

**YILDIZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**DARBE RADAR VE HABERLEŞME SİSTEMLERİ İÇİN
ÇOK GENİŞ BANTLI TEM HORN ANTEN TASARIMI**

Elektronik ve Haberleşme Mühendisi Mustafa Dağcan ŞENTÜRK

Elektronik ve Haberleşme Mühendisliği Anabilim Dalı Haberleşme Programında
Hazırlanan

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Tez Danışmanı: Doç.Dr. Ahmet Serdar TÜRK (YTÜ)

İSTANBUL, 2010

İÇİNDEKİLER

	Sayfa
SİMGE LİSTESİ	iii
KISALTMA LİSTESİ	iv
ŞEKİL LİSTESİ	v
ÖNSÖZ.....	viii
ÖZET	ix
ABSTRACT	x
1. GİRİŞ.....	11
2. ANALİTİK REGULARİZASYON METODU (ARM).....	11
2.1 ARM nin Analitik Regularizasyonu Yaklaşımı.....	11
2.2 Analitik Regularizasyon Metoduyla Birinci Türden Denklem Operatörünün Regularizasyonu	12
2.3 Parabolik Antenler	19
3. İLETİM HATTI MODELİ YÖNTEMİ (TLM).....	24
3.1 İletim hattının incelemesi	25
3.2 Empedans Uydurma	27
3.3 TLM Yöntemi	30
3.4 TEM Horn'un TLM ile analizi	31
4. UYGULAMA	37
4.1 TLM ile TEM Horn analizi	37
4.2 TEM Horn Yakın Alan Analizi	42
4.3 ARM ile Parabolik Reflektör Tasarımı ve Analizi	51
4.4 Vivaldi Anten Yapısı Kullanılarak Elde Edilen Sonuçlar	63
5. SONUÇ.....	75
KAYNAKLAR.....	76
ÖZGEÇMİŞ.....	78

SİMGE LİSTESİ

A	Manyetik vektör potansiyeli
E	Elektrik alan bileşeni
H	Manyetik alan bileşeni
L	Anten boyu
α	Anten genişlik açısı
θ	Anten ağız açıklığı açısı

KISALTMA LİSTESİ

TLM	Transmission Line Method (İletim Hattı Modeli)
ARM	Analitic Regulazation Method (Analitik Regularizasyon Yöntemi)
MoM	Moment of Method (Moment Yöntemi)
FEM	Finite Element Method (Sonlu elemanlar yöntemi)
FDTD	Finite Difference Time Domain Method (Sonlu Farklar Yöntemi)
EMC	Electromagnetic Compability (Elektromanyetik Uyumluluk)

ŞEKİL LİSTESİ

Şekil 2. 1 XOY düzleminde silindirik yüzeyin kesit alanı	14
Şekil 2. 2 Parabolik anten	20
Şekil 2. 3 Bir kutupsal (polar) koordinat sisteminde yatay anten çizgesi.....	21
Şekil 2. 4 Odağında noktasal kaynak bulunan parabolik reflektör	22
Şekil 2. 5 Parabolik reflektörün odak uzaklığı	23
Şekil 3. 1 İletim hattı modeli	25
Şekil 3. 2 Empedans Uydurma Devreleri	28
Şekil 3. 3 Kaskad Bağlı Yapıda Empedans Uydurma	28
Şekil 3. 4 TEM Horn Şekli	32
Şekil 3. 5 İletim Hattı Anten Eşdeğer Modeli	33
Şekil 3. 6 TEM Horn Antenin Yandan Görünüşü	33
Şekil 3. 7 TEM Horn Antenin Üstten Görünüşü	34
Şekil 4. 1 MoM ile TLM Sonuçlarının Karşılaştırması.....	38
Şekil 4. 2 Aralarında d mesafesi bulunan TEM Horn yapısı.....	39
Şekil 4. 3 w genişliğinde anten kanadı	39
Şekil 4. 4 TEM Horn anten boyunca karakteristik emp. değişimi	40
Şekil 4. 5 Her bir parça girişinde görülen Z in değerleri.....	40
Şekil 4. 6 İletim hattı boyunca V gerilimi değişimi	41
Şekil 4. 7 İletim hattı boyunca I akımı değişimi	41
Şekil 4. 8 İletim hattı boyunca her bir parçanın yansıma katsayısının değişimi	42
Şekil 4. 9 z' uzunluğunda dipol anten	43
Şekil 4. 10 1 GHz için TEM Horn ışınma örüntüsü	47
Şekil 4. 11 1 GHz için TEM Horn antenin faz eğrileri.....	47
Şekil 4. 12 2 GHz için TEM Horn antenin ışınma örüntüsü ve faz eğrileri	48
Şekil 4. 13 5 GHz için TEM Horn antenin ışınma örüntüsü ve faz eğrileri	48
Şekil 4. 14 8 GHz için TEM Horn antenin ışınma örüntüsü ve faz eğrileri	49
Şekil 4. 15 10 GHz için TEM Horn antenin ışınma örüntüsü ve faz eğrileri	49
Şekil 4. 16 15 GHz için TEM Horn antenin ışınma örüntüsü ve faz eğrileri	50
Şