineer bir dizi gösterilmiştir.



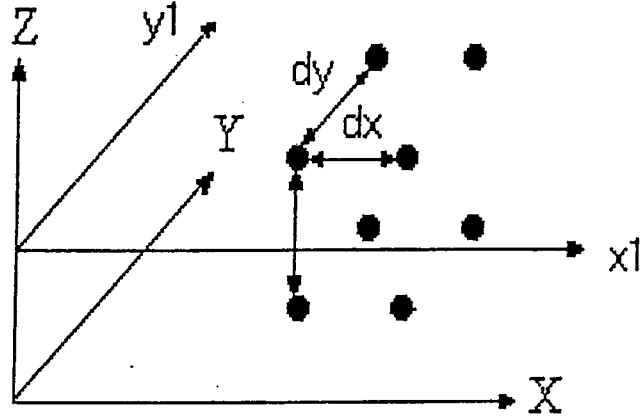
Şekil (4.1) lineer dizi

20. Düzlemsel dizisi, bu dizinin elemanları bir düzlem üzerine dağılmıştır. şekil (4.2)'de gösterildiği gibi düzlemsel oluşur.



Şekil (4.2) düzlemsel dizi

30. Hacimsel dizi, dizi elemanları değişik düzlemlerde hacmin içine konulmaktadır. Şekil (4.2)'te gösterilmiştir.



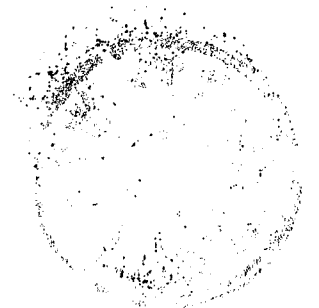
Şekil (4.3) hacimsel dizi

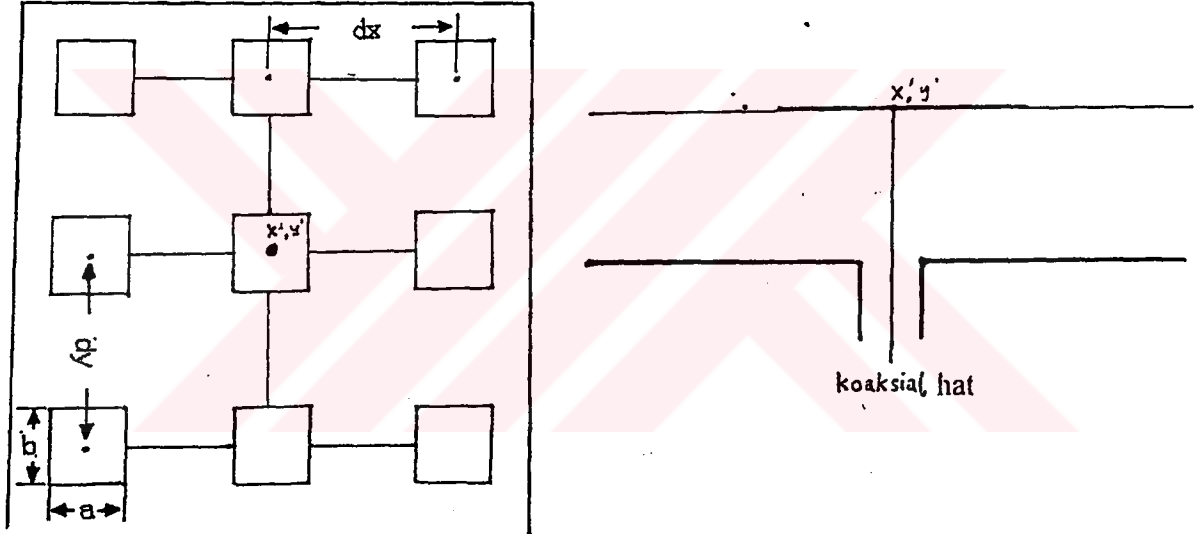
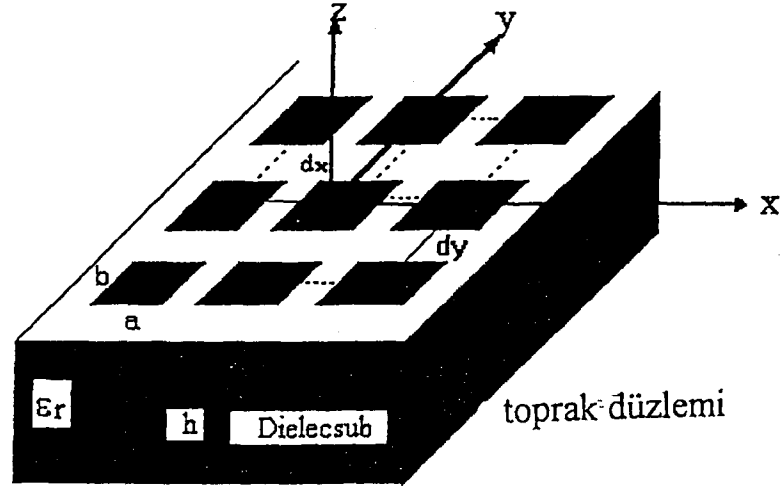
Çok tabakalı antenler hacimsel dizi olarak incelenebilir. Bu çalışmada çok tabakalı antenin tasarımı kritik tasarım koşuldan gözönüne alınarak gerçekleştirilmiştir. Tasarlanan antenin her tabakasında yamaların boyutları aynı olup, diğer tabakalardaki yamaların boyutlarından farklıdır. Tabakalar aralarında log-periyodik anten oluşturacak şekilde seçilmiştir.

Çalışmada mikroşerit anten dizisi, düzlemsel anten dizisi ve log-periyodik anten analiz ve yüzey dalgasının etkisinin gözönüne alınması şeklinde yorumlanmıştır.

4.2 Faz-taramalı yama anten düzlemsel dizisinin ışıması

Dikdörtgen yamalı antenin düzlemsel dizisi şekil (4.4)'te gösterilmiştir.





Şekil (4.4) düzlemsel dikdörtgen yama anten dizisi ve beslemesi

Faz dizisi teorisinde (Amitay ve diğerleri 1972 ...vs), düzlemsel antenin ışıması.

$$E_T(\theta, \varphi) = f(\theta, \varphi) \cdot \sum_m \sum_n I_{mn} e^{j(nk_0 d_x \sin\theta \cos\varphi + k_x)} e^{j(nk_0 d_y \sin\theta \sin\varphi + k_y)} \quad (4.1)$$

şeklindedir. (4.1) bağıntısında $f(\theta, \varphi)$ tek yamanın özgün ışıma fonksiyonu, d_x x-yönünde yamalar arasındaki uzaklığı ve d_y y-yönünde yamaların arasındaki uzaklığı göstermektedir.

H ve E düzleminde $f(\theta, \varphi)$ üçüncü bölümdeki (3.11) ve (3.12) bağıntılarda verilmiştir. TM_{11} için yüzey dalgasının ışımada bulunan bileşeni. $f_\omega(\theta, \varphi)$ fonksiyonuna eklenecektir. $f_\omega(\theta, \varphi)$ aşağıdaki gibi yazılabilir.

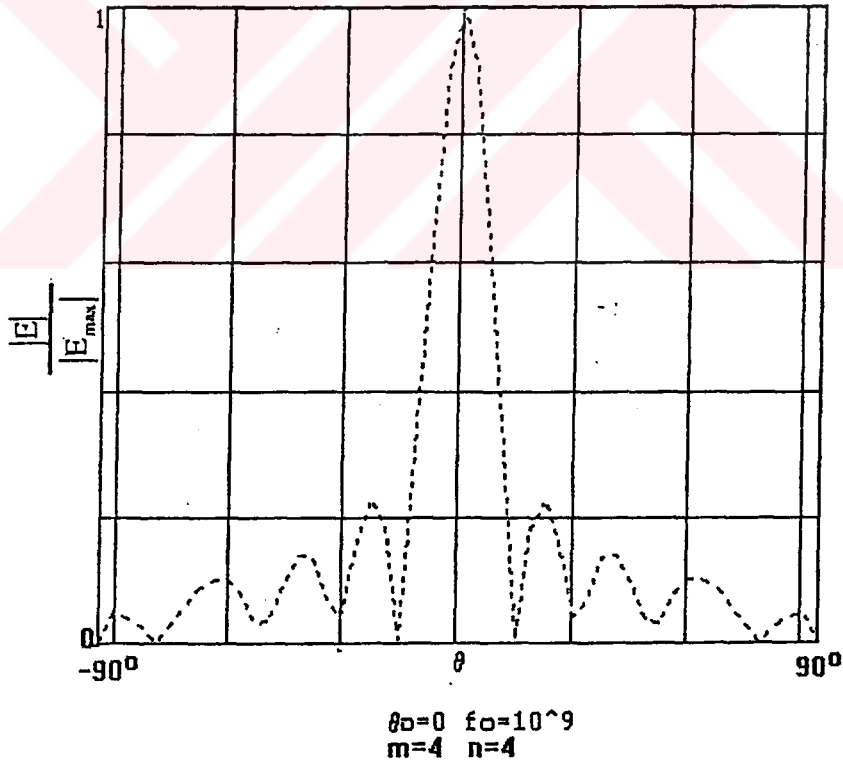
$$f_\omega = \left(\frac{g_{\text{kutup}}}{\frac{dD_{TM}}{d\alpha_{TM}}} \right) \cos\theta \cos\varphi \quad \dots(4.2)$$

Yüzey dalgası ifadesi ise

$$E_\theta = f_\omega(\theta) e^{-k_0 z \sinh v_{TM}} \sum_m \sum_n e^{-jk_0 m d_x \cosh v_{TM}} e^{-jk_0 n d_x \cosh v_{TM}} \quad \dots(4.3)$$

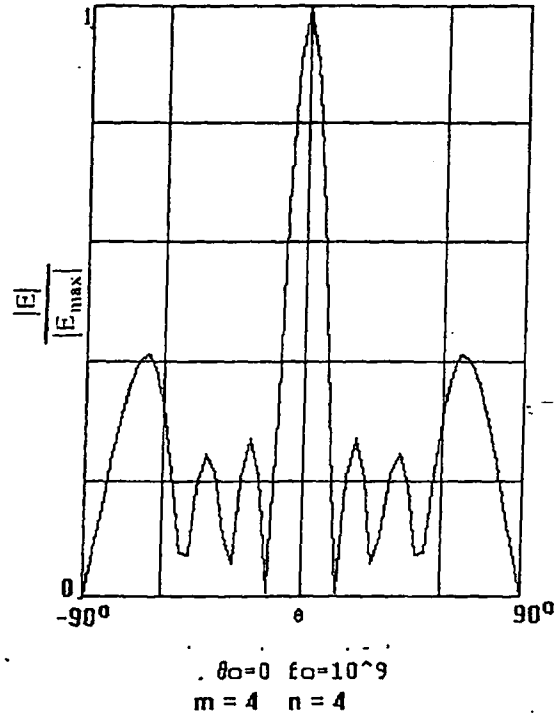
şeklindedir.

Dizinin ışınması şekil (4.5)'te gösterilmiştir.



$$\frac{d}{\lambda} = 1, \frac{a}{\lambda} = 0.5, \frac{b}{\lambda} = 0.3, \frac{h}{\lambda} = 0.216$$

a. yüzey dalgası uyarılmamış

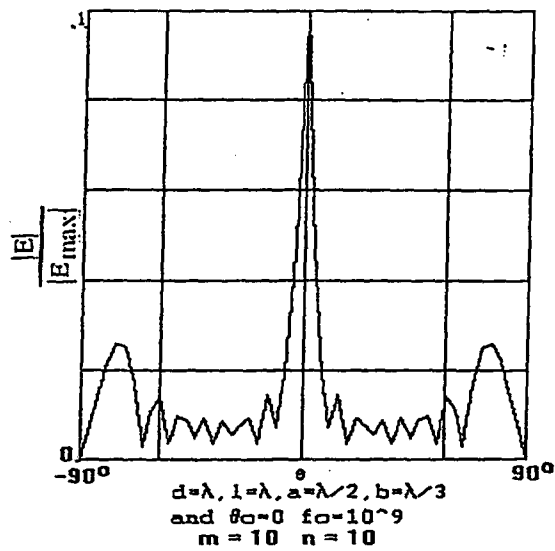


$$\frac{d}{\lambda} = 1, \frac{a}{\lambda} = 0.5, \frac{b}{\lambda} = 0.3, \frac{h}{\lambda} = 0.216$$

b. yüzey dalgası uyarılmış

Şekil (4.5) düzlemsel dizinin ışıması

Şekil (4.5)'deki antenin ışıması ve yüzey dalgasının katkısı gösterilmiştir. Kritik tasarım koşulunda ışımaları ise şekil (4.6)'da gösterilmektedir.



Şekil (4.6) kritik tasarımla oluşturulan düzlemsel antenin ışıması

4.3 Düzlemsel dizinin akım dağılımı ve empedansı

Düzlemsel bir mikroşerit yama antenin dizisi giriş empedansın bulmak için en uygun seçenek Fourier - dönüşümüne uygulanan Poisson toplama olmaktadır.

Bu seçenekte aşağıdaki dönüşümü ve ters dönüşümü kullanılır.

$$\tilde{E}(x, y, z) = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{E}(k_x, k_y, z) e^{jk_x x} e^{jk_y y} dk_x dk_y \quad \dots(4.4)$$

$$\tilde{E}(k_x, k_y, z) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{E}(x, y, z) e^{-jk_x x} e^{-jk_y y} dx dy \quad \dots(4.5)$$

(4.4) bağıntıyı ve (4.5) bağıntıdaki dönüşümü kullanarak yamalı antenin gerçek alan aşağıdaki gibi yazılır.

$$E_{x_0} = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} [G_{xx}(k_x, k_y)] e^{jk_x(x-x')} e^{jk_y(y-y')} dk_x dk_y \quad \dots(4.6)$$

$$E_{y_0} = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} [G_{yy}(k_x, k_y)] e^{jk_x(x-x')} e^{-jk_y(y-y')} dk_x dk_y \quad \dots(4.7)$$

Dizi halinde birçok eleman vardır, m-inici ve n-inci elemanın yeri

$$x_m = x' + md_x \quad \dots(4.8)$$

$$y_n = y' + nd_y \quad \dots(4.9)$$

(4.8), (4.9) bağıntıdaki d_x , d_y x ve y yönündeki yamaların arasındaki uzaklığı gösterir. m ve n ise bir tam sayıdır (m, n = 0, 1,).

(m,n)'inci elemanın akım Fazı $e^{-jk_0(md_x U + nd_y V)}$ olur. $U = \sin \theta \cos \phi$ ve $V = \sin \theta \sin \phi$ olmaktadır.

Bütün elemanlardan oluşan alan, aşağıdaki gibi yazılabilir

$$E_x = \frac{1}{4\pi^2} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} e^{jk_0 md_x U + nd_y V} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} [G_{xx}] e^{-jk_x(x_0 - x - md_x)} e^{-jk_y(y_0 - y - nd_y)} dk_x dk_y \quad \dots(4.10)$$

$$E_y = \frac{1}{4\pi^2} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} e^{jk_0 m d_x u + n d_y v} \iint_{-\infty}^{+\infty} [G_{yy}] e^{-jk_x(x_0 - x - m d_x)} e^{-jk_y(y_0 - y - n d_y)} dk_x dk_y \quad \dots(4.11)$$

(4.10), (4.11) bağıntıları, hesaplama için uygun değildir. Bu zorluğu ortadan kaldırmak için Poisson toplama uygulanır. Poisson toplama uygulamak için aşağıdaki bağıntıyı varsayılır (Murry, 1974).

$$g(x) = \frac{1}{2\pi} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{jk_0 m d_x u} q(k_x) dk_x \quad \dots(4.12)$$

Poisson toplama formülü aşağıdaki gibi yazılır.

$$\sum_m e^{jm\omega_0 t} F(m\omega_0) = T \sum_m f(t + mT) \quad \dots(4.13)$$

$$(4.13) \text{ bağıntısındaki } T = \frac{2\pi}{\omega_0}, \quad f(t) \text{ ve } F(\omega) \text{ Fourier dönüşümü}$$

gösterir. $f(t) = h(t)e^{j\omega_1 t}$ durumunda $F(\omega) = H(\omega - \omega_1)$ olur ve (4.13) bağıntısındaki toplam aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$\sum_m e^{jm\omega_0 t} H(m\omega_0 - \omega_1) = T \sum_m h(t + mT) e^{j\omega_1(t + mT)} \quad \dots(4.14)$$

yada

$$\sum_m e^{jm\omega_0 t} \int_{-\infty}^{+\infty} h(t') e^{-j(m\omega_0 - \omega_1)t'} dt' = T \sum_m h(t + mT) e^{j\omega_1(t + mT)} \quad \dots(4.15)$$

(4.10), (4.11) bağıntıları (4.15) bağıntısıyla karşılaştırılarak ve $t = k_0 u$, $\omega_0 = d_x$, $t' = k_x$, $\omega_1 = x$, $T = \frac{2\pi}{d_x}$, $h = q$. Kullanılarak aşağıdaki bağıntı elde edilir.

$$g(x) = \frac{1}{d_x} \sum_m q(k_x) e^{jk_x x} \quad \dots(4.16)$$

(4.16) bağıntısındaki k_x , aşağıdaki gibi verilir.

$$k_x = \left(\frac{2\pi m}{d_x} + k_0 u \right) \quad \dots(4.17)$$

Bu şekilde (4.10), (4.11) bağıntılarındaki sonsuz integral ortadan kalkar. Antenin gerçek alanları aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$E_x = \frac{1}{d_x d_y} \sum_m \sum_n [G_{xx}] e^{-jk_x(x-x')} e^{-jk_y(y-y')} \quad \dots(4.18)$$

Moment yöntemi kullanılarak, yama antenin yüzeyindeki akımın genlikleri (3.77) (3.78) ve (3.79) bulunur. Genlikleri bulduktan sonra uyarma alanı ile saçılan alanın ilişkisi yazılabilir. Dizi durumunda m_x ve n_y yerine md_x ve nd_y kullanılır.

$$E_{u(m,n)}(\theta_o, \varphi_o) = E_{\zeta(m,n)}(\theta, \varphi) \quad \dots(4.19)$$

E_u = uyarma alan, E_{ζ} = saçılma alanı göstermektedir.

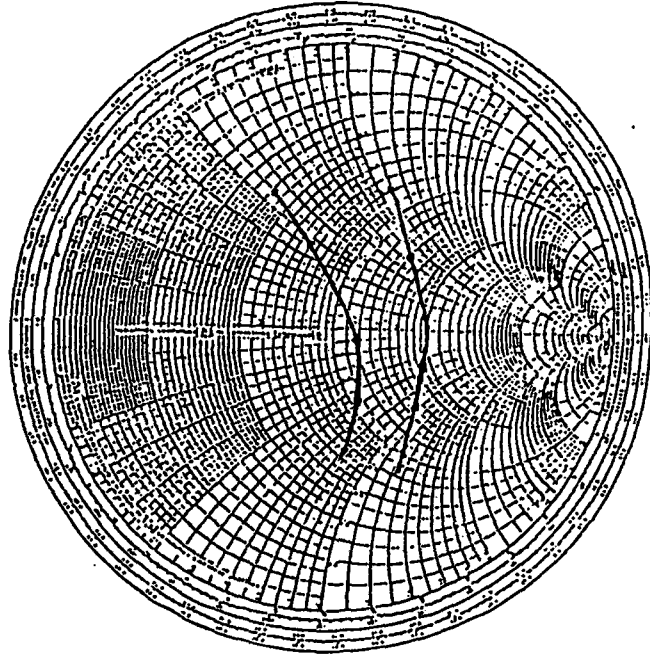
Antenin empedansları Poisson toplam kullanılarak Z_{ij} aşağıdaki gibi yazılır.

$$Z_{ij} = \frac{-1}{ab} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} F_i(k_x, k_y) \cdot \overline{G_t(k_x, k_y)} \cdot F_j^*(k_x, k_y) \quad \dots(4.20)$$

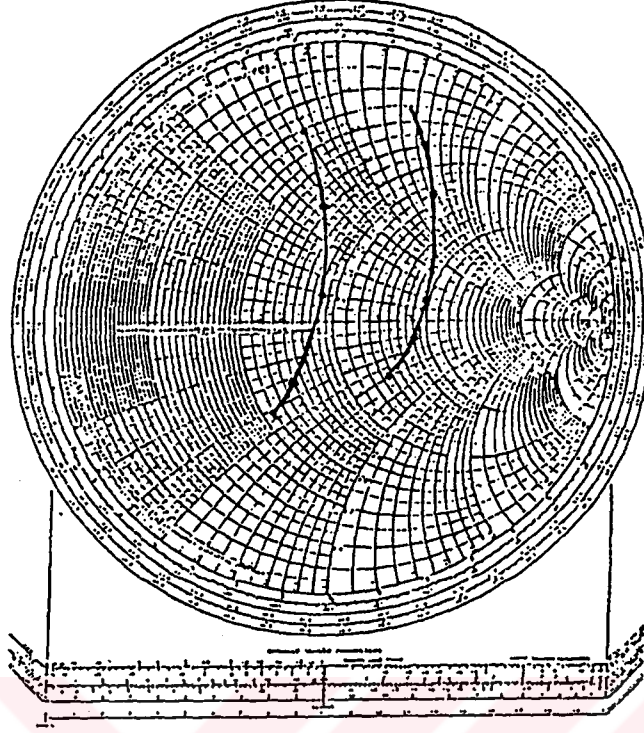
(4.18) bağıntısındaki F_i aşağıdaki gibi verilir.

$$\bar{F}_i(k_x, k_y) = \iint_s \bar{J}_i(x', y') e^{-jk_x x'} e^{-jk_y y'} dx' dy' \quad \dots(4.21)$$

dizinin giriş empedansları şekil (4.7) gösterilmektedir.



Şekil (4.7) düzlemsel dizinin giriş empedansı



Şekil (4.8) dielektrik kaplı düzlemsel dizinin giriş empedansı

4.4 Düzlemsel dizinin diğer özellikleri

Düzlemsel dizinin kazancı, band genişliği ve yarım güç hüzmeye genişliği gibi önemli özellikleri bulmak için, tek yamalı anten durumunda kullanılan işlemlerin aynısı yapılabilir. Fakat, dizi durumunda faz terimi değişik olur, dizi fonksiyonlardaki faz çarpanları

$$\text{Faz çarpanı} = e^{+j(mk_0 d_x \sin \theta \cos \varphi + k_x)} e^{j(nk_0 d_y \sin \theta \sin \varphi + k_y)} \quad \dots(4.22)$$

şeklindedir.

Dizinin yarım güç hüzmeye genişliği aşağıdaki bağıntıdan hesaplanır

$$\frac{\sin \frac{mu}{2}}{\sin \frac{u}{2}} = \frac{m}{\sqrt{2}} \quad \frac{\sin \frac{nv}{2}}{\sin \frac{v}{2}} = \frac{n}{\sqrt{2}} \quad \begin{aligned} u &= k_0 d_x (\sin \theta_0 - \sin \theta_m) \\ v &= k_0 d_y (\sin \theta_0 - \sin \theta_n) \end{aligned} \quad \dots(4.23)$$

Dizinin yarım güç hüzmeye genişliği frekansa göre değişimi Tablo (4.1)'da gösterilmiştir.

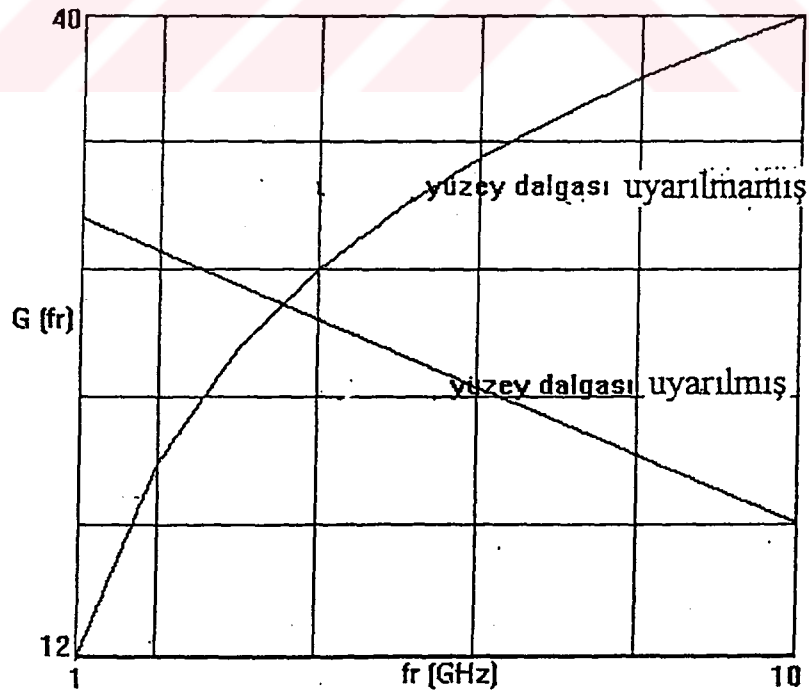
fr = 1.5 GHz					
m , n	4,4	8,8	10,10	15,15	20,20
θ_H	7.505	3.666	2.234	1.948	1.489
θ_F	10.77	5.271	4.182	2.807	2.12
fr = 3 GHz					
m , n	4,4	8,8	10,10	15,15	20,20
θ_H	7.505	3.666	2.234	1.948	1.489
θ_F	14.723	7.201	4.354	3.781	2.864
fr = 10 GHz					
m , n	4,4	8,8	10,10	15,15	20,20
θ_H	7.505	3.666	2.234	1.948	1.489
θ_F	52.19	22.793	17.989	11.859	8.88

Tablo (4.1) düzlemsel dizinin yarım güç hüzme genişliği

Dizinin kazancı ise aşağıdaki bağıntıdan hesaplanabilir (Bahl,1980).

$$D = \frac{41253}{\theta_{BE} \theta_{BH}} \quad \dots(4.24)$$

Dizi kazancının frekansa göre değişimi şekil (4.9)'da gösterilmektedir.



Şekil (4.9) düzlemsel dizi kazancının frekansa göre değişimi

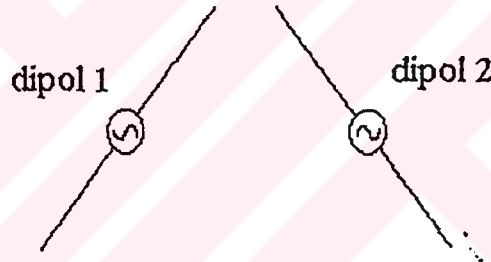
4.5 Yüzey dalgasından kaynaklanan dizi elemanları arasındaki karşılıklı kuplaj

Dizinin her bir yaması yanındaki yamayı etkiler. Bu karşılıklı etkileşimin nedeni yüzey ve uzay dalgasıdır.

Her bir yamanın alanı yanındakini etkileyerek bir akım oluşturur. Oluşan akım yamanın uyarma akımına eklenerek orijinal yamanın ışımasını değiştirir. Böylece yamaların enerjisinden bir kısmı karşılıklı kuplajdan dolayı için kayıp olarak kaybolur. Bundan dolayı antenin enerji kayıpları artar. (Alexopoulos ve diğerleri 1981, ... vs)

Yüzey ve uzay dalgasından yaratılan karşılıklı kuplaj moment yöntemi yada devre teorisi kullanılarak hesaplanır (Volkert 1989).

Devre teorisi kullanarak şekil (4.10)'de gösterildiği gibi iki dipol arasındaki karşılıklı kuplaj şöyle ifade edilebilir.



Şekil (4.10) iki dipol

$$Z_{ij} = \frac{\int_s \vec{E}_{ij} \cdot \vec{I}_j dx' dy'}{I_i(o) I_j(o)} \quad \dots(4.25)$$

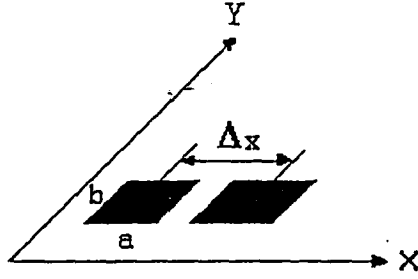
(4.25) bağıntısında $\vec{E}_{ij}$ i. dipolun besleme noktasında, j'yinci dipolun oluşturduğu alanı göstermektedir. $\vec{E}_{ij}$ yüzey dalgasının alanı ve uzay dalgasının alanının toplamına eşittir.

Burada yüzey dalgasından dolayı yaratılan karşılıklı kuplaj devre teorisi kullanılarak incelenecektir.



Düzlemsel dizi elemanları arasındaki karşılıklı kuplaj aşağıdaki durumlarda incelenecektir.

- a. x-yönünde yan yana iki yamanın karşılıklı kuplajı şekil (4.12)'de gösterilen düzen kullanılarak hesaplanır (Volkert,1989).



Şekil (4.11) x-yönünde dikdörtgen iki yan yana yama

Şekil (4.11)'deki birinci yamanın yüzey dalgasının alanı $E_{1\omega}$

$$\vec{E}_{1\omega}(x,y) = E_{x0} \cos \varphi \vec{a}_x \int_a^b I_{1x} \frac{e^{-jk_0 \rho}}{\sqrt{\rho}} dx' + E_{y0} \sin \varphi \vec{a}_y \int_b^c I_{1x} \frac{e^{-jk_0 \rho}}{\sqrt{\rho}} dy' \quad \dots(4.26)$$

şeklindedir. Yamalar x- yönünde olduğundan $\varphi = 0$ olur ve $E_{1y} = 0$ dir. Birinci yamanın ikinci yamanın noktasındaki alanı ise

$$\vec{E}_{12\omega} = E_{x0} \cos \varphi \int_0^a \sin(k_e x') \frac{e^{-jk_e(x-x')}}{\sqrt{(x-x')}} \cos(k_e y') dx' \quad \dots(4.27)$$

$$k_e = k_0 \sqrt{\frac{\epsilon_r + 1}{2}} \quad (\text{Pozar 1989})$$

şeklindedir (4.27) bağıntısındaki integral çözüldükten sonra aşağıdaki sonuç.

$$f_1(\Delta_x) = \frac{e^{jk_e \Delta_x} [3 \cos(k_e a) - k_e (a + 2\Delta_x) \sin(k_e a)]}{2k_e^2 \Delta_x} \quad \dots(4.28)$$

$$f_2(\Delta_x) = -\frac{e^{-jk_e\Delta_x} [3\cos(k_e a) - k_e(a + 2\Delta_x)\sin(k_e a)]}{2k_e^2 \Delta_x} \quad \dots(4.29)$$

$$f_3(\Delta_x) = -j\frac{e^{jk_e\Delta_x} [k_e(2\Delta_x + a)\cos(k_e a) + 2\sin(k_e a)]}{2k_e^2 \Delta_x} \quad \dots(4.30)$$

$$f_4(\Delta_x) = -j\frac{e^{-jk_e\Delta_x} [k_e(2\Delta_x - a)\cos(k_e a) + 2\sin(k_e a)]}{2k_e^2 \Delta_x} \quad \dots(4.31)$$

elde edilir. Aşağıdaki tanımlar

$$F_1(\Delta_x) = f_1(\Delta_x) + f_2(\Delta_x) \quad \dots(4.32)$$

$$G_1(\Delta_x) = f_3(\Delta_x) + f_4(\Delta_x) \quad \dots(4.33)$$

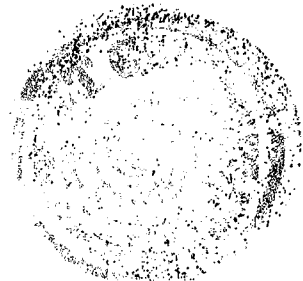
$$B(\Delta_x) = f_1(\Delta_x) + G_1(\Delta_x) \quad \dots(4.34)$$

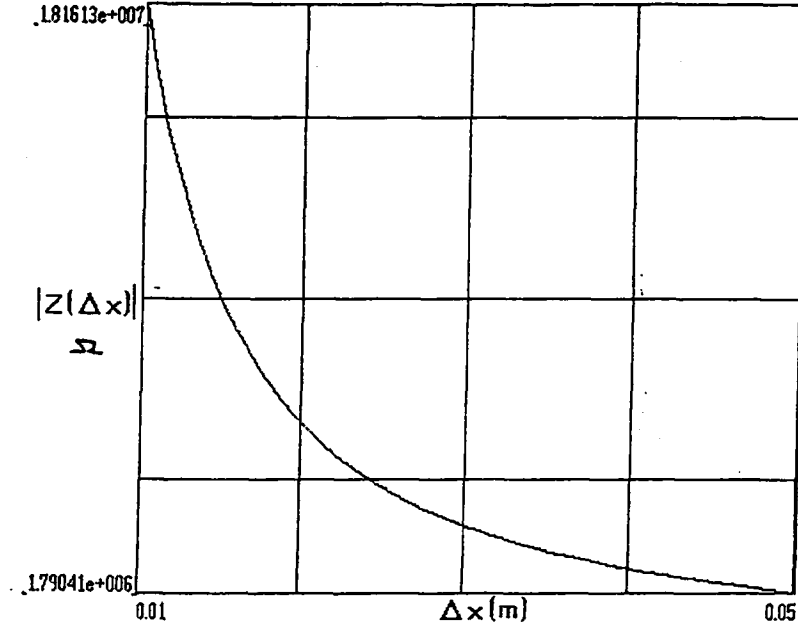
$$C(\Delta_x) = \cos(k_x y_0) \cdot B(\Delta_x) \quad \dots(4.35)$$

kullanılarak karşılıklı empedans

$$Z_{12}(\Delta_x) = -\frac{E_{x0\omega}}{\sqrt{\Delta_x}} e^{-jk_e\Delta_x} c(\Delta_x) \quad \dots(4.36)$$

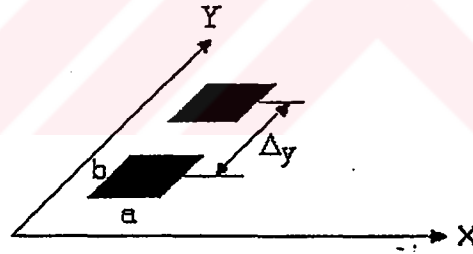
hesaplanır. Z_{12} Δ_x 'e göre değişimi şekil (4.12)'te gösterilmiştir.





Şekil (4.12) karşılıklı empedansı x'a göre değişimi

- b. y- yönünde iki yama arasındaki karşılıklı kuplaj şekil (4.13)'te gösterilen düzen kullanılarak hesaplanır.



Şekil (4.13) y-yönünde dizilmiş iki yan yana yama

Şekil (4.13)'teki durumda $\varphi = \pi / 2$ ve

$E_{x\omega} = 0$ olur. Böylece, $E_{12\omega}$

$$E_{12\omega} = E_{y\omega} \sin \varphi \int_0^b \frac{e^{-jk_e(y-y')}}{\sqrt{y-y'}} \sin(k_e y') \cos(k_e x') dy' \quad \dots(4.37)$$

(4.35) bağıntısındaki integral çözüldükten sonra aşağıdaki sonuç

$$f_1(\Delta_y) = \frac{e^{jk_e \Delta_y} [3 \cos(k_e b) - k_e (b + 2\Delta_y) \sin(k_e b)]}{2k_e^2 \Delta_y} \quad \dots(4.38)$$

$$f_2(\Delta_y) = - \frac{e^{-jk_e \Delta_y} [3 \cos(k_e b) - k_e (b - 2\Delta_y) \sin(k_e b)]}{2k_e^2 \Delta_y} \quad \dots(4.39)$$

$$f_3(\Delta_y) = - \frac{e^{-jk_e \Delta_y} [k_e (b + 2\Delta_y) \cos(k_e b) + 2 \sin(k_e b)]}{2k_e^2 \Delta_y} \quad \dots(4.40)$$

$$f_4(\Delta_y) = - \frac{e^{-jk_e \Delta_y} [k_e (b - 2\Delta_y) \cos(k_e b) + 2 \sin(k_e b)]}{2k_e^2 \Delta_y} \quad \dots(4.41)$$

elde edilir. Burada

$$F(\Delta_y) = f_1(\Delta_y) + f_2(\Delta_y) \quad \dots(4.42)$$

$$G(\Delta_y) = f_3(\Delta_y) + f_4(\Delta_y) \quad \dots(4.43)$$

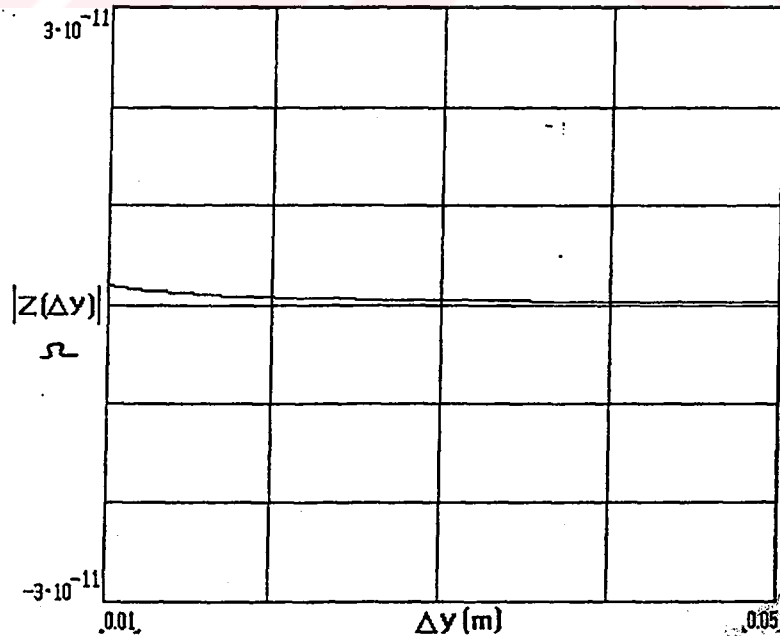
$$B(\Delta_y) = F(\Delta_y) + G(\Delta_y) \quad \dots(4.44)$$

$$C(\Delta_y) = \cos(k_e X_0) B(\Delta_y) \quad \dots(4.45)$$

kullanılarak karşılıklı empedans Z_{12} .

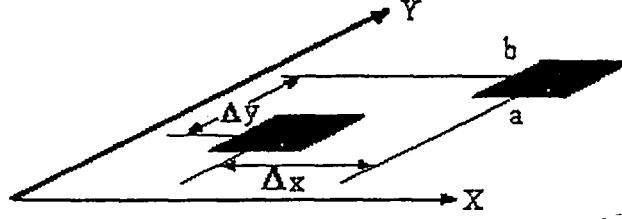
$$Z_{12}(\Delta_y) = \frac{E_{y0}}{\sqrt{\Delta_y}} e^{-jk_e \Delta_y} C(\Delta_y) \quad \dots(4.46)$$

olur. $Z_{12}(\Delta_y)$ Δ_y 'e göre değişimi şekil (4.14)'da gösterilmiştir.



Şekil (4.14) karşılıklı empedansın y 'a göre değişimi

- c. ρ -yönündeki iki yama arasındaki karşılıklı kuplaj şekil (4.15)'de gösterilen düzen kullanılarak hesaplanabilir.



Şekil (4.15) ρ -yönünde dikdörtgen iki yan yana yama

Bu durumda ($0 < \varphi < \pi/2$) olur ve alanın her iki bileşeni ($E_{x\omega}$, $E_{y\omega}$) vardır. Birinci yamanın ikinci yama üzerine etkilediği alan E_{12}

$$E_{12\omega} = -E_{x0} \cos \varphi \int_0^a \cos(k_e y') \cos(k_e y') \frac{e^{-jk_e(x-x')}}{\sqrt{(y')^2 + (x-x')^2}} dx' + E_{y0} \sin \varphi \int_0^b \cos(k_e x') \cos(k_e y') \frac{e^{-jk_e(y-y')}}{\sqrt{(x')^2 + (y-y')^2}} dy' \quad \dots(4.47)$$

şeklindedir.

(4.47) bağıntısındaki integraller çözüldüğünde.

$$f_1(\Delta_y) = \frac{e^{jk_e \Delta_b} [3 \cos(k_e b) - k_e (b - 2\Delta_x^2 - \Delta_y) \sin(k_e b)]}{2k_e^2 \Delta_y} \quad \dots(4.48)$$

$$f_2(\Delta_y) = -\frac{e^{jk_e \Delta_b} [3 \cos(k_e b) - k_e (b - 2\Delta_x^2 - \Delta_y) \sin(k_e b)]}{2k_e^2 \Delta_y} \quad \dots(4.49)$$

$$f_3(\Delta_y) = j \frac{e^{jk_e \Delta_b} [k_e (b - 2\Delta_x^2 - \Delta_y) \cos(k_e b) + 2 \sin(k_e b)]}{2k_e^2 \Delta_y} \quad \dots(4.50)$$

$$f_4(\Delta_y) = -j \frac{e^{jk_e \Delta_b} [k_e (b - 2\Delta_x^2 - \Delta_y) \cos(k_e b) + 2 \sin(k_e b)]}{2k_e^2 \Delta_y} \quad \dots(4.51)$$

$$f_1(\Delta_x) = \frac{e^{jak_e} [3 \cos(k_e a) - k_e (a - 2\Delta_y^2 - \Delta_x) \sin(k_e a)]}{2k_e^2 \Delta_x} \quad \dots(4.52)$$

$$f_2(\Delta_x) = -\frac{e^{-jak_e} [3 \cos(k_e a) - k_e (a - 2\Delta_y^2 - \Delta_x) \sin(k_e a)]}{2k_e^2 \Delta_x} \quad \dots(4.53)$$

$$f_3(\Delta_x) = j \frac{e^{-jak_e} [2 \sin(k_e a) + k_e (a - 2\Delta_y^2 - \Delta_x) \cos(k_e a)]}{2k_e^2 \Delta_x} \quad \dots(4.54)$$

$$f_4(\Delta_x) = -j \frac{e^{-jak_e} [2 \sin(k_e a) + k_e (a - 2\Delta_y^2 - \Delta_x) \cos(k_e a)]}{2k_e^2 \Delta_x} \quad \dots(4.55)$$

elde edilir. Aşağıdaki tanımlar kullanarak

$$B_1(\Delta_y) = F_1(\Delta_y) + G_1(\Delta_y) \quad \dots(4.56)$$

$$F_1(\Delta_y) = f_1(\Delta_y) + f_2(\Delta_y) \quad \dots(4.57)$$

$$G_1(\Delta_y) = f_3(\Delta_y) + f_4(\Delta_y) \quad \dots(4.58)$$

$$C(\Delta_y) = e^{jk_e a} \cos(k_e x_0) \cdot B_1(\Delta_y) \quad \dots(4.59)$$

$$B_2(\Delta_x) = F_2(\Delta_x) + G_1(\Delta_x) \quad \dots(4.60)$$

$$F_2(\Delta_x) = f_1(\Delta_x) + f_2(\Delta_x) \quad \dots(4.61)$$

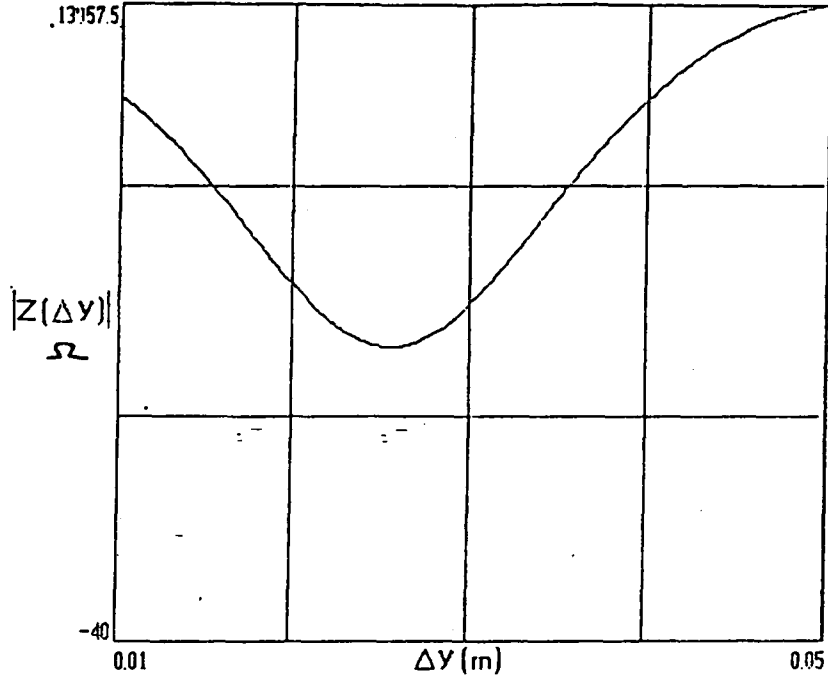
$$G_2(\Delta_y) = f_3(\Delta_x) + f_4(\Delta_x) \quad \dots(4.62)$$

$$C_2(\Delta_x) = e^{jk_e b} \cos(k_e x_0) B_2(\Delta_x) \quad \dots(4.63)$$

kullanarak yamaların arasındaki karşılıklı kuplajı

$$Z_{12} = -\frac{E_{x0}}{\sqrt{\Delta_x + y}} e^{-jk_e \Delta_x} \cdot c(\Delta_x) + \frac{E_{y0}}{\sqrt{\Delta_x + X}} e^{-jk_e \Delta_y} \cdot c(\Delta_y) \quad \dots(4.64)$$

olur. $Z_{12} \cdot \Delta_y$ 'e ve Δ_x 'e göre değişimi şekil (4.16)'de gösterilmiştir.

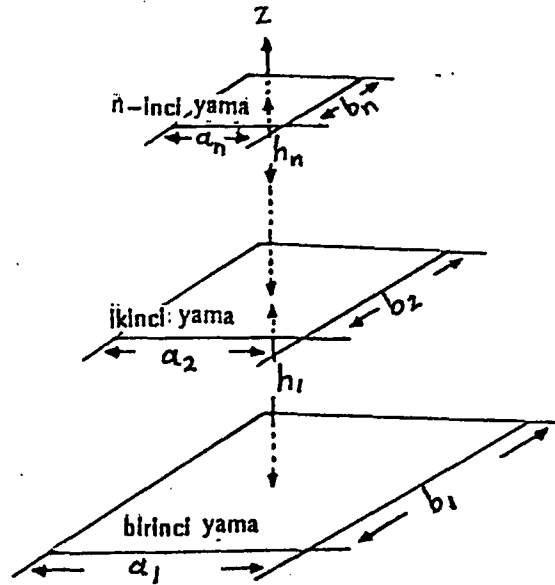


Şekil (4.16) karşılıklı empedans y'a göre değişimi

Şekil (4.14), (4.13) ve (4.16) bakarak $Z_{12}(\Delta_x)\varphi = 0$ durumunda karşılıklı empedans tüm empedansların arasında en büyük olduğu görünür. Buna göre $Z_{12}(\Delta_x)\varphi = \frac{\pi}{2}$ ve $0 < \varphi < \pi/2$ durumlarında Z_{12} ihmal edilir.

4.6 Çok tabaklı yama anten

Çok tabaklı anten şekil (4.17)'da gösterilmiştir.

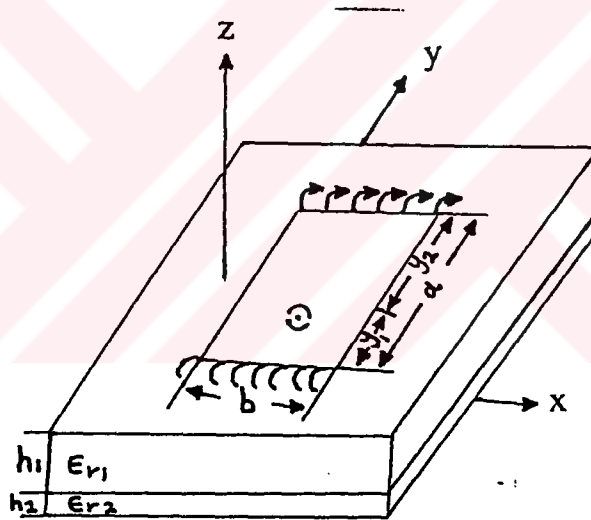


Şekil (4.17) çoktabakalı tek yamalı anten

Şekil (4.17)'daki çok tabakalı antenin üst tabakasındaki yama alttabakadaki yamaya göre tasarlanır. Alt yama üst yama için yaklaşık olarak bir yer düzlemi olarak kabul edilebilir. Ana yer düzleminin üst yamaya etkisi, görüntü teorisine göre gözardı edilebilir. Böylece üst yama antenin alanları ve diğer özellikleri üçüncü bölümdeki tek yama antenin alanları ve diğer özelliklerinin aynısı olur.

4.6.1 Dielektrik altabakanın yüzeyindeki yama antenin analizi

Dielektrik çok tabaklı antenin alt yaması dielektrik tabakanın yüzeyinde yapılmıştır. Yamanın üstünde şekil (4.18)'de gösterildiği gibi başka bir dielektrik tabaka monte edilmiştir (Reuven 1994).



Şekil (4.18) dielektrik kapalı yama anten

Şekil (4.18)'de antenin analize için, kullanılan teori dielektrik tabakayla kapalı anten teorisidir.

(3.1) bağıntısıyla analize başlanabilir. (3.1) bağıntısı çözümler, tabakaların alanları (Reuven,1994).

$$\tilde{E}_z(\beta, z) = k_y f_i(\beta, z) e^{-jk_x x' - jk_y y'} \quad (4.65)$$

$$\tilde{H}_z(\beta, z) = k_x g_i(\beta, z) e^{-jk_x x' - jk_y y'} \quad (4.66)$$

şeklinde olur. (4.65) ve (4.66) bağıntısında $i = 1, 2, 3, \dots$ olmak üzer

$$f_1(\beta, Z) = -\frac{\epsilon_{r2}(U_2 \cos U_2 h_2 + jU_0 \epsilon_{r0} \sin U_2 h_2)}{D_{TM}} \sin U_1(h_1 + z) \quad \dots(4.67)$$

$$g_1(\beta, Z) = \frac{U_2(U_2 \sin U_2 h_2 + jU_0 \cos U_2 h_2)}{K_0 Z_0 D_{TE}} \sin U_1(h_1 + z), \quad h_1 < Z < 0 \text{ için } \dots(4.68)$$

$$f_2(\beta, Z) = -\frac{\epsilon_{r1} \sin(U_1 h_1)(U_2 \cos U_2)(h_2 + z) + jU_0 \epsilon_{r2} \sin U_2(h_2 - z)}{D_{TM}} \quad \dots(4.69)$$

$$g_2(\beta, Z) = -\frac{jU_2 \sin U_1 h_1 (U_2 \sin U_2 (h_2 - z) + U_0 \cos U_2 h_2 (h_2 - z))}{K_0 Z_0 D_{TE}} \quad \dots(4.70)$$

$0 < z < h_2$ için ve son olarak.

$$f_3(\beta, Z) = -\frac{U_2 \epsilon_{r1} \epsilon_{r2} \sin U_1 h_1}{D_{TM}} e^{-jU_0 Z} \quad \dots(4.71)$$

$$g_3(\beta, Z) = -\frac{U_2 \sin U_1 h_1}{K_0 Z_0 D_{TE}} e^{-jU_0 Z} \quad \dots(4.72)$$

$Z > h_2$ için şeklindedir.

(4.65) ve (4.66) bağıntıları kullanılarak, Fourier ters dönüşümü alınırsa gerçekte alanlar.

$$\tilde{E}_Z = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} k_y f_i(\beta, z) e^{jk_x(x-x')} e^{jk_y(y-y')} dk_x dk_y \quad \dots(4.73)$$

$$\tilde{H}_Z = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} k_y g_i(\beta, z) e^{jk_x(x-x')} e^{jk_y(y-y')} dk_x dk_y \quad \dots(4.74)$$

şeklinde bulunur (4.65) ve (4.66) bağıntılarındaki D_{TM} ve D_{TE} (Reuven 1994)



$$D_{TM} = j \frac{1}{\epsilon_{r1}} \cos(U_2 h_2) \sin(U_1 h_1) + j \frac{1}{\epsilon_{r1}} \frac{U_2}{U_1} \sin(U_2 h_2) \cos(U_1 h_1) - j \frac{\epsilon_{r2}}{\epsilon_{r1}} \frac{U_0}{U_2} \sin(U_2 h_2) \sin(U_1 h_1) + \frac{U_0}{U_2} \cos(U_2 h_2) \cos(U_1 h_1) \quad \dots(4.75)$$

$$D_{TE} = U_1 \cos(U_2 h_2) \cos(U_1 h_1) + j \frac{U_0 U_1}{U_2} \cos(U_1 h_1) \sin(U_2 h_2) - U_2 \sin(U_2 h_2) \sin(U_1 h_1) + j U_0 \cos(U_2 h_2) \sin(U_1 h_1) \quad \dots(4.76)$$

şeklindedir.

Alanların diğer bileşenleri bulmak için (3.4) ve (3.5) bağıntıları kullanılabilir.

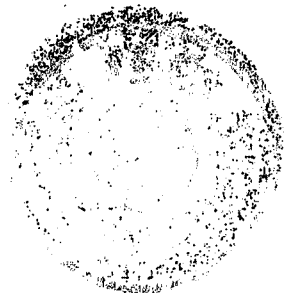
4.6.2 Antenin uzay dalgası bileşenleri.

Anten ışımasındaki uzay dalgasının katkısı, alanların köresel koordinati kullanılarak bulunur. Köresel koordinatları kullanıldığında $x = r \sin \theta \cos \varphi$, $y = r \sin \theta \sin \varphi$ ve $z = r \cos \theta$ şeklindedir. (4.4 ve 4.5) bağıntısındaki dönüşüm kullanılarak. (4.75 ve 4.76) bağıntılardaki D_{TE} ve D_{TM} (4.65, 4.66, 4.67, 4.68, 4.69 ve 4.70) bağıntılarda yerlerin alırlar. Alanların bileşenleri bulmak için semer noktası yöntemi kullanılır. antenin ışıma alanı (Volkert 1989).

$$\bar{E}_{is} = j \frac{\omega \mu_0}{4\pi} \frac{e^{-jk_0 r}}{r} (\bar{a}_\varphi \sin \varphi f_\varphi(\theta) - \bar{a}_\theta \cos \varphi f_\theta(\theta)) \quad \dots(4.77)$$

şeklinde (4.75) bağıntısında.

$$f_\varphi(\theta) = \frac{2\sqrt{\epsilon_{r2} - \sin^2 \theta} e^{-jk_0 h_2 \cos \theta}}{T_1} \quad \dots(4.78)$$



$$f_{\theta}(\theta) = \frac{2\sqrt{\epsilon_{r2} - \sin^2 \theta} \sqrt{\epsilon_{r1} - \sin^2 \theta} \epsilon_{r2} e^{-jk_0 h_2 \cos \theta}}{T_2} \quad \dots(4.79)$$

dir, (4.78) ve (4.79) bağıntısında.

$$T_1 = \cos \theta \left[\sqrt{\epsilon_{r2} - \sin^2 \theta} \cos(U_2 h_2) + \sqrt{\epsilon_{r1} - \sin^2 \theta} \sin(U_2 h_2) \cot \alpha n(U_1 h_1) \right] \\ - j \sqrt{\epsilon_{r2} - \sin^2 \theta} \left[\sqrt{\epsilon_{r1} - \sin^2 \theta} \cos(U_2 h_2) \cos(U_2 h_2) \cot \alpha n(U_1 h_1) - \sqrt{\epsilon_{r2} - \sin^2 \theta} \right] \\ \sin(U_2 h_2) \quad \dots(4.80)$$

$$T_2 = \sqrt{\epsilon_{r2} - \sin^2 \theta} \left[\sqrt{\epsilon_{r1} - \sin^2 \theta} \cos(U_2 h_2) + \epsilon_{r1} \sqrt{\epsilon_{r2} - \sin^2 \theta} \sin(U_2 h_2) \cot \alpha n(U_1 h_1) \right] \\ - \epsilon_{r1} \cos \theta \left[\epsilon_{r2} \sqrt{\epsilon_{r2} - \sin^2 \theta} \cos(U_2 h_2) \cot \alpha n(U_1 h_1) - \epsilon_{r2} \sqrt{\epsilon_{r1} - \sin^2 \theta} \sin(U_2 h_2) \cot \alpha n(U_2 h_2) \right] \quad \dots(4.81)$$

şeklindedir. (4.80) ve (4.81) bağıntısında

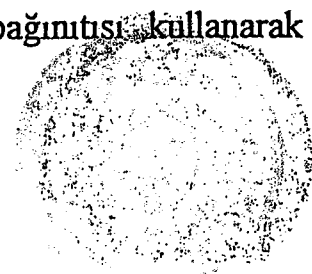
$$U_1 = k_0 \sqrt{\epsilon_{r1} - \sin^2 \theta}, \quad U_1 = k_0 \sqrt{\epsilon_{r2} - \sin^2 \theta}, \quad \text{ve} \quad U_1 = k_0 \sqrt{\epsilon_{r1} - \sin^2 \theta} = k_0 \cos \theta$$

göstermektedir.

4.6.3 Antenin yüzey dalgasının bileşenleri

Üçüncü bölümün (3.2.2.3) kısmında yüzey dalgasının etkin beleşeni TM_{11} olduğu gösterilmişti ve dielektrik kapalı anten için geçerli idi. Bu nedenle TM_{11} bileşenleri hesaplanacaktır.

Yüzey dalgasının TM_{11} bileşenleri (4.78) bağıntısı kullanarak bulunur. (4.80) bağıntısındaki



$$U_1 = U_{1\text{kutup}} = k_0 \sqrt{\epsilon_{r1} - \cosh^2 v_{TM}}, U_2 = U_{2\text{kutup}} = k_0 \sqrt{\epsilon_{r2} - \cosh^2 v_{TM}}$$

$$\beta = \beta_{\text{kutup}} = k_0 \cosh v_{TM}, k_x = k_0 \cosh v_{TM} \sin v_{TM}$$

$$k_y = k_0 \cosh v_{TM}, x = \rho \cos \varphi, y = \rho \sin \varphi \text{ yerlerine konularak.}$$

Yüzey dalasının alanı

$$E_{z\omega} = -j\pi \cos \varphi \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\beta^2}{4\pi^2} f_i(\beta, Z) H_1^{(2)}(\beta \rho) d\beta \quad \dots(4.82)$$

şeklinde bulunur. D_{TM} , α_{kutup} , ye göre birinci derece türev alınarak $E_{z\omega}$.

$$E_{z\omega} = \frac{\beta_0}{2} \cos \varphi R_i(\beta_0, Z) H_1^{(2)}(\beta_0 |\rho - \rho_0|) \quad \dots(4.83)$$

bulunur. (4.83) bağıntıdaki $R_i = f_i$ yalnızca D_{TM} yerine D_{TM} türevi konularak yakın alanda $E_{z\omega}$ bulmak için $H_1^{(2)}$ 'nin açılımı kullanılır. $E_{z\omega}$ uzak alanında ise $H_1^{(2)}$ asimptotik ifadesi kullanılır. Burada önemli olan uzak alan olduğu için $E_{z\omega}$.

$$E_{z\omega} = \frac{\beta_0}{2} \cos \varphi k_0 \sqrt{\epsilon_{r2} - \cosh^2 v_{TM}} \epsilon_{r1} \epsilon_{r2} \cdot \pi k_0^2 \mu_0$$

$$\sqrt{\frac{2j}{\pi \rho \sin \theta k_0}} \frac{\sin \left[k_0 h_1 \sqrt{\epsilon_{r2} - \cosh^2 v_{TM}} \right]}{d} \frac{D_{TM}}{d\alpha_{\text{kutup}}} e^{-jk_0 r \sin \theta \cosh v_{TM}} e^{-jk_0 Z \sinh v_{TM}} \quad \dots(4.84)$$

şeklinde olur. Diğer yüzey dalgasının bileşenleri (3.5) bağıntılar kullanılarak bulunur. (3.5) bağıntısını kullandıktan sonra $E_{x\omega}$, $E_{y\omega}$

$$E_{x\omega} = \frac{k_x}{\beta_0} \sqrt{\frac{2j}{\pi k_0 x}} f(v_{TM}) \cos^2 \varphi \sinh v_{TM}$$

$$2 \frac{2\pi f K_0^2 \mu_0}{2} \epsilon_{r1} \epsilon_{r2} e^{-jk_0 x} \cosh v_{TM} - z h_0 \sinh v_{TM} \quad \dots(4.85)$$

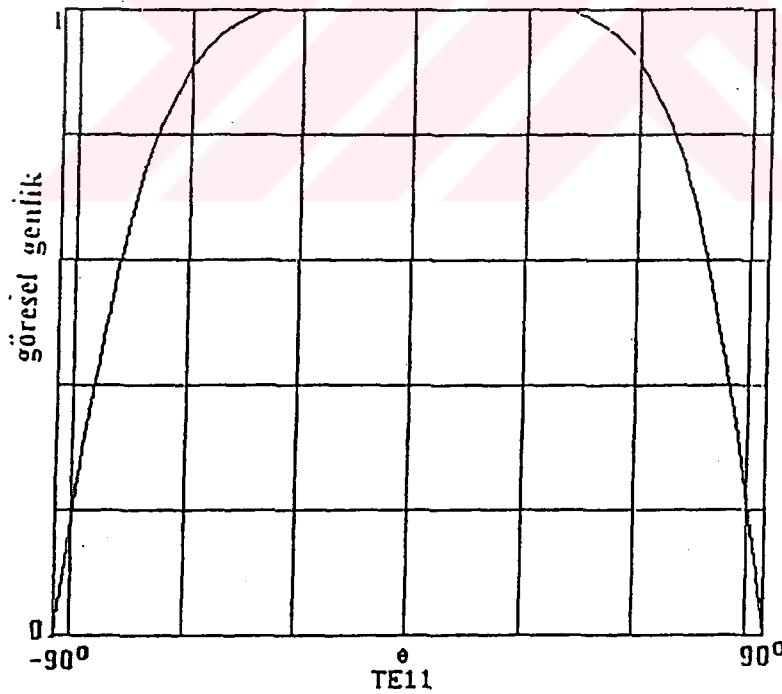
$$E_{y\omega} = \frac{k_y}{\beta_0} \pi f k_0^2 \mu_0 \sqrt{\frac{2j}{\pi k_0 y}} f(v_{TM}) \cos \varphi \epsilon_{r1} \epsilon_{r2} \sinh v_{TM} e^{-jk_0 y} \cosh v_{TM} - a k_0 \sinh v_{TM} \quad \dots(4.86)$$

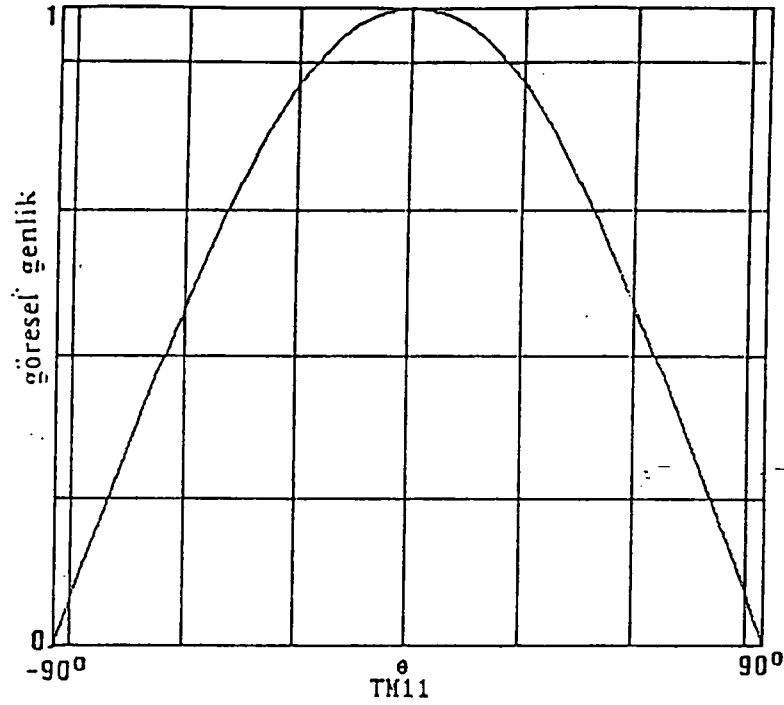
şeklinde bulunur. $f(v_{TM})$ (4.82) bağıntısı kullanılarak bulunur. Yüzey dalgası için. TM modlarında sadece $E_{0\omega}$ bulunur. $E_{\varphi\omega}$ (2.45) bağıntısı $\frac{1}{\rho\sqrt{\rho}}$ ile orantılı olduğu analşılır. Bu nedenle $E_{\varphi\omega}$ 'in uzak alandaki katkısı blunmaz.

Dielektrik bir tabakayla kapalı dikdörtten yama antenin değişik TM ve TE modlarındaki ışıması şekil (4.19)'de gösterilmektedir.

Antenin ışıması, kapalı olmayan antenin ışımasından farklı olmadığı ndan dolayı, antenin üzerinde fazla durulmuyacaktır.

Antenin diğer özellikleri yamanın boyutlarına bağlıdır, ϵ_{re} ve h 'in bu özelliklere fazla etkisi görülmez.



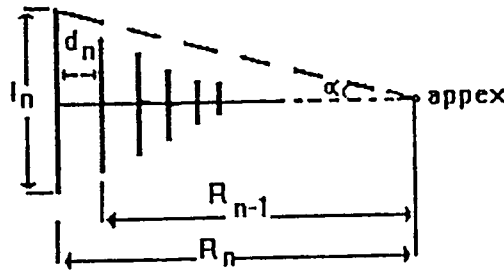


Şekil (4.19) dielektrik kapalı yama antenin ışıması

Şekil (4.19)'de gösterildiği gibi antenin ışıması, dielektrik kapalı olmayan antenin ışımasının ay nısıdır (Şekil 3.6).

4.7 Log-periyodik antenin tasarlanması

Çok tabakalı log-periyodik anten, logperiyodik dipollu anten teorisi (Rober 1979, Elliot) kullanılarak tasarlanır. Şekil (4.20)'de log-periyodik bir anten örneği göstermektedir.



Şekil (4.20) log-periyodik anten



Şekil (4.20) gösterildiği gibi uc noktasından en uzak elemanın boyutları en büyük olur.

Anten elemanların boyutları, boyutları bilinen bir elemana göre tasarlanır. Örneğin boyutları bilinen elemanın n -inci eleman olarak varsayalım. (4.87) bağıntısı kullanılarak diğer antenin elemanların boyutları bulunur (Robert 1970).

$$\frac{l_n}{l_{n-1}} = \frac{R_n}{R_{n-1}} = \tau \quad \dots(4.87)$$

(4.87) bağıntısında l_n n -inci elemanın uzunluğu, l_{n-1} , $(n-1)$, elemanın uzunluğu, R_n en büyük elemanla en küçük eleman arasındaki uzaklık, R_{n-1} uc noktası ile $(n-1)$ eleman arasındaki uzaklığı göstermektedir. Bilinmeyen uzaklık bulunduğundan sonra elemanların arasındaki uzaklık d_n .

$$\frac{d_n}{2l_n} = \sigma \quad h = \frac{l_n}{2} \quad \dots(4.88)$$

bağıntıdan bulunur. Şekil (4.20)'de gösterilen α açısı

$$\alpha = \tan^{-1} \left(\frac{\frac{I_n}{I_{n-1}}}{R_{n-1}} \right) \quad \dots(4.89)$$

şeklinde olur.

4.8 Çok tabaklı antenin ışıması

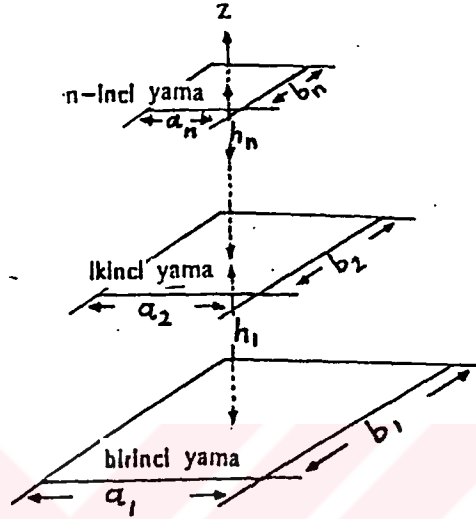
Çok tabakalı mikroşerit antene log-periyodik anten gibi düşündük böylece antenin ışıması, aşağıdaki şekilde verilebilir.

$$E(\theta, \phi) = \left| 1 + e^{j\psi} + e^{j2\psi} + e^{j3\psi} + \dots + e^{jn\psi} \right| \quad \dots(4.90)$$

(4.90) bağıntısında $\Psi = kd \cos \phi + \alpha$, d elemanların arasındaki uzaklık ve α elemanların akımları faz farkı göstermektedir. Eğer elemanlar serbest uzayda yerleştirilirse $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0}$ alınır. Şekil (4.17)'de antenin elemanlarını

ayırarak tabaka bir dielektrik tabakasıdır. Böylece, eğer tüm elemanların arasındaki dielektrik tabaka aynı ise $k = \sqrt{\epsilon_r k_0}$ olmak üzere $k_e = \sqrt{\epsilon_{re} k_0}$ değerine sahip ise, log-periyodik anten şekil (4.21)'de gösterilmektedir.

$$E(\theta, \varphi) = \left| 1 + e^{j\psi} + e^{j2\psi} + e^{j3\psi} + \dots + e^{jn\psi} \right| \quad \dots(4.91)$$



Şekil 4.21 log-periyodik yama anten

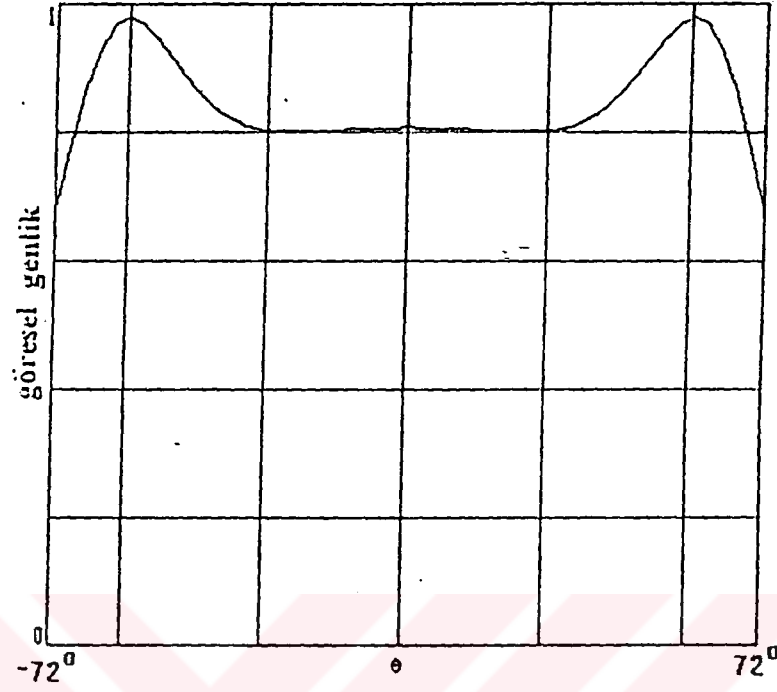
$$\frac{a_n}{a_{n-1}} = \tau, \frac{b_n}{b_{n-1}} = \tau, \frac{h_n}{h_{n-1}} = \tau \quad \dots(4.92)$$

şeklinde olur. (4.91) bağıntısında $\Psi_n = k_0 d_n \cos \phi + \alpha$ göstermektedir.

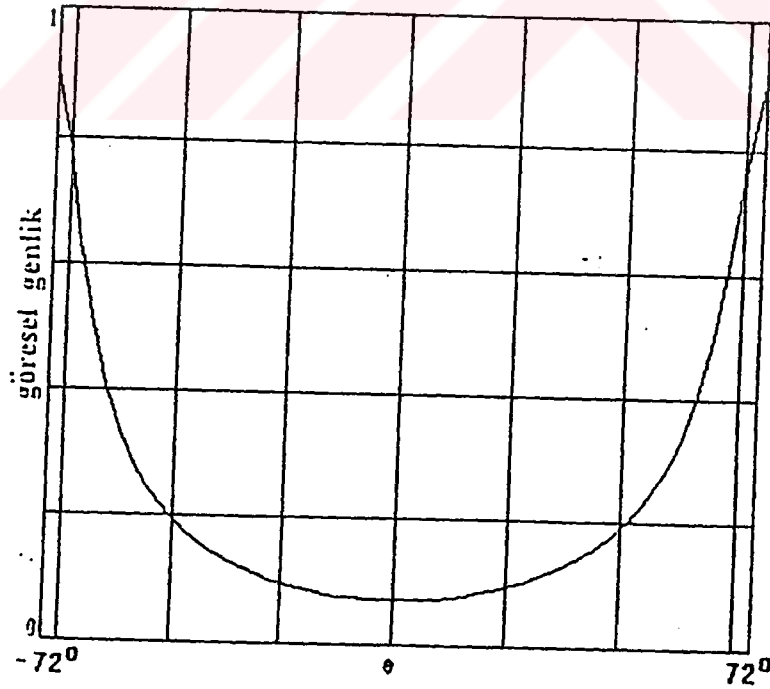
Eğer $\Psi_n = 0$ ise ışıma maksimum olur. Bu durumda $\phi_n = \cos^{-1} \frac{-\alpha}{k d}$ olur. Bu halde eğer akımların faz farkı $\alpha_n = 0$ ve $\phi = 90^\circ$ ise ışımanın maksimum değeri antene dik olur. Eğer $\alpha_n = -k_0 d_n$ ve $\phi = 0^\circ$ ise ışımanın maksimum değeri antenin ucundan dışa doğru yayılır. Eğer $\alpha = -k_0 d_n$ ve $\phi = 0^\circ$ ise ışımanın maksimum değeri antene doğru olur, bu durumda dalganın dışarıdan antene doğru geldiği anlaşılır. Akımların faz farkına bakılarak antenin ışıması.

$$E(\theta, \varphi) = \left| 1 + E_1(\theta, \varphi) e^{j\psi_1} + \dots + E_n(\theta, \varphi) e^{j\psi_n} \right| \quad \dots(4.93)$$

şekinde olur. Şekil (4.21) deki yama antenin ışıması şekil (4.22)'de gösterilmektedir



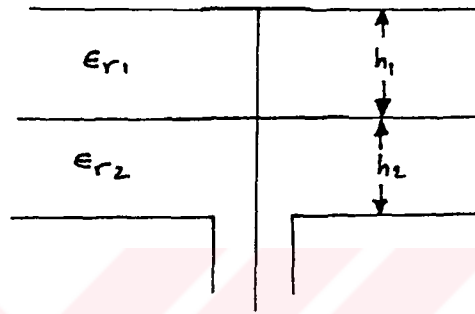
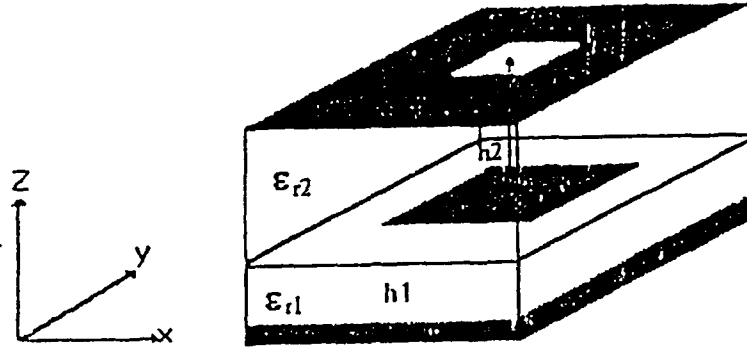
a. TM



b. TE

Şekil (4.22) tek yama çok tabakalı antenin ışıması





Şekil (4.23) iki tabakalı, tek yama antenin yapısı ve beslemesi

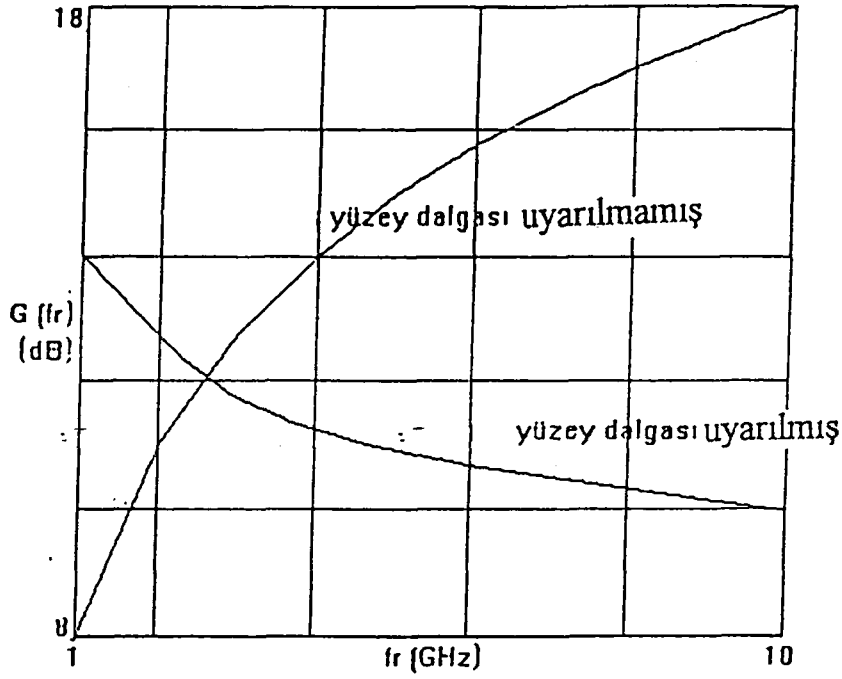
Şekil (4.22)'teki gösterilen ışıma kritik olarak tasarlanmış antenin ışımasıdır.

Antenin yarım güç hüzme genişliği $\theta_{y\phi}$ aşağıdaki bağıntıdan elde edilir.

$$|E_\theta|^2 + |E_\phi|^2 = \frac{1}{2} \quad \dots(4.94)$$

Antenin kazancı ise (3.94 ve 3.96) bağıntısı kullanılarak elde edilir. Antenin kazancının frekansa bağlı olarak değişimi şekil (4.23)'de gösterilmektedir.





Şekil (4.24) tek yamalı çok tabakalı antenin kazancı

4.9 Log-periyodik antenin karakteristik empedansı

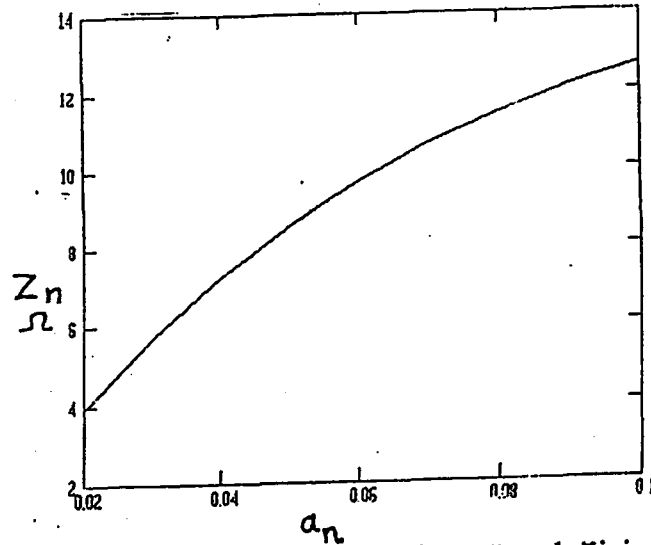
Log-periyodik antenin teorisine göre (Robert, 1970 ve diğerleri) elemanın karakteristik empedansı

$$Z = 120 \left(\ln \frac{h}{a} - 2.25 \right) \quad \dots(4.95)$$

olur.

Elemanın karakteristik empedansı $\frac{h}{a}$ göre değişimi şekil (4.25)

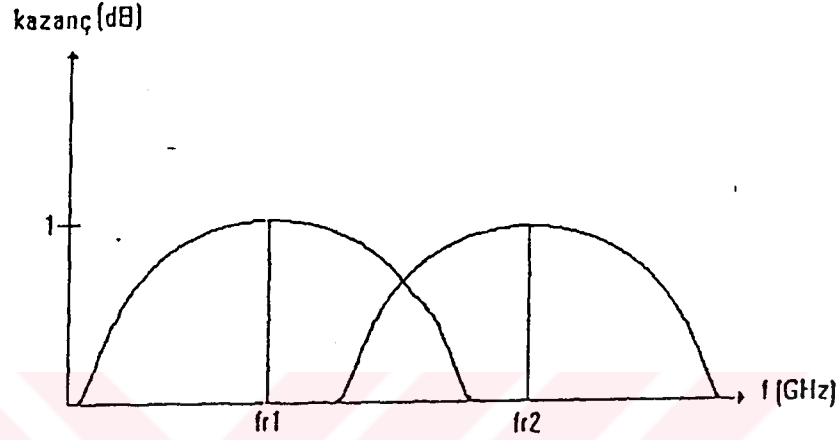
gösterilmektedir.



Şekil (4.25) antenin empedansı a_n 'ya göre değişimi

4.10 Çok tabakalı mikroşerit antenin frekans band-genişliği

Şekil (4.18)'deki antenin her elemanının frekans band-genişliği (3.74) bağıntısı kullanılarak hesaplanır. Elemanların frekans band-genişliği bulunduğundan sonra, antenin toplam band-genişliği, elemanların band-genişliği eklenerek şekil (4.27) gösterildiği gibi elde bulunur



Şekil (4.27) frekans band genişliği

4.11 Çok tabakalı mikroşerit antenin yüzey dalgası

Şekil (4.17)'deki antene bakılarak birinci dielektrik tabakadaki yüzey dalgası

$$E_{zw1} = \frac{E_{01}}{\sqrt{\rho}} e^{-jk_0 \rho \cosh v_1} \quad \dots(4.96)$$

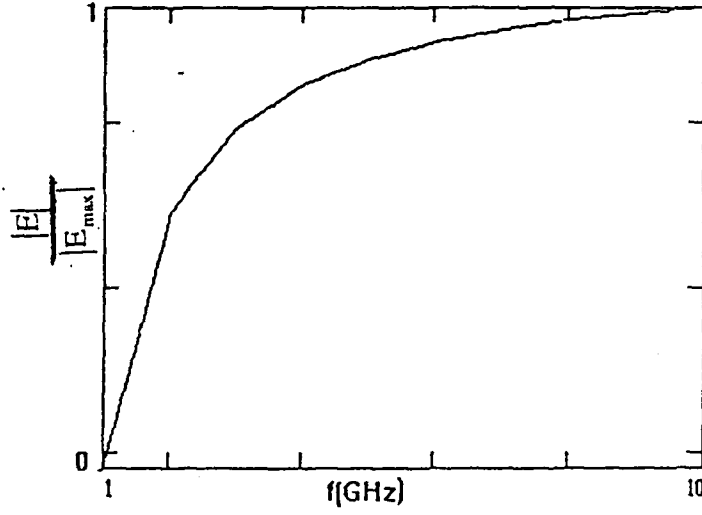
şeklindedir. İkinci tabakadaki yüzey dalgası ise

$$E_{zw2} = \frac{E_{02}}{\sqrt{\rho}} e^{-jk_{02} \rho \cosh v_1} + \frac{E_{01}}{\sqrt{\rho}} e^{-jk_{01} \rho \cosh v_1 - zk_{01} \sinh v_1} \quad \dots(4.97)$$

olur. (4.97). bağıntısındaki $k_{01} = \omega_1 \sqrt{\epsilon_0 \mu_0}$ ve $k_{02} = \omega_2 \sqrt{\epsilon_0 \mu_0}$ yi göstermektedir. Böylece ikinci tabakada yayılan yüzey dalgası, birinci ve ikinci elemanın çalışma frekansına bağlı olur.

(4.97) bağıntısındaki yüzey dalgasının frekansa göre değişimi şekil (4.28)'de gösterilmektedir.



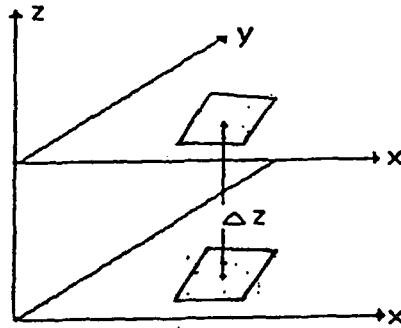


$$\frac{a_1}{\lambda_1} = 0.5, \frac{a_2}{\lambda_2} = 0.5, \frac{b_1}{\lambda_1} = 0.3, \frac{b_2}{\lambda_2} = 0.3, \frac{h_1}{\lambda_1} = 0.253, \frac{h_2}{\lambda_2} = 0.253$$

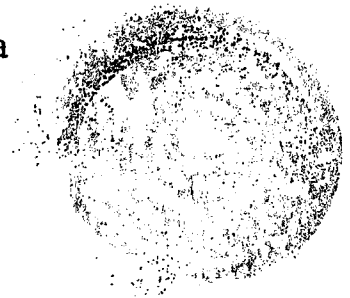
Şekil (4.28) yüzey dalgasının genliği frekansa göre değişimi

4.12 Çok tabakalı antenin elemanları arasındaki yüzey dalgası nedeniyle kuplaj

Yüzey dalgası nedeniyle ortaya çıkan elemanlar arasında karşılıklı kuplajı Şekil (4.29) kullanılarak elde edilebilir.



Şekil (4.29) üst üste iki dikdörtgen yama



kuplaj bağıntısı kullanıldığında

$$Z_{12} = \frac{-\int \bar{E}_{12} w \cdot \bar{I}_2 ds}{I_1(0)I_2(0)} \quad \dots(4.98)$$

şeklindedir. (4.95) bağıntısındaki

$$\bar{E}_{12\omega} = E_{21\omega} \cdot \bar{a}_z \quad \dots(4.99)$$

şeklindedir $\bar{E}_{12}$. bulunduktan sonra karşılıklı empedans

$$Z_{12} = \frac{-E_{21\omega}}{\sqrt{\rho}} e^{-\Delta_z k_0 \sinh v} \cdot e^{-jk_0 \rho} \cdot C \quad \dots(4.100)$$

bulunur

$$f_1 = \frac{e^{jak_e} [3 \cos(k_e a) - k_e (a + 2) \sin(k_e a)]}{2k_e^2} \quad \dots(4.101)$$

$$f_2 = \frac{e^{jak_e} [3 \cos(k_e a) - k_e (a - 2) \sin(k_e a)]}{2k_e^2} \quad \dots(4.102)$$

$$f_3 = -j \cdot \frac{e^{jak_e} [k_e (a + 2) \cos(k_e a) + 2 \sin(k_e a)]}{2k_e^2} \quad \dots(4.103)$$

$$f_4 = -j \cdot \frac{e^{jak_e} [k_e (a - 2) \cos(k_e a) + 2 \sin(k_e a)]}{2k_e^2} \quad \dots(4.104)$$

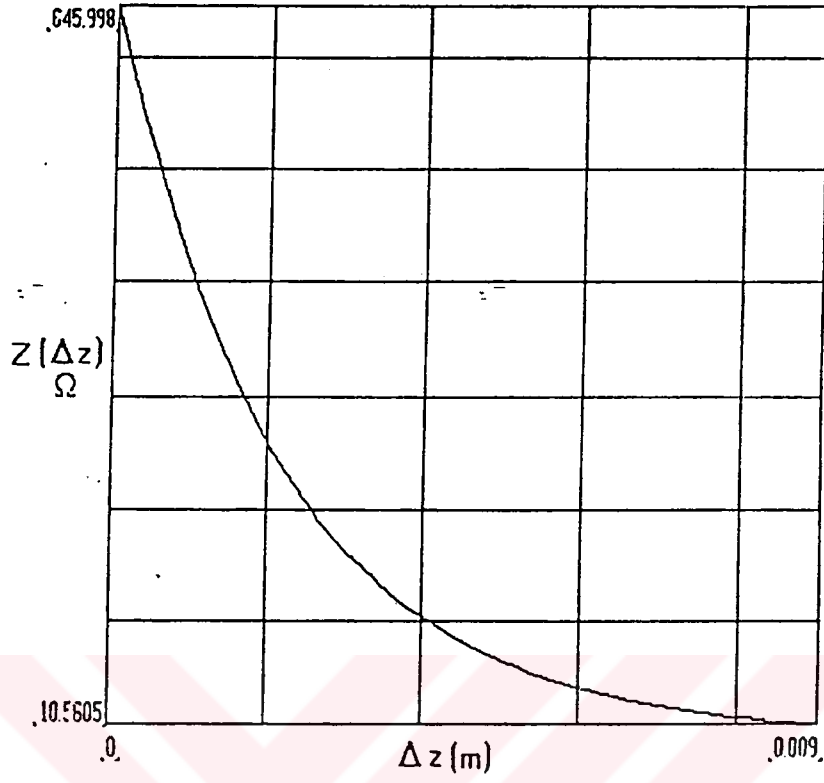
$$F = f_1 + f_2 \quad \dots(4.105)$$

$$G = f_3 + f_4 \quad \dots(4.106)$$

$$B = F + G \quad \dots(4.107)$$

$$C = \cos(k_0 y_0) B \quad \dots(4.108)$$

şeklindedir. $Z_{12} \Delta_z$ göre değişimi şekil (4.30)'de gösterilmektedir.



Şekil (4.30) karşılıklı empedansı z 'a göre değişimi

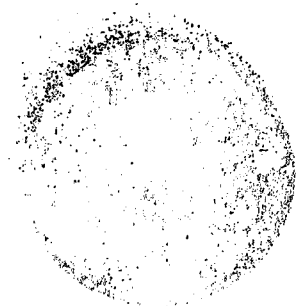
Δ_z büyüdükçe Z_{12} azalır.

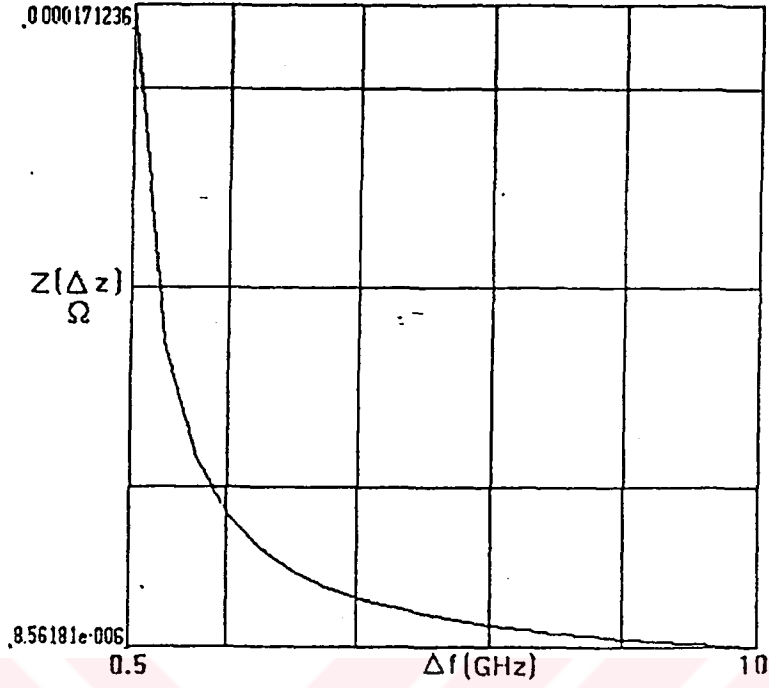
Eğer yamaların boyutları farklı ise. Z_{12} frekansa bağlı olacaktır.

$$Z_{12}(f) = Z_{12} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{j\omega t} dt \quad \dots(4.109)$$

$$Z_{12}(f) = \frac{Z_{12}}{\Delta_\omega} \quad \dots(4.110)$$

$Z_{12}(f)$ frekansa göre değişimi şekil (4.31)'de gösterilmektedir.





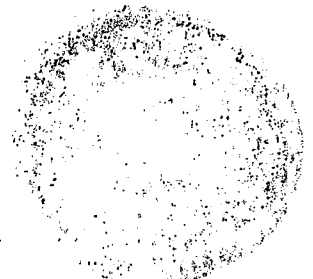
Şekil (4.31) karşılıklı empedansın frekansa göre değişimi

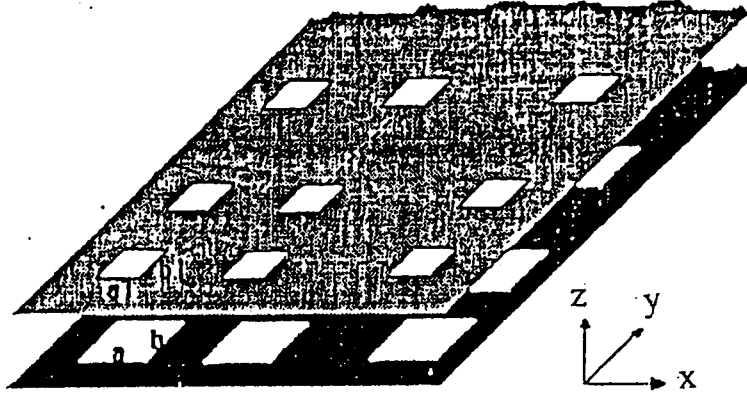
Şekil (4.31) gösterildiği gibi ω artınca Z_{12} azalır.

4.13 Çok tabakalı anten dizileri

Paragraf (4.10)'de görüldüğü gibi çok tabakalı anten kullanılarak tek tabakalı antene göre daha geniş bir frekans-bandı ve daha dar yarım güç hüzme genişliği elde edilmektedir.

Kazancın yükseltilmesi için çok tabakalı antenin dizisi kullanılır, şekil (4.32)'de gösterilmektedir.





Şekil (4.32) çok tabakalı anten dizisi

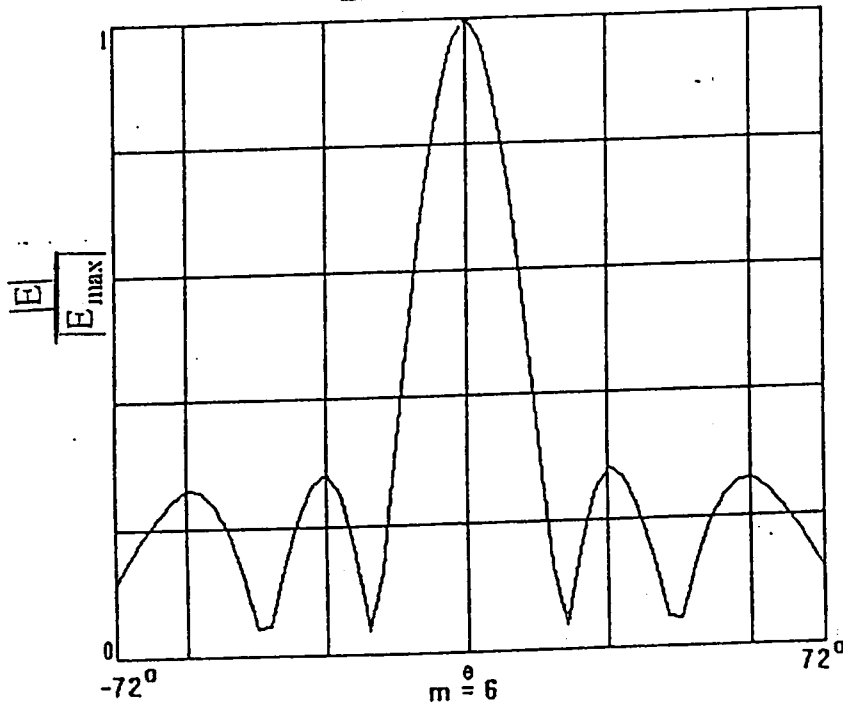
4.13.1 Çok tabakalı log-periyodik antenin ışıması

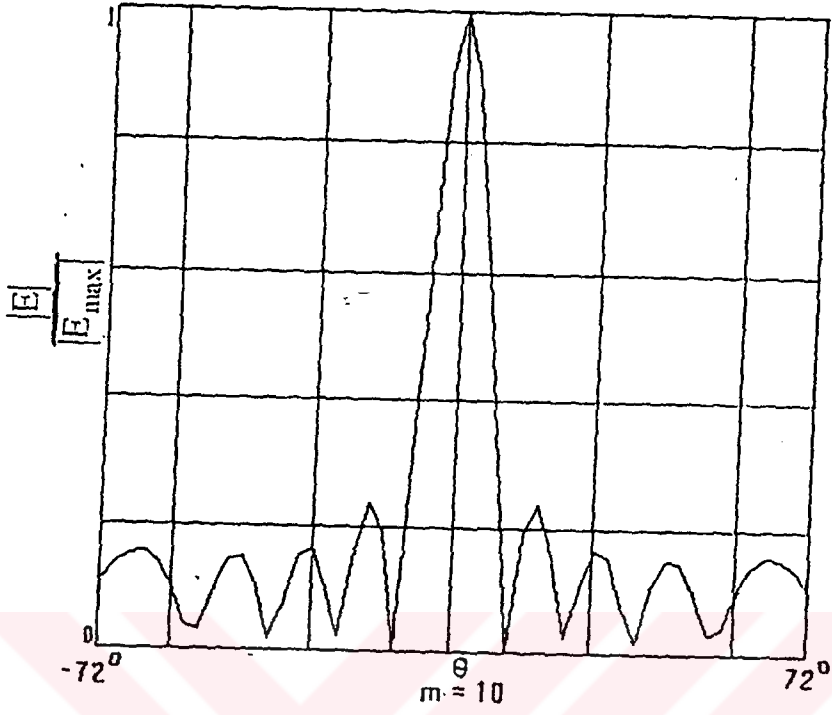
Çok tabakalı log-periyodik antenin ışıması aşağıdaki bağıntı kullanılarak bulunur

$$E(\theta, \varphi) = \left| 1 + E_1(\theta, \varphi) e^{j\psi_1} \sum_m \sum_n e^{jk_0 d m (\sin \theta - \sin \theta_0)} e^{jk_0 d n (\sin \theta - \sin \theta_0)} + \dots + E_n(\theta, \varphi) e^{j\psi_n} \sum_m \sum_n e^{jk_0 d m (\sin \theta - \sin \theta_0)} e^{jk_0 d n (\sin \theta - \sin \theta_0)} \right| \quad \dots(4.111)$$

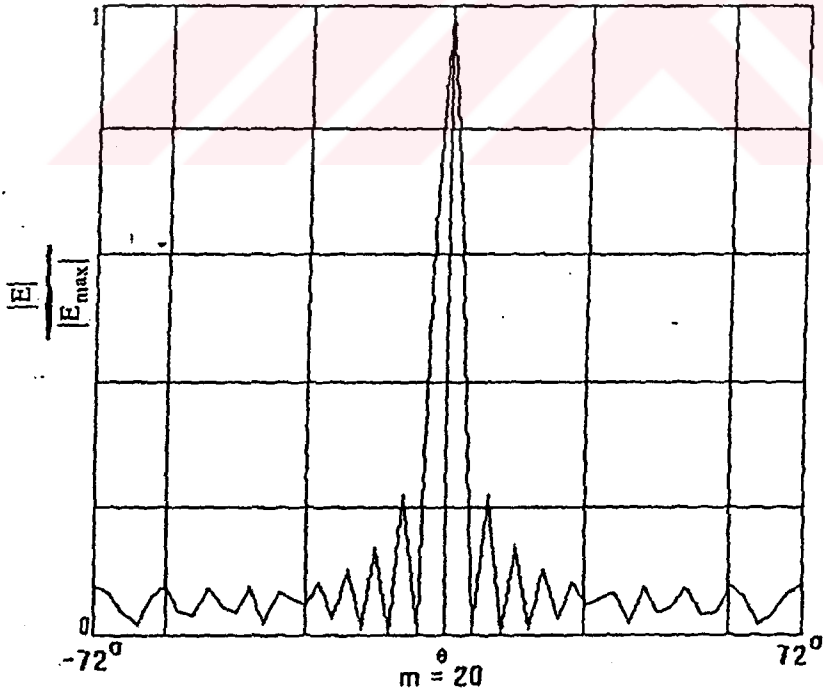
(4.108) bağıntısında $m = 0, 1, \dots, n = 0, 1, 2, \dots$ göstermektedir.

Şekil (4.32)'deki antenin ışıması Şekil (4.33)'te gösterilmektedir.



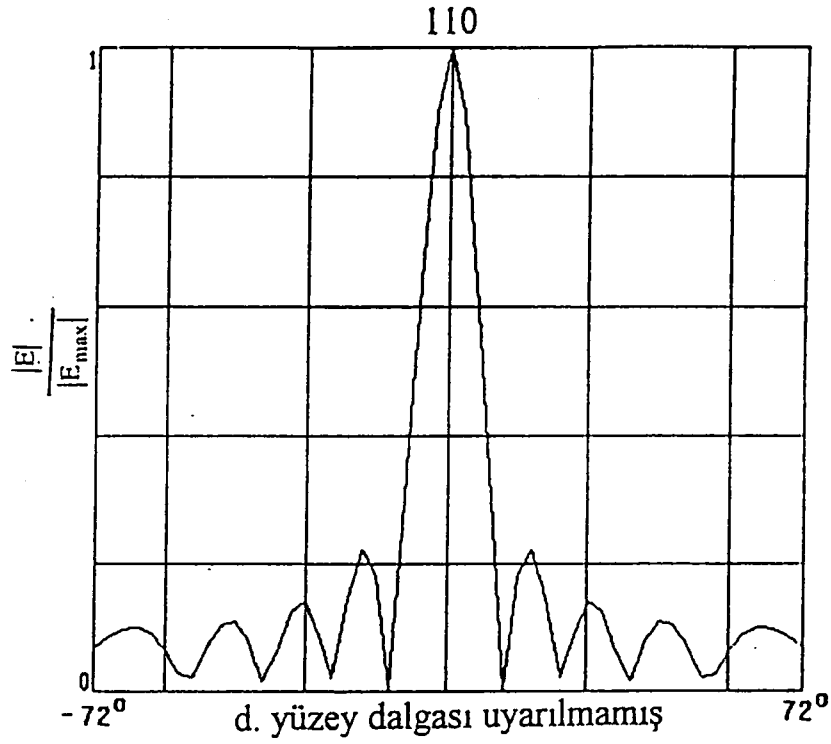


b.



$$\frac{a_2}{a_1} = 0.8, \frac{b_2}{b_1} = 0.8, \frac{h_2}{h_1} = 0.8$$

a,b ve c üzey dalgası uyarılmış



Şekil (4.33) çok tabakalı log-periyodik antenin dizisinin ışıması

Şekil (4.33) gösterildiği gibi elemanların sayısı artarak yan loper ortadan kaybolur ve daha dar yarım güç hüzme genişliği elde edilir. Yarım güç hüzme genişliği faz terimleri kullanarak elde edilir.

$$\text{Faz çarpanı} = e^{jk_0 \psi_n} \quad \dots(4.112)$$

Yarım güç hüzme genişliğinin frekansa göre değişimi tablo (4.2)'de gösterilmektedir

fr=1.5 (GHz)					
n	2	8	10	15	20
θ_H^0	2.521	1.432	0.917	0.859	0.573
fr=5 (GHz)					
θ_H^0	1.719	0.115	0.344	0.229	0.115
fr=10 (GHz)					
θ_H^0	0.115	0.115	0.115	0.057	0.057

Tablo (4.2) çok tabakalı log-periyodik anten dizisinin yarım güç hüzme genişliği

4.13.2 Çok tabakalı mikroşerit antenin kazancı

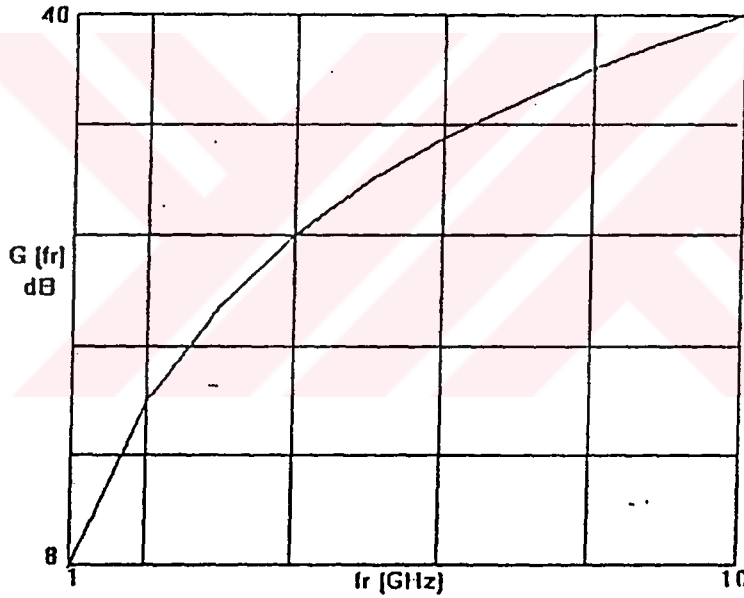
Antenin yönelticiliği aşağıdaki bağıntı kullanılarak hesaplanabilir.

$$D = \frac{4\pi |E(\theta, \phi)|_{\theta=\theta_m}^2}{\int_0^{2\pi} \int_0^\pi |E(\theta, \phi)|^2 \sin \theta d\theta d\phi} \quad \dots(4.113)$$

(4.113) bağıntısındaki θ_m açısında alan maksimum olur. Anten kazancı aşağıdaki bağıntıdan kolaylıkla bulunabilir.

$$G = \eta D \quad \dots(4.114)$$

Antenin kazancının frekansa göre değişimi şekil (4.34)'da gösterilmektedir.



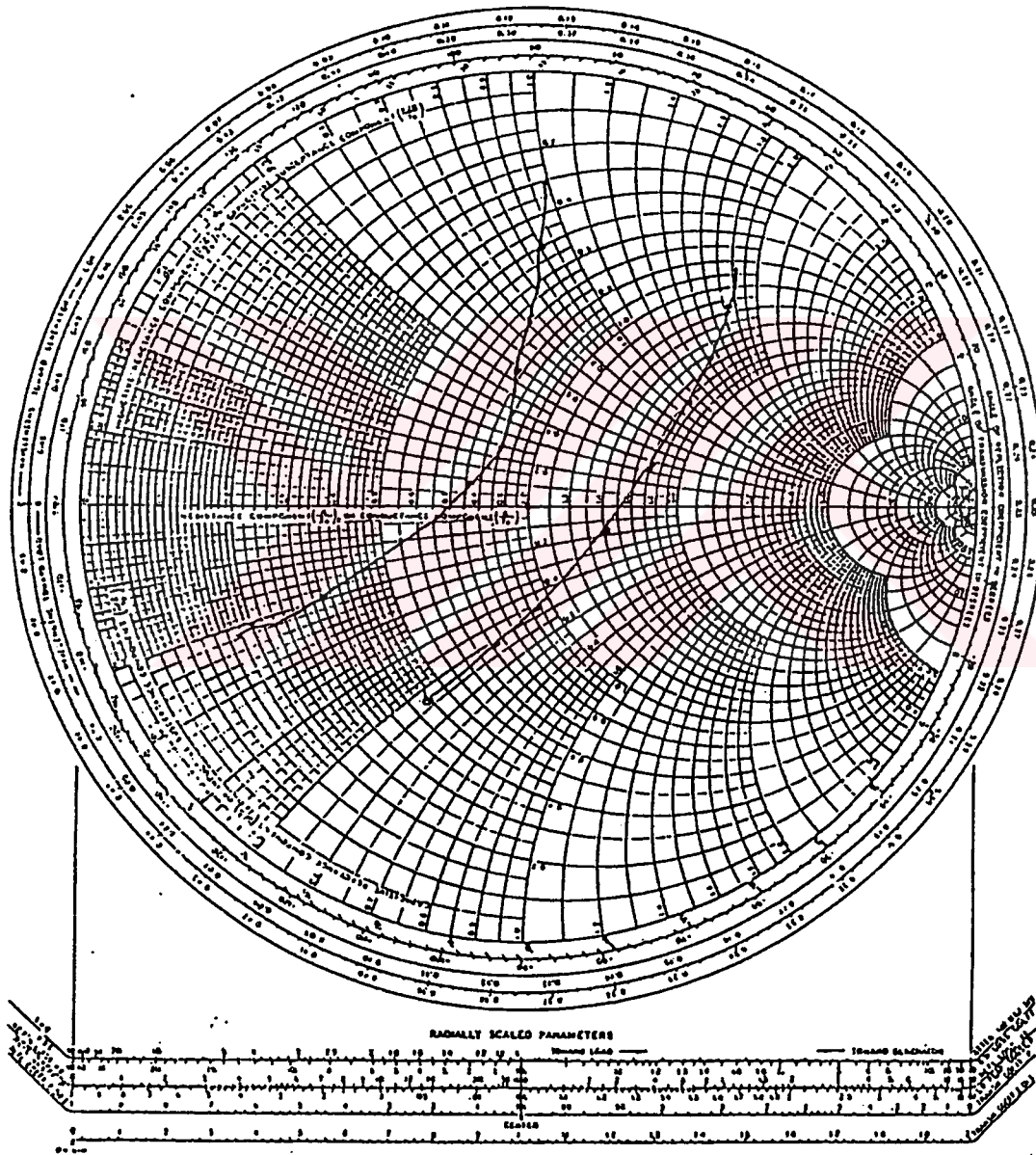
Şekil (4.34) çok tabakalı antenin dizisinin kazancının frekansa göre değişimi

4.13.3 Çok tabakalı antenin karakteristik empedansı

Antenin karakteristik empedansı moment yöntemi kullanılarak hesaplanır. Empedansı hesaplamak en uygun yol Poisson toplama yoludur. Poisson toplamında (4.6, 4.7, 4.10, 4.11 ve 4.20) bağıntıları kullanılır, yalnız (3.61, 3.62, 3.65 ve 3.66) bağıntılarındaki dyadik Green fonksiyonu

paydasındaki D_{TM} , D_{TE} yerlerine (4.75 ve 4.76) bağıntılardaki fanksiyonları kullanılır.

Antenin ikinci tabakasının empedansı şekil (4.35)'de gösterilmektedir

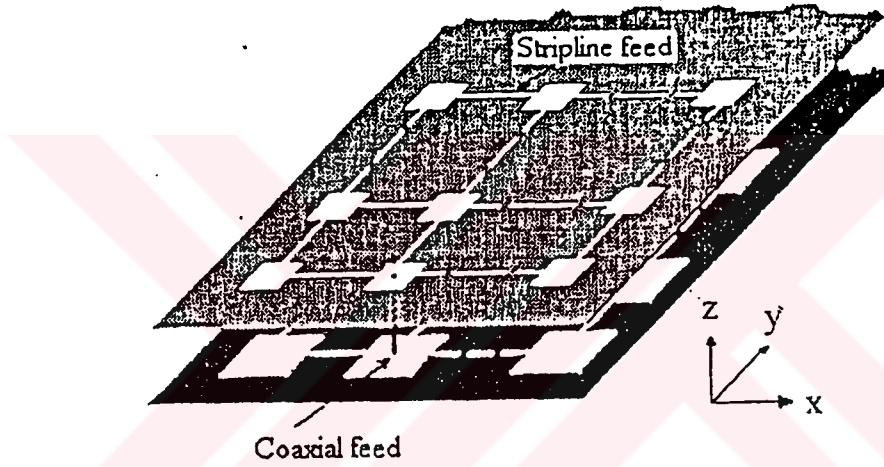


Şekil (4.35) çok tabakalı anten dizisinin giriş empedansı

Şekildeki empedans frekansa bağlı olduğu görüldü. Antenin empedansı hat empedansı ile uyum sağlamazsa yansıma katsayısı yükselir ve bunun neticesinde Kayplar artar. Bu durumda empedans uyumunu gerçekleştirmesi gerekir.

4.13.4 Antenin beslemesi

Çok tabakalı log-periyodik antenin beslemesi koaksiyal ve mikroşerit hattıyla gerçekleştirilir. İki tabakalı durumundaki antenin beslemesi ve antenin yapısı şekil (4.36)'de gösterilmektedir.



Şekil (4.36) çok tabakalı anten dizisinin beslemesi

SONUÇ

Yüzey dalgası nedeniyle, mikroşerit antenin etkilenen özellikleri paragraf (3.2.2.2)'de sıralanmıştır, uyarılmış yüzey dalgası durumundaki özelliklerin davranışı şekil (3.6, 3.9, 3.18 ve 3.19)'da gösterilmiştir. Böylece, yüzey dalgasının minimizasyonu ne kadar önemli olduğu açıkça görülmektedir. Bu nedenle, yüzey dalgasının alanları, TM ve TE karakteristik denklemi ve dalganın davranışı dikkatle incelenmiştir.

Paragraf (3.2.2.1)'de gösterildiği gibi, TM ve TE kutupları nedeniyle yüzey dalgası doğar. Bu nedenle, yüzey dalgasının TM ve TE karakteristik denklemleri başlangıç noktası olarak alındı.

Yayıma sabitinin (β) kompleks düzlemindeki kutupların yeri çok önemli olduğunu gördük ve bundan faydalandık.

Kutubun yeri (v_{TM} ve v_{TE}), dielektrik ortamın kalınlığına (h) bağlı olduğundan h 'in değeri değiştirip kutupların yeri değiştirme şansı elimizde tutuk.

(v_{TM} ve v_{TE}) h 'a bağılılığı orijinal olarak bulduk ve bu bağılılık şekil (3.7)'de gösterdik.

Şekil (3.7)'de gösterildiği gibi, h 'in bir kaç kritik değeri için v_{TM} kayıpsız ve, yüzey dalgasının en etkin modu sıfır olur (şekil 3.8). Yüzey dalgasının en etkin modu TM_{11} olduğu paragraf (3.2.2.3)'te gösterdik.

Yüzey alanı sıfır olduğunda mikroşerit antenin özellikleri düzelir (şekil 3.9, 3.18, ve 3.19).

h 'in kritik değerleri için, yamanın boyutlarını (3.26) bağıntısı kullanarak hesapladık. Yeni tasarımıyla, yamanın boyutları aynı mertebede kalır. Bu yeni tasarım kritik tasarım olarak adlandırdık ve mikroşerit antenin teorisine orijinel olarak ekledik.

Mikroşerit antenin dizi aşamasında, antenin elemanları arasındaki karşılıklı kuplajı devere teorisi kullanarak hesapladık (paragraf 4.5). Bu aşamada, dizi özelliklerine yüzey dalgasının etkileri şekil (4.5 ve 4.9)'da gösterdik. Ayrıca, kritik tasarlama kavramı kullanıp iyi sonuçlar elde ettik (şekil 4.5 ve 4.9).

Antenin frekans band genişliği geliştirmek ve daha dar yarım güç hüzme genişliği elde etmek için tabakalı anten önerdik. Bu aşamada, yüzey dalgasının etkileri yeniden inceledik (şekil 4.30, 4.31 ve 4.33).

Tabakalı antene kritik tasarımı uygulamak için, ϵ_{r2} , ϵ_{r1} ve elemanların arasındaki uzaklık dikkatle seçilmelidir (şekil 4.23 ve 4.32) $\frac{\epsilon_{r2}}{\epsilon_{r1}} < 5$ çok

uygun bulduk ve üsteki dielektrik ortamın dielektrik sabiti empedans uyumunu sağlamak için daha küçük seçilmelidir.

x ve y yönündeki elemanların arasındaki uzaklık, ters bir ışıma elde etmek için dalga boyutlarından daha küçük olmalıdır.



KAYNAKLAR

1. Abramowitz, M. and Stegun, I. A. 1972, "Handbook of mathematical functions" Dorver. New York, U.S.A.
2. Agrawal, P. K. and Bailey, M. C. 1977. "An analysis technique for microstrip antennas" Transact. IEEE AP-25, pp. 756-759.
3. Akkaya İnci 1992. "Biyoelektrik olaylar". Ders notları İTÜ, İstanbul, Türkiye
4. Aksun, M.I. and Raj, M. 1993. "Superiors radiation from microstrip interconnects" IEEE Trans. On Electromagnetic compatability, Vol. 35, p. 148.
5. Alanen E., Lindell I.V. and Hujanen, A.T. 1987. "Exact image method for filed calculation in horizontally layered medium above a conducting ground plane" Proc. IEEE pt. H. 133, pp. 297-304.
6. Alexopoulos, N.G. and Rana, I.E. 1981. "Mutual impedance computation between printed dipoles" Transact. IEEE AP. 29, pp. 106-111.
7. Alexopoulos, N.G. and Jackson, D.R. 1984. "Fundamental superstrate (cover) effects on printed circuit antennas". Transact. IEEE Transact. on Microwave Theory and Tech. Vol. 4, pp. 913-621.
8. Alexopoulos, N.G., Jackson, D.R. and Katehi, P.B. 1985. "Criteria for nearly omnidirectional radiation patterns for printed antennas". IEEE Transact. Ap. 33, pp. 195-205.
9. Alexopoulos, N.G. 1992. "Surface wave modes of printed circuits on ferrite substrates". IEE Transact On Microwave Theory and Tech. Vol. 4, p. 621.
10. Amitay, N. Galindo, V. and Wu, C.P. 1972. Theory and analysis of phased array antennas". Wiley Interscience. New York. U.S.A.

11. Anja, K. and Juan, R. 1993. "Analysis of finite phase arrays of microstrip patches". Transact. IEEE., Ap-41, pp. 1105-1114.
12. Bhatthacharrya, A.K. and Grag, R. 1986. "Effect of substate on efficiency of an arbitrarily shpaed microstrip patch antennas". Transact. IEEE, Ap-34, pp. 1181-1188.
13. Bhatthacharrya, A.K., Antar, Y.M. and Ittipiboon, A. 1992. "Spectral domain analysis of aperture-coupled microstrip patch antennas". IEEE Proc. H. Vol. 139.
14. Bahl, I.J and Bhartia, P. 1980. "Microstrip antennas". Canada.
15. Bahl, I.J., Sruchly, S.S. and Stuchly, M.A. 1980. "A new microstrip slot radiator for medical application". Electronics Letters 16, pp. 31-732.
16. Bailey, M.C. and Deshpande, M.D. 1982. "Integral equation formulation of microstrip antennas". Transact. IEEE Ap-30, pp. 651-656.
17. Balanis, C.A. 1982. "Antenna theory: Analysis and design". New York U.S.A.
18. Baninister, P.R. 1979. "Summary of image theory expressions for quasi-static fields of antennas at or above the earth's surface". Proc. IEEE 67, pp. 1001-1008.
19. Barlow, H.M. and Brown, J. 1962. "Radio surface waves". Oxford U.K.
20. Bokhari, S.A., Mosig, J.R. and Gardiol, F.E. 1992. "Radiation pattern computation of microstrip antennas on finite size ground planes". IEEE Proc. H. Vol. 139, pp. 278-286.
21. Bouwkamp, C.J. 1950. "On sommerfeld's surface wave". Phys. Rev. 80, p. 294.
22. Buck, A.C. and Pozar, D.M. 1986. "Aperture coupled microstrip antenna with a perpendicular feed". Electron. Lett. 22, pp. 125-126.

23. Burrows, C.R. 1937. "The surface wave in radio propagation over plane earth". Proc. IRE 25, pp. 219-229.
24. Canbay Cahit 1991. "Biyoelektromagnetik". Ders notlari. Y.T.Ü. İstanbul, Turkey.
25. Canbay Cahit 1992. "Anten". Ders notlari Y.T.Ü. İstanbul, Turkey.
26. Canbay Cahit 1992. "Alan teorisi". Ders notları Y.T.Ü. İstanbul, Turkey.
27. Carver, K.R. 1979. "A model expansion theory for microstrip antenna". Int. Symp. Dig. Antennas prop. Soc. pp. 101-104.
28. Carver, K.R. - and Mink, J.W. 1981. "Microstrip antenna technology". Transact. IEEE Ap-29, pp. 2-24.
29. Chang, C.N. and Cheng, J.F. 1993. "H brid quasi static analysis of multilayer microstrip lines". IEEE Proc. H. Vol. 140, pp. 79-83.
30. Chang, C.N. and Cheng J.F. 1994. "Fullwave analysis of multilayer microstrip lines". IEEE Prod. Microwave, antenna prop. Vol. 141, pp. 185-188.
31. Chang, E., Long, S.A. and Richards, W.F. 1986. "Experimental investigation of electrically thick rectangular microstrip antennas". Transact. IEEE, Ap-34, p. 6.
32. Collin, R.E. 1960. "Field theory of guided waves". McGraw-Hill. New York. U.S.A.
33. Collin, R.E. 1966. "Foundations for microwave engineering". McGraw-Hill. New York, U.S.A.
34. Collin, R.E. and Zucker, F.J. 1969. "Antenna theory" Part 1, McGraw Hill Book Co., N. Y.
35. De A. and Das, B.N. 1984. "Input impedance of probe excited rectangular microstrip patch radiator". Proc. IEEE pt-H, 131, pp. 31-34.

36. Enlinger, E.J. 1969. "Radiation from microstrip resonators". Transact. IEEE MTT-17, pp. 235-236.
37. Denlinger E.J. 1971. "A frequency dependent solution for microstrip transmission lines". Transact. IEEE MTT-19, pp. 30-39.
38. Derneryd, A.G. 1976. "Lineary polarized microstrip antennas". Transact. IEE AP-24, pp. 846-851.
39. Derneryd, A.G. and Lind, A.G. 1979. "Extended analysis of rectangular microstrip resonator antennas". Transact. IEEE AP-27, pp. 846-849.
40. Derneryd, A.G and Karlsson, I. 1981. "Broadband microstrip antenna element and array". Transact. IEEE AP-29, 458-460.
41. Deshpande, M.D. and Bailey, M.C. 1982. "Input impedance of microstrip antennas". Transact. IEEE AP-30, pp. 645-650.
42. Deshpande, M.D. nad Das, N.K. 1986. "Rectangular microstrip antenna for circular polarization". Transact. IEEE AP-34, pp. 744-746.
43. Dietrich, M., 1982. "Light Transmission Optics". Van Nostrand Reinhold Company, New York, U.S.A.
44. Dunn, J.M. 1991. "A uniform asymptotic expansion for the Green's functions used in microstrip calcualtions". IEEE Trans. Microw. Theory and Tech. Vol. NMTT-39, pp. 1223-1226.
45. Edward, J. 1968. "Electromagnetic waves and radiating systems". U.S.A.
46. Edward, A. 1989. "Electomagnetic waves and radiating systems". U.S.A.
47. Elliott, R.S. 1962. "A view of frequency independent antennas". Los Angeles U.S.A.

48. Elliott, R.S. and Stern, G.J. 1981. "The design of microstrip dipole arrays including mutual coupling part-I: Theory". IEEE Trans. AP-29, pp. 757-760.
49. Felsen, L.B. and Marcuvitz, N. 1973. "Radiation scattering of waves". Printice Hall, New Jersey, U.S.A.
50. Frazita, R.F. 1967. "Wideband multilayer coaxial fed microstrip antenna element". Electron Lett. 21, pp. 497-499.
51. Frazita, R.F. 1967. "Surface-wave behavior of a phased analysed by grating-Lobe series" IEEE Trans. AP-15, pp. 823-824.
52. Frideman, B. 1969. "Surface wave over a lossy conductor". Trans. IEEE, p. 227.
53. Glisson, A.W. and Wilton, D.R. 1981. "Simple and efficient numerical methods for problems of electromagnetic radiation and scattering from surfaces". IEEE Trans. AP-29, pp. 593-603.
54. Göksu, Ç. 1992. "İleri elektromagnetik teorisi" Ders notları. Y.T.Ü, İstanbul Türkiye.
55. Guy A.W. 1971. "Analysis of electromagnetic fields induced in biological tissues by thermographic studies on equivalent phantom models". IEEE Trans. MTT-19, pp. 205-214, 55.
56. Guy, A.W. and Antonie, R. 1992. "Mixed potential integral expression formulation of the electric field in a stratified dielectric medium: Application to the case of probe current source". Trans. IEEE, AP-40, pp. 806-810.
57. Guy, A.W. and Antonie, R. 1992. "Use of subsectional edge expansion functions (SEEFs) to analyse rectangular microstrip antennas with method of moments". IEEE Proc. H. Vol. 139, pp. 159-164.
58. Güneş, F., 1991. "Aktif mikrodalga". Ders notları Y.T.Ü, İstanbul, Turkey.

59. Gürmen, H.N. 1985. "A proposal for type identification analysis of physical quantities". *INT. J. Electronics*, Vol. 59, pp. 495-499.
60. Hall, P.S., Wood, C. and Garret, C. 1979. "Wide bandwidth microstrip antennas for circuit integration". *Electron. Lett.* 15, pp. 458-460.
61. Hall, P.S. 1983. "Microstrip linear array with polarisation control". *IEEE Proc.* 130 H, pp. 215-224.
62. Hall, P.S. 1984. "Bandwidth limitations of log periodic microstrip patch antenna arrays". *Electron. Lett.* 20 H. pp. 437-438.
63. Hall, P.S. 1986. "Multi-octave bandwidth log periodic microstrip antenna array". *IEEE Proc.* 133 H. pp. 127-137.
64. Hall, P.S. and Hall, C.M. 1988. "Coplanar corporate feed design effects in microstrip patch array design". *IEEE Proc.* 135 H.
65. Haneishi, M. and Suzuki, Y. 1989. "Circular polarization and bandwidth". *Handbook of microstrip antennas- Chap. 4*, Published by Peter Pergrinas L.T.D London, U.K.
66. Harrington, R.F. 1961. "Time harmonic electromagnetic fields". McGraw-Hill Book Comp. New York, U.S.A.
67. Harrington, R.F. and Mantx, J.R. 1967. "Straight wires with arbitrary excitation and loading". *Transact. IEEE AP-15*, pp. 502-515.
68. Harrington, R.F. 1968. "Field computation by moment methods". The Macmillan Company. New York, U.S.A.
69. Harlan, H. 1974. "Stripline circuit design". Artech House. U.S.A.
70. Harotopus, W.P., Katehi, P.B., Ali-Ahmed, W.Y. and Rebeiz, G.M. 1994. "Surface wave excitation from open microstrip discontinuities". *Trans. IEEE on Microw. Theory and Tech.* Vol. MTT-39, pp. 1098-1106.

71. Howell, J.Q. 1972. "Microstrip antennas". IEEE AP-s, Int. Symp. Digest pp. 177-180.
72. Howel, J.Q. 1975. "Microstrip antenna". IEEE Trans. AP-23, pp. 90-93.
73. Huang, J. 1986. "Technique for an array to generate circular polarization with linearly polarized elements". IEEE Trans. AP-2-34, p. 9.
74. Hurst, M.P. 1993. "Numerical diffraction coefficients for surface waves". Transact. IEEE Vol. 41, pp. 458-464.
75. Jackson, D.R. and Alexoponlos, N.G. 1980. "An asymptotic extraction technique for evaluating sommerfeld type integrals". IEEE Trans. AP-34, pp. 1467-1470.
76. Jackson, D.R. and Alexopoulos, N.G. 1985. "Gain enhancement methods for printed circuit antennas". IEEE Transact. AP-33, pp. 976-987.
77. Jackson, R.W. and Pozar, D.M. 1985. "Full-wave analysis of microstrip open-end and gap discontinuities". IEEE Trans. MTT-33, pp. 1036-1042.
78. Jackson, D.R. and Alexopoulos, N.G. 1986. "Analysis of planar strip geometries in a substrate-superstrate configuration". IEEE Trans. AP-34, pp. 1430-1438.
79. James, J.R. and Henderson, A. 1979. "High frequency behaviour of microstrip open-circuit terminations". IEEE J. Microwave optics and Acoustics, 3, pp. 205-218.
80. James, J.R., Hall, P.S. and Wood, C. 1981. "Microstrip antenna: Theory and design". IEEE Press London, U.K.
81. James, J.R., Hall, P.S., Wood, C. and Handerson, A. 1981. "Some recent developments in microstrip antenna design". Transact. IEEE AP-29, pp. 124-128.

82. James, J.R., John, G. and Hall, C.M. 1984. "Millimetric-wave dielectric-microstrip antenna array". IEE Proc. 131, H., pp. 341-350.
83. James, J.R. and Hall, P.S. 1989. "Introduction". Handbook of microstrip antennas - Chapter 1. Printed by Peter Peregrinus, London, U.K.
84. Jedlicka, R.P., Poe, M.T. and Carver, K.R. 1981. "Measured mutual coupling between microstrip antennas". IEEE Trans. AP-29, pp. 147-149.
85. Jones, D.S. 1979. "Methods in electromagnetic wave propagation". Clarendon Press, Oxford, U.K.
86. Jonson, C.C. and Guy, A.W. 1972. "Nonionizing electromagnetic wave effects in biological materials and systems". Proc. IEEE 60, pp. 692-718.
87. Jouvie, F., Bolmery, J.C. and Goboriand, G. 1986. "Discussion of capabilities of microwave phased arrays for hyperthermia treatment of neck tumors". Trans. IEEE MTT-34, pp. 495-501.
88. Kahan, T. and Eckart, C. 1949. "On electromagnetic surface wave of sommerfeld". Phys. Rev. pp. 406-410.
89. Katehi, P.B. and Alexopoulos, N.G. 1983. "On the effect of substrate thickness and permittivity on printed circuit dipole properties". Trans. IEEE AP-31, pp. 34-38.
90. Katehi, P.B. and Alexopoulos, N.G. 1984. "On the modelling of electromagnetically coupled microstrip antennas - The printed strip dipoles". IEEE Trans. AP-32, pp. 1179-1186.
91. Katehi, P.B. 1987. "generalized method for the evaluation of mutual coupling in microstrip arrays". IEEE Trans. AP-35, pp. 125-133.

92. Katehi, P.B., Jackson, D.R. and Alexopoulos, N.G. 1989. "Microstrip dipoles". Handbook of microstrip antennas, Chapter 5, Published by Peter Peregrinus, Ondon, U.K.
93. Kin-lu, W., Wen-Shang, C. and Wei-lin, H. 1992. "The absorption and coupling of an electromagnetic wave incident on microstrip circuit with superstrate". Trans. IEEE, AP-34, pp. 17-24.
94. Klein, C.A. and Mittra, R. 1975. "The effect of different testing functions in the moment method solution of thin wire antenna problems". Trans. IEEE, AP-23, pp. 258-261.
95. Kong, J.A. 1989. "Theory of electromagnetic waves". Wiley and Sons, New York, U.S.A.
96. Korwne, C.M. 1984. "Green's function in spectral domain for biaxial and uniaxial anisotropic planar structure". Trans. IEEE, AP-32, pp. 1274-1218.
97. Kyungh, H., Hyo, J. and Tah, J. 1994. "Surface wave scattering from a notch in a dielectric covered ground plane. TM-mode analysis". Trans. IEEE, Vol. 42, pp. 286-288.
98. Lee, J.K. and Kong, J.A. 1983. "Dyadic Green's function for layered anisotropic medium". Electromagnetics, 3, pp. 111-130.
99. Lee, K.F. and Kahele, J.S. 1989. "Characteristics of microstrip patch antennas and some methods of improving frequency agility and bandwidth". Handbook of microstrip antennas - Chapter 3, Published by Peter Peregrinus Ltd., London, U.K.
100. Lee, R.Q., Lee, K.F. and Boobinchak, J. 1988. "Characteristics of a two-layer electromagnetically coupled rectangular patches antenna". Electron. Lett, 23, pp. 1070-1072.
101. Legay, H. and Shafai, L. 1994. "New stacked microstrip antenna with large bandwidth and high gain". IEEE Proc. Microw. Antennas Propag. Vol. 141, pp. 199-204.

102. Leonard, Y., Jian, J. and Gregory, E. 1991. "Complex images for electrostatic field computation in multi-layered media". IEEE Trans. On Microw. Theory and Tech. Vol. 39, pp. 1120-1125.
103. Lier, E. 1982. "Improved formulas for input impedance of coaxial fed microstrip patch antennas". Proc. IEE. pt H 129, pp. 161-164. Lindel.
104. Lindell, I.V., Alanen, E. and Hujanen, A.T. 1987. "Exact image theory for analysis of microstrip structure". Journal of Electromagnetic Waves and Applications, pp. 95-108.
105. Lo, Y.T., Solomon, D. and Richards, W.F. 1979. "Theory and experiment on microstrip antennas". Transact. IEEE, AP-27, pp. 137-145.
106. Mailoux, R.J., McIlvenna, J.F. and Kernwies, N.P. 1981. "Microstrip array technology". IEEE Trans. AP-29, pp. 24-39.
107. Manuel, H., Francisco, L., Francisco, M. and Ricardo, M. 1990. "Quasi - TEM analysis of multilayered, multiconductor structures with dielectric and magnetic anisotropy including substrate losses". IEEE Trans. on Microw. Theory and Tech. Vol. 38, pp. 1059-1068.
108. Margret, L. and Charles, S.D. 1973. "College algebra". London, England.
109. Mark, J., Katrina, Y. and Richard, C. 1994. "Improvement of microstrip patch antenna radiation pattern". Trans. IEEE, Vol. 42, pp. 882-885.
110. Michalski, K.A. 1985. "On the efficient evaluation of integrals arising in sommerfeld half-space problem". Proc. IEE pt H 132, pp. 312-318.
111. Michalski, K.A. 1988. "On the scalar potential of a point charge associated with a time harmonic dipole in a layered medium". IEEE Trans. AP-36, pp. 45-49.

112. Miller, E.K. and Deadrick, F.J. 1975. "Some computational aspects of thin-wire modeling. In Numerical and asymptotic techniques in electromagnetics". E.D. Mittra, R., Springer-Verlag. Berlin, F.R.G.
113. Mohsen, A. 1982. "On evaluation of somemerfeld integrals". Proc. IEE, pt. H 129, pp. 177-182.
114. Mohsen, A. 1985. "Representation of the electromagnetic field of a dipole above an inhomogeneous medium half space". Proc. IEE pt. H 132, pp. 127-130.
115. Morse, P.M. and Feshbach, H. 1953. "Method of theoritical physics". McGraw-Hill book comp. New York, U.S.A.
116. Mosig, J.R. and Gradiol, F.E. 1983. "Analytical and numerical techniques in the Green's function treatment of microstrip antenna and scatters". Proc. IEE pt H 130, pp. 175-182.
117. Mosig, J.R. and Gardiol, F.E. 1985. "General integral equation formulation for microstrip antennas and scatters". Proc. IEE pt. H 132, pp. 424-432.
118. Motohisa, K. 1990. "A microstrip patch antenna as a standard trasmitting and receiving antenna". IEEE Trans. on Electromagnetic Compatibility, Vol. 32, pp. 5-8.
119. Mounson, R.E. 1974. "Conformal microstrip antennas and microstrip phased array". Trans. IEEE AP-32, pp. 74-78.
120. Murray, R.S. 1964. "Theory and problems of complex variables with an introduction to contormal mapping and its application". McGraw-Hill Book Comp. New York, U.S.A.
121. Murray, R.S. 1974. "Theory and problems of Fourier analysis with applications to boundary value problem". McGraw-Hill Book Comp. New York, U.S.A.

122. Naflali, H. and Pozar, D.M. 1991. "Full-wave analysis of aperture-coupled microstrip lines". IEEE Trans. On Microw. Theory and Tech. pp. 1108-1114.
123. Newman, E.H. and Tulyathan, P. 1981. "Analysis of microstrip antenna using moment methods". IEEE Trans. AP-29, pp. 47-53.
124. Newman, E.H., Richmond, J.H. and Kwan, B.W. 1983. "Mutual impedance computation between microstrip antennas". IEEE Trans. MTT-3, pp. 941-945.
125. Newman, E.H. and Tehan, J.E. 1985. "Analysis of a microstrip array and feed network". IEEE Trans. AP-33, pp. 397-403.
126. Newman, E.H. and Forrai, D. 1987. "Scattering from a microstrip patch.". IEEE Trans. AP-35, pp. 245-251.
127. Nirod, K. and Pozar, D.M. 1990. "Multiport scattering analysis of general multilayered printed antennas fed by multiple feed ports part I-Theory". IEEE Trans. AP-40, pp. 468-481.
128. Nirod, K. and Pozar, D.M. 1992. "Multiport scattering analysis of general multilayered printed antennas fed by multiple feed ports: Part II applications". IEEE Trans. AP-40, pp. 482-491.
129. Norton, K.A. 1937. "The physical reality of space and surface waves in the radiation field of radio antennas. Proc. IRE, 25, pp. 1192-1202.
130. Norton, K.A. 1937. "Space and surface waves in radio propagation". Phys. Rev. 52, pp. 132-133.
131. Okoshi, T. and Miyashi, T. 1972. "The planar circuits: An approach to microwave integrated circuitry". IEEE Trans. MTT-20, pp. 245-252.
132. Planisamy, V. and Garg, R. 1986. "Analysis of arbitrarily shaped microstrip patch antennas using sequentation technique and cavity model". IEEE Trans AP-34, pp. 1208-1213.

133. Papachristoforos, A. 1994. "Method of lines for analysis of planar conductors with finite thickness". IEE Proc. Microw. Antennas, Vol. 141, pp. 223-228.
134. Peixerio, C. and Barbosa, M. 1992. "Leaky and surface waves in an isotropic printed antenna structures". IEEE Trans. AP-40, pp. 566-569.
135. Perlmutter, P., Shtrikman, S. and Treves, D. 1985. "Electric surface current model for the analysis of microstrip antennas with application to rectangular patch elements". IEEE Trans. AP-33, pp. 301-311.
136. Poddar, D.R., Chatterjee, J.S. and Chowdhury, S.K. 1983. "On some broad band microstrip resonators". IEEE Trans. AP-31, p. 1.
137. Paggio, A.J. and Miller, E.K. 1973. "Integral equation solutions of three dimensional scattering problem computer techniques for electromagnetics". ED. Mittra, R. Pergamon, Oxford, U.K.
138. Pozar, D.M. 1982. "Input impedance and mutual coupling of rectangular microstrip antennas". IEEE Trans. AP-30, pp. 1191-1196.
139. Pozar, D.M. 1983. "Considerations for millimeter wave printed antennas". IEEE Trans. AP-31, pp. 740-747.
140. Pozar, D.M. 1983. "Improved computational efficiency for moment method solution of printed dipoles and patches". Electromagnetics 3, pp. 299-309.
141. Pozar, D.M. and Schaubert, D.H. 1984. "Analysis of an infinite array of rectangular microstrip patches with idealized probe feeds". IEEE Trans. AP-32, pp. 1101-1107.
142. Pozar, D.M. and Schaubert, D.H. 1984. "Scan blindness in an infinite phased arrays of printed dipoles". IEEE Trans. AP-32, pp. 602-610.

143. Pozar, D.M. 1985. "Analysis of infinite phased arrays of printed dipoles". IEEE Trans. AP-33, pp. 1045-1053.
144. Pozar, D.M. 1986. "Finite phased arrays of rectangular microstrip patches". IEEE Trans. AP-34, pp. 658-665.
145. Pozar, D.M. 1986. "Microstrip antenna aperture coupled to a microstrip line". Electron. Lett., 21, pp. 49-50.
146. Pozar, D.M. 1989. "Analysis and design considerations for printed phased - array antennas". Handbook of microstrip antennas - Chapter 12. Published by Peter Peregrinus, London, U.K.
147. Rahmat, S.Y., Mitra, R. and Parhami, P. 1981. "Evaluation of Sommerfeld integrals for lossy half-space problems". Electromagnetics 1, pp. 1-28.
148. Railton, C.J. and Joseph, P. 1990. "An analysis of microstrip with rectangular and trapezoidal conductor cross sections". IEEE Trans. MTT-38, pp. 1017-1022.
149. Rana, I.E. and Alexopoulos, N.G. 1981. "Current distribution and input impedance of printed dipoles". IEEE Trans. AP-29, pp. 99-105.
150. Rao, S.M., Ewilton, D.R. and Glisson, A.W. 1982. "Electromagnetic scattering by surfaces of arbitrary shape". IEEE Trans. AP-30, pp. 409-418.
151. Reuven, S. 1994. "Dielectric cover effect on rectangular microstrip antenna array". IEEE Trans. AP-42, pp. 1180-1184.
152. Richards, W.F., Lo, Y.T. and Harrison, D.D. 1981. "An improved theory for microstrip antennas and applications". IEEE Trans. AP-29, pp. 38-46.
153. Richards, W.F., Davidson, S.E. and Long, S.A. 1985. "Dual band reactively loaded microstrip antenna". IEEE Trans. AP-33, pp. 556-561.

154. Robert, C. 1970. "The design of log-periodic dipole antennas".
Electrical Engineering Research Lab, University of Illinois, U.S.A.
155. Robert, P. 1992. "Evaluation of Hankel functions with complex argument and complex order". IEEE Trans. AP-40, p. 569.
156. Rober, S. Elliot 1981. "Antenna theory and design". U.S.A.
157. Rober, S., Edmond, C. and Albert, P. 1994. "Infinite phased arrays of microstrip antennas with parasitic elements: Application to bandwidth enhancement". IEEE Trans. AP-42, pp. 742-746.
158. Sawaya, K., Yatabe, S. and Adachi, S. 1992. "Exterior moment method analysis of conducting scatters by using the interior Green's function and the method of least square". IEEE Trans. AP-40, pp. 563-565.
159. Schaubert, D.H., Farrar, F.G., Sondors, A.R. and Hayes, S.T. 1981. "Microstrip antennas with frequency agility and polarization diversity". IEEE Trans. AP-29, pp. 118-123.
160. Sengpota, D.L. 1984. "Resonant frequency of a tunable rectangular patch antenna". Electron. Lett. 20, pp. 614-615.
161. Shang, P. and Ingo, W. 1992. "Computation of mutual coupling between slot-coupled microstrip patches in infinite array". IEEE Trans. AP-40, pp. 1047-1053.
162. Sharma, P.C. and Gupta, K.C. 1983. "Analysis and optimized design of single fed circularly polarized microstrip antenna". IEEE Trans. AP-31, pp. 949-955.
163. Soares, A.J.M., de Assis Fonseca, S.B. and Giarola, A.J. 1984. "The effect of dielectric cover on the current distribution and input impedance of printed dipoles". IEEE Trans. AP-32, pp. 1149-1153.
164. Soares, A.J.M., Sergio, B., De Assis Fonseca, S.B. and Attilio, J.G. 1989. "Surface wave excitation on a microstrip ring antenna". IEEE Trans. AP-37, p. 1310.

165. Sommerfeld, A. 1949. "Partial differential equations in physics". Academic Press, New York, U.S.A.
166. Sommerfeld, A. 1962. "Partial differential equations". Academic press. New York, U.S.A.
167. Spincopoulos, T., Teodoridis, V. and Gardiol, F.E. 1985. "Dyadic Green function for the electromagnetic field in multilayered isotropic media an operator approach". Proc. IEE Pt H 132, pp. 329-334.
168. Steven, L. 1992. "Application of the fast fourier transform to the computation of Sommerfeld integral for a vertical dipole above half space". IEEE Trans. AP-40, pp. 798-805.
169. Straton, J.A. 1941. "Electromagnetic theory". McGraw-Hill book Comp. New York, U.S.A.
170. Stern, G. J. and Elliot, R.S. 1981. "The design of microstrip dipole arrays including mutual coupling part II: Experiment". IEEE Trans. AP-29. pp. 761-765.
171. Sullivan, P.L. and Schaubert, D.H. 1986. "Analysis of an aperture coupled microstrip antenna". IEEE Trans AP-34, 977-984.
172. Thiele, G.A. and Mitra, R. 1966. "Calculation of the current distribution on a thin linear antenna". IEEE Trans. AP-14, pp. 648-649.
173. Thomas, S. and Magdy, F. 1992. "On the coupling characteristics of planar waveguides and microstrip lines to multilayer dielectric media". IEEE Trans. AP-34, 117-123.
174. Tom, M. 1967. "Calculus". New York, U.S.A.
175. Tonye, E., Temdenou, J.B. and Ntonme, J. 1992. "Computer simulation of multimicrostrip patches antenna problem". IEE Proc., H 139, pp. 59-64.

176. Tsang, L. and Kong, J.A. 1974. "Electromagnetic fields due to horizontal electric dipole antenna laid on the surface of a two layered medium". IEEE Trans. AP-22, pp. 709-711.
177. Vera, V. 1967. "Dielectric relaxation". Academic Press, London U.K.
178. Vaudebosch, G.A.E., Van de Copell, A.R. 1992. "Use of subsectional edge expansion function (SEEFs) to analyse rectangular microstrip antennas with the method of moments". IEE Proc. H 139 pp. 159-164.
179. Volkert, W.H. 1989. "Numerical solution of antennas in layered media". Research studies press. Ltd. Tanton Somerest, England.
180. Vu, T.B. 1991. "On null steering in rectangular planar array". IEEE Trans. AP-40, pp. 995-998.
181. Uchida, K. 1987. "Numerical analysis of surface wave scattering by finite periodic notches in ground plane". IEEE Trans. MTT-35, pp. 481-486.
182. Uzunoglu, N.K., Alexopoulos, N.G. and Fikiori, J.G. 1979. "Radiation of microstrip dipoles". IEEE Trans. AP-27, pp. 853-858.
183. Wait, J.R. 1962. "Electromagnetic waves in stratified media". Pergamon Press, London, U.K.
184. Wait, J.R. 1966. "Fields of a horizontal dipole over a stratified anisotropic half-space". IEEE Trans. AP-14, pp. 750-792.
185. Wait, J.R. 1966. "Influence of a sub-surface insulating layer on electromagnetic ground wave propagation". IEEE Trans. AP-14, pp. 755-759.
186. Weaver, J.T. 1967. "The quasi-static field of an electric dipole embedded in a two-layer conducting half-space". Can. J. Phys. 45, pp. 1981-2002.

187. William, P., Linda, P.B., Walid, Y. and Gabriel, M. 1991. "Surface wave excitation from open microstrip discontinuities". IEEE Trans. MTT-39, pp. 1098-1106.
188. Waon, K.L. 1991. "Electromagnetic interference of a plane wave incident on superstrate-loaded microstrip circuit". IEE Proc. H. 138, pp. 455-459.
189. Wose, W.H. 1937. "The physical reality of Zinecks surface wave". Bell Syst. Tech. J. 16, pp. 35-94.
190. Woods, C. 1980. "Improved band width of microstrip antennas using parasitic elements". Proc. IEE Pt. H-127, pp. 231-234.
191. Wright, S.M. and Lo, Y.T. 1983. "Efficient analysis for infinite microstrip dipole arrays". Electronics Lett. 19, pp. 1043-1045.
192. Zhongs, S.S. and Lo, V.T. 1983. "Single-element rectangular microstrip antenna for dual frequency operation". Electron Lett. 19, pp. 298-300.

E 1

1. Dyadik Green fonksiyonu (Morse ve diğerler 1953)

İkinci bölümdeki alan integral denkleminde görülen $\bar{\bar{G}}(\bar{r}', \bar{r})$, dyadik Green fonksiyonu denir.

Bir dyad, aralarında cross (x) veya dot (.) ürünü olmayan iki vektörün ($\bar{A}$ ve $\bar{B}$) yan yana konulmasından ibarettir (Morse ve diğerler 1953). Genellikle bir dyad'ın dokuz terimi vardır ve matris şeklinde aşağıdaki gibi yazılabilir (Morse ve diğerler 1953)

$$(\bar{A} \bar{B}) = \begin{bmatrix} A_1 B_1 & A_1 B_2 & A_1 B_3 \\ A_2 B_1 & A_2 B_2 & A_2 B_3 \\ A_3 B_1 & A_3 B_2 & A_3 B_3 \end{bmatrix} \quad (E1.1)$$

Bir dyadik, N dyadların toplamından ibarettir (Morse ve diğerler 1953)

$$\bar{\bar{D}} = \sum_{n=1}^N A^n B^n \quad (E3.2)$$

Genel olarak bir dyadik elde etmek için üç dyad gerekmektedir. ($N_{\max} = 3$).

Genel koordinat sisteminde, $\bar{A}, \bar{C}, \bar{D}_1, \bar{D}_2$ ve vektörleri, $\bar{a}_1, \bar{a}_2$ ve $\bar{a}_3$ birim vektörleriyle ifade edilir.

$$\bar{A} = \bar{a}_1 A_1 + \bar{a}_2 A_2 + \bar{a}_3 A_3 \quad (E3.3)$$

$$\bar{C} = \bar{a}_1 C_1 + \bar{a}_2 C_2 + \bar{a}_3 C_3 \quad (E3.4)$$

$$\bar{D}_1 = \bar{a}_1 D_{11} + \bar{a}_2 D_{12} + \bar{a}_3 D_{13} \quad (E3.5)$$

$$\bar{D}_2 = \bar{a}_1 D_{21} + \bar{a}_2 D_{22} + \bar{a}_3 D_{23} \quad (E3.6)$$

$$\bar{D}_3 = \bar{a}_1 D_{31} + \bar{a}_2 D_{32} + \bar{a}_3 D_{33} \quad (E3.7)$$

$\bar{C}$ vektörü aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$\begin{aligned}\bar{C} &= (\bar{A} \cdot \bar{a}_1) \bar{D}_1 + (\bar{A} \cdot \bar{a}_2) \bar{D}_2 + (\bar{A} \cdot \bar{a}_3) \bar{D}_3 \\ &= \bar{A} \cdot (\bar{a}_1 \bar{D}_1) + \bar{A} \cdot (\bar{a}_2 \bar{D}_2) + \bar{A} \cdot (\bar{a}_3 \bar{D}_3) \\ &= \bar{A} \cdot (\bar{a}_1 \bar{D}_1 + \bar{a}_2 \bar{D}_2 + \bar{a}_3 \bar{D}_3)\end{aligned}\quad (E3.8)$$

veya

$$\bar{C} = \bar{A} \cdot \bar{\bar{D}} \quad (E1.9)$$

(E1.9) denklemdeki $\bar{\bar{D}}$ yi

$$\bar{\bar{D}} = \bar{a}_1 \bar{D}_1 + \bar{a}_2 \bar{D}_2 + \bar{a}_3 \bar{D}_3 \quad (E1.10)$$

(E1.10) denklemdeki dyadik $\bar{\bar{D}}$, $\bar{a}_n \bar{D}_n$ dyadların toplamından ibarettir. $\bar{\bar{D}}$ matrisi şeklinde aşağıdaki gibi yazılır.

$$(C_1 C_2 C_3) = (A_1 A_2 A_3) \begin{bmatrix} D_{11} & D_{12} & D_{13} \\ D_{21} & D_{22} & D_{23} \\ D_{31} & D_{32} & D_{33} \end{bmatrix} \quad (E1.11)$$

Aşağıdaki problemde:

$$L \bar{h} = \bar{f} \quad (E1.12)$$

L operatörü, bir diferensiyel operatördür.

(E1.12) denklemdeki problemin çözümü aşağıdaki gösterildiği şekilde mümkün değildir.

$$\bar{h}(\bar{r}) = \int_r \bar{h}(\bar{r}') G_r(\bar{r}, \bar{r}') dv' \quad (E1.13)$$

Çünkü $G(\bar{r}', \bar{r})$ bir tek Green fonksiyonudur. (E1.13) denklemdeki verilen eksene paralel olan bir $\bar{f}$ kaynağın bir bileşeni, aynı eksene paralel bir $\bar{h}$ cevabını oluşturmaktadır. Genel anlamda bu doğru değildir.

(E1.12) denklemdeki problemin uygun çözümü, kartezyen koordinate sistemi kullanarak aşağıdaki gibi yazılır.

$$h_x(\bar{r}) = \int_r [f_x(\bar{r}) G_{xx}(\bar{r}, \bar{r}') + f_y(\bar{r}) G_{xy}(\bar{r}, \bar{r}') + f_z(\bar{r}) G_{xz}(\bar{r}, \bar{r}')] dv' \quad (E1.14)$$

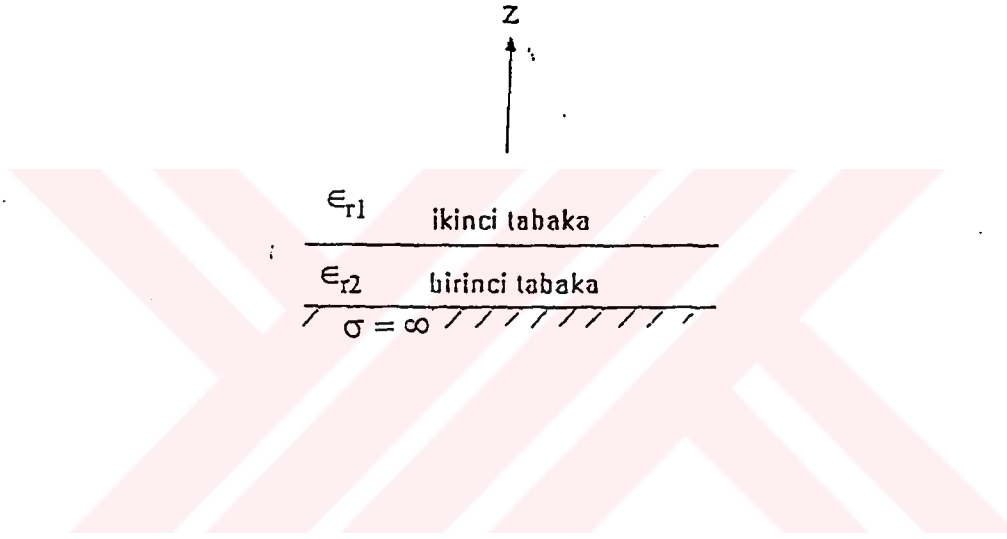
$$h_y(\bar{r}) = \int_r [f_x(\bar{r}) G_{yx}(\bar{r}, \bar{r}') + f_y(\bar{r}) G_{yy}(\bar{r}, \bar{r}') + f_z(\bar{r}) G_{yz}(\bar{r}, \bar{r}')] dv' \quad (E1.15)$$

D_m ve D_e ,

$$D_m = \epsilon_r u_0 \cos u_1 h + j u_0 \sin u_1 h \quad (E1.16)$$

$$D_e = u_0 \cos u_1 h + j u_0 \sin u_1 h \quad (E1.17)$$

Şekilindedir. u_1 ve u_0 birinci ve ikinci ortamların dalga sayısıdır. Birinci ve ikinci tabaka şekil (E1.1) gösterilmiştir.



Şekil (E1.1) iki tabakalı bir sistem

E 2

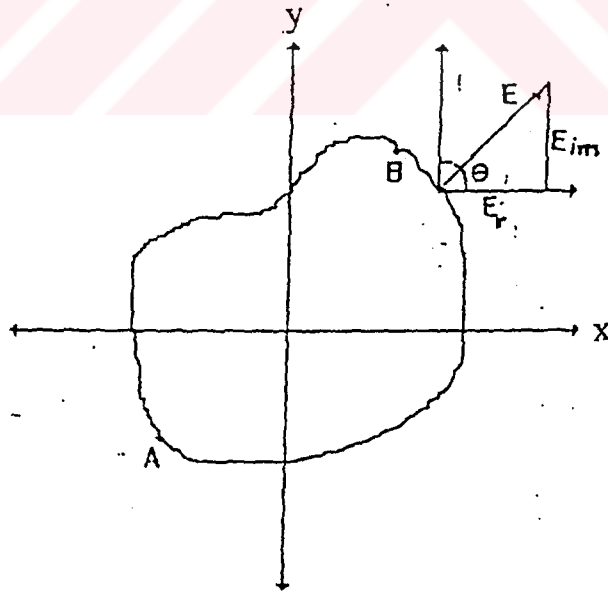
1. Kompleks fonksiyonun integral yolunun seçimi

Kompleks fonksiyonun reel ve sanal kısımdan oluşur. Reel fonksiyonlar gerçekte ekseninde değerleri vardır. Kompleks fonksiyonların değerleri ise kompleks bir düzlem üzerinde değerleri gerçekleşir. Bu nedenle kompleks fonksiyonun integral yolu bilinmelidir.

Eğer integralin yolu kapalı ise bu integrale kontur integrali denir ve aşağıdaki gibi yazılır (Morse ve diğerleri 1953).

$$\oint f(z)dz = \oint f e^{i\theta} ds \quad (E2.1)$$

(E2.1) denklemdeki z her hangi bir değişken, ds dz 'in genliği ve θ dz 'in fazı göstermektedir. Eğer integral yolunun sınırlarını bilirsek, integral yolunun ayrıntıları ortaya çıkar. Integral yolunun sınırları aşağıdaki şekilde gösterilmektedir.



Şekil (E2.1)-integralın herhangi bir yolu

örnek olarak.

$$fg = f.g + j(f \times g)$$

(E2.2)

(E2.2) denklemdeki f ve g her hangi iki kompleks sayı, $f = x + jy$ ve $g = s + jt$ göstermektedir. Elektrik alanın kontür integrali, aşağıdaki

E 2

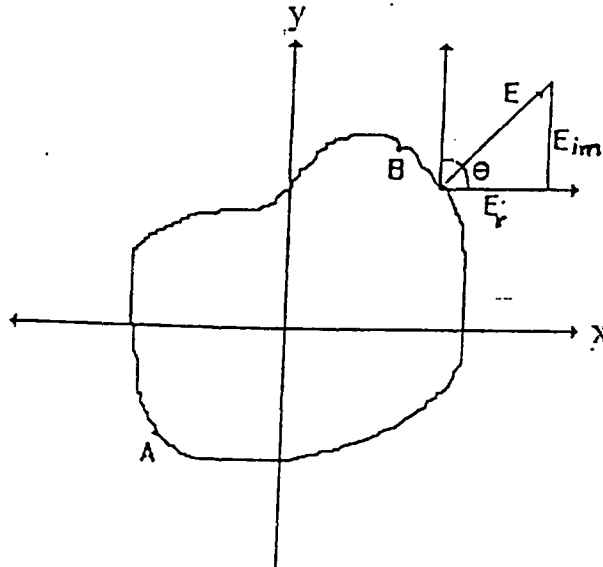
1. Kompleks fonksiyonun integral yolunun seçimi

Kompleks fonksiyonun reel ve sanal kısımdan oluşur. Reel fonksiyonlar gerçek ekseninde değerleri vardır. Kompleks fonksiyonların değerleri ise kompleks bir düzlem üzerinde değerleri gerçekleşir. Bu nedenle kompleks fonksiyonun integral yolu bilinmelidir.

Eğer integralin yolu kapalı ise bu integrale kontür integrali denir ve aşağıdaki gibi yazılır (Morse ve diğerleri 1953).

$$\oint f(z) dz = \oint f e^{i\theta} ds \quad (E2.1)$$

(E2.1) denklemdeki z her hangi bir değişken, ds dz 'in genliği ve θ dz 'in fazı göstermektedir. Eğer integral yolunun sınırlarını bilirse, integral yolunun ayrıntıları ortaya çıkar. Integral yolunun sınırları aşağıdaki şekilde gösterilmektedir.



E 3

3.1 Asimptotik fonksiyonlar: tanım ve davranışı

$f(z)$, bilinmeyen bir fonksiyon, z ise bir kompleks değişken, $|z| \rightarrow \infty$ olsun. Bu fonksiyon (Starton 1941).

$$f(z) = \varphi(z) \left[A_0 + \frac{A_1}{z} + \frac{A_2}{z^2} + \dots + \frac{A_n}{z^n} \right] \quad (E3.1)$$

şeklinde gösterilebilir. (E3.1)'deki $\varphi(z)$ z 'in bilinen bir fonksiyondur.

Eğer $\frac{f(z)}{\varphi(z)}$ 'nin sonuzda bir tekiliği varsa $\left[A_0 + \frac{A_1}{z} + \dots \right]$ belli bir değere yaklaşıyor (diverge), ve $f(z)$ için bir sonuç göstermez. Bunu gidermek için $\frac{f(z)}{\varphi(z)}$ dizi'nin ilk $(n+1)$ terimlerin arasındaki fark, $\frac{1}{z^{n+1}}$ mertebesinde olması gerekmektedir. Başka bir deyişle $\frac{f(z)}{\varphi(z)}$ asimptotik şeklinde gösterilmelidir.

$$\text{Eğer } \lim_{z \rightarrow \infty} \left\{ z^n \left[\frac{f(z)}{\varphi(z)} - \sum_{p=0}^{\infty} \frac{A_p}{z^p} \right] \right\} \rightarrow 0 \quad (E3.2)$$

şeklindeyse

$$f(z) \approx \varphi(z) \sum_{p=0}^{\infty} \left[\frac{A_p}{z^p} \right] \quad (E3.3)$$

olur. (E3.3) denklemdeki z yeteri kadar büyükse ise, n 'nin her hangi bir değeri için, dizinin ilke n termi $\frac{f(z)}{\varphi(z)}$ 'a yaklaşır. Burada, hata'nın mertebesi $\frac{1}{z^{n+1}}$ olur. Hatayı azaltmak için $|z|$ ve $\frac{f(z)}{\varphi(z)}$ 'in optimal terimlerinin sayısı büyütülmelidir.

Optimal terimlerin sayısı bulmak için $n \rightarrow \infty$ ve Cauchy yaklaşma testi kullanılmalıdır.

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \left[\frac{U_{n+1}}{U_n} \right] = \lim_{n \rightarrow \infty} \left[\frac{n}{z} \right] \quad (E3.4)$$

(E3.4) denklemi, $n = z$ ve $U_{n+1} = U_n$ için, optimal terimlerin sayısı z 'a en yakın tam sayı olmasını göstermektedir. $\frac{f(z)}{\varphi(z)}$ 'in değeri bulmak için,

dizinin herhangi arka arkaya gelen iki terimin ortamı hesaplanır.

$$S_n = \sum_{m=0}^n U_m, T_{n+1} = \frac{S_n + S_{n+1}}{2} = S_n + \frac{1}{2} U_{n+1} \quad (E3.5)$$

(E3.5) denklemdeki S_n U_m terimlerin toplamı, T_{n+1} dizinin iki parçasının toplamı göstermektedir.

$$T_{n+1} = \sum_{m=0}^{n+1} U_{m-1}, U_n = \frac{U_n + U_{n+1}}{2}, U_{-1} = \frac{1}{2} U_0 \quad (E3.6)$$

U_n , (E3.1) denklemdeki gösterilen dizinin gerçek anlamını gerçekleştiriyor. Bu nedenle (E3.1) deki tanımın geliştirilmesi gerekir. Bu geliştirilme

$$\frac{f(z)}{\varphi(z)} = \sum_{p=0}^{\infty} U_p(z) \quad (E3.7)$$

olur.

Eğer

$$\lim_{z \rightarrow \infty} \left\{ Z^n \left[\frac{f(Z)}{\varphi(Z)} - \sum_{p=0}^{\infty} U_p(Z) \right] \right\} \rightarrow 0 \quad (E3.8)$$

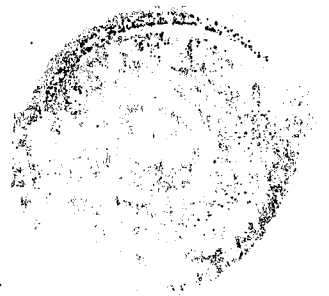
Şeklindeyse, (E3.8) denklemdeki U_p için

$$\sum_{p=1}^n U_p(Z) = \sum_{p=0}^{n+1} U_p(Z) - \frac{1}{2} U_{n+1}(Z) \quad (E3.9)$$

Şeklinde bir tanım vardır. Eğer

$$\lim_{z \rightarrow \infty} \left\{ Z^n \left[\frac{f(Z)}{\varphi(Z)} - \sum_{p=0}^{\infty} U_p(Z) \right] \right\} \rightarrow 0 \quad (E3.10)$$

Versa U_p asimptotik olur.



E3.2 İntegrallerin asimptotik davranışı

Fonksiyonlardan bir kaçı asimptotik davranışı vardır. Bu davranış. Semer noktasının metoduyla incelenir. İkinci bölümün (2.48) denklemindeki Sommerfeld'in integrali, asimptotik integrallerden birisidir.

$$J(z) = \int_c e^{zf(t)} dt \quad (E3.11)$$

(E3.11) Şekildeki integrallerin fonksiyonu, integral yolunun uçlarında sıfıra doğru gider.

Mikroşerit antenin alanı, Helmholtz denkleminin çözümünden elde edilir.

$$\nabla^2 \bar{E} + U^2 \bar{E} = 0 \quad (E3.12)$$

Elde edilen alan, küresel dalgaların toplamından oluşur.

$$E = \int_c \frac{e^{-jkr}}{r} f(\theta) d\theta \quad (E3.13)$$

Gerçekte, Yamalı antenin integrali

$$I = \int_c e^{\pm jkr \cos(\alpha-\theta)} f(\alpha) d\alpha \quad (E3.14)$$

Şeklinde. r büyüdükçe fonksiyonun sanal kısmı daha da büyür. Bu nedenle $e^{jI_m\{f(\alpha r)\}}$ titreşimler yapar. Titreşimlerin frekansı r büyüdükçe büyür ve bu nedenle integraldeki fonksiyonun değerleri birbirini yok eder. Bir başka bakımdan, iyi bir sonuç elde etmek için integral yolunun her noktasında fonksiyonun değerinin dikkatle hesaplanması gerekir.

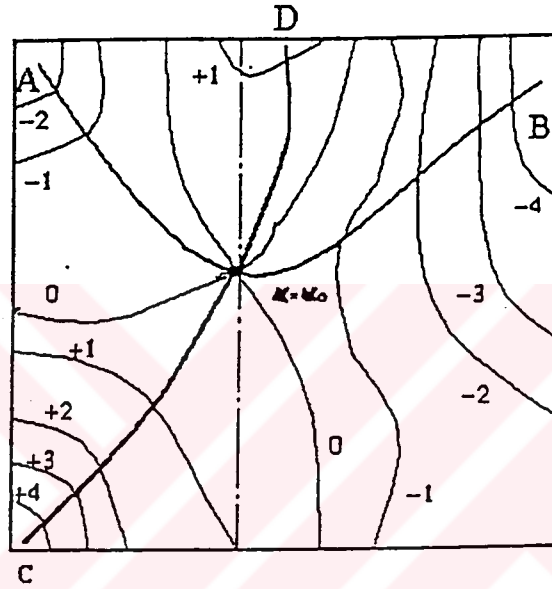
Yukarıdaki kusurları gidirmek için integralin yolu değiştirilmesi gerekir. İntegralin yeni ve orijinal yolu bir minimaks noktadan geçmelidir. İntegral yeni ve orijinal yolu bir dönüm noktasından geçmelidir. İntegralin orijinal yolu bir tekillik noktasından geçmezse yolun değişimi yapılır. Tekil noktalarından geçerse, tekilliklerin katkısı eklenir.

İntegralin yolu, $\text{Re}\{f(z)\}$ pozitif ve negatif olduğu bölgelerden geçer. Bölgelerden en önemlisi $\text{Re}\{f(z)\}$ pozitif olduğu bölgelerdedir. O bölgelerde $\text{Re}\{f(z)\}$ daha büyüktür.

Fonksiyonun değerleri birbirini yok etmemek için $\text{Im}\{f(z)\}$ azaltılması gerekir. Bu koşulları elde etmek için (E3.14) denklemdaki integral aşağıdaki gibi yazılır.

$$I(z) = \int_c e^{\pm jf(\alpha)r} d\alpha = e^{I_m f(\alpha)} \int_c e^{R_e jf(\alpha)} d\alpha \quad (\text{E3.15})$$

Integralin yolu şekil (E3.1)'de dōsterilmiřtir.



şekil (E3.1) fonksiyonun asimptotik davranřı

$\text{Re}\{f(\alpha)\}$ en bōyōk olduğu noktada $f(\alpha)$ maksimum ve $\alpha = \alpha_0$ olmaktadır. Semer noktası elde etmek için,

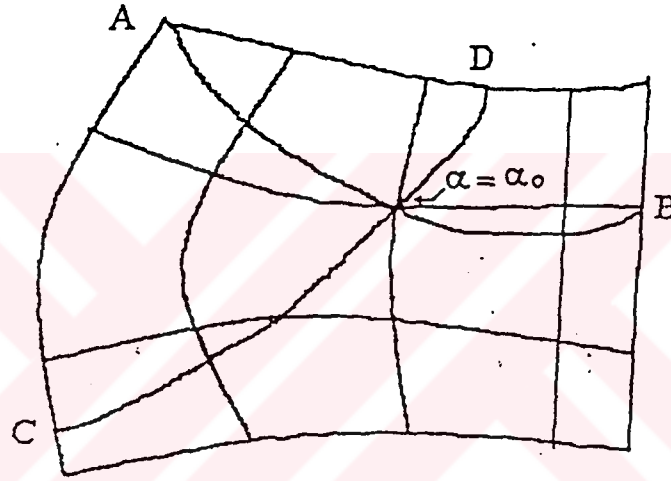
$$\frac{df(\alpha)}{d\alpha} = 0 \quad (\text{E3.16})$$

olmalıdır. Maksimum noktasında $\text{Re}\{f(\alpha_0)\} > \text{Re}\{f(\alpha)\}$ olmak űzere titriřimler en az deęerindedir ve $\text{Im}\{f(\alpha)\} = \text{Im}\{f(\alpha_0)\}$ seçilir.

Yukarıdaki teoriyi uygulamak için, bir koordinat sistemi seçilir. Koordinat sisteminde x boyunca $\text{Re}\{f(z)\}$, y boyunca $\text{Im}\{f(z)\}$ ve dik eksen ise z eksenidir. Integralin asimptotik davranşı gōrōnmesi için, $z = \text{Re}\{f(\alpha)\}$ yōzeyi x'in her değeri için çizilir.

Çizilen yōzeyin yōkseklięi, $\text{Re}\{f(z)\}$ 'den hesaplanır ve (E3.15) kořulundan α_0 cıvarında dōzdūr. Bu noktada yōzeyin maksimum yada minimum deęeri bulunmaz. Bulunan deęer ise minimaks bir deęerdir.

Böylece, α_0 semer noktası olarak adlanır. x-y yüzeyden $\alpha = \alpha_0$ civarında bir kesit çizilirse, integralin yolu AB'nin bir vadiden başladığı bir tepeden geçip başka bir vadiye vardığı görünür. Böylece, $\alpha = \alpha_0$ noktasında AB bir maksimum değer alır. Integralin yolu CD ise bir tepeden başladığı bir vadiden geçip başka bir tepeye vardığı görünür ve $\alpha = \alpha_0$ noktatasında bir minimum değer alır. Bu nedenle AB integralin istenen yolu olarak seçilir. AB ve CD Şekil (E3.2)'de gösterilmektedir.



Şekil (E3.2) integralin seçilen yolu

ÖZGEÇMİŞ

1955'de Ürdün'de doğdum, liseyi 1974'de Al-Taibeh'de bitirdikten sonra Romanya Jasi Üniversitesi Elektronik ve Hab.Mühendiliği bölümünden 1980'de mezun oldum.Mikroişlemciler üzerine yüksek lisans yaparak master derecesi elde ettim.1980-1987 yılları arasında Amman Polytechnique'te,1987-1989 yılları arasında AlHussun Polytechnique'te çalıştım.

1989'da Yıldız Teknik Üniversitesinde doktora derslerine başladım ve mikroşerit antenler üzerine tez hazırladım.

Evli ve üç çocuk babasıyım. İngilizce, Türkçe ve Romanca biliyorum.

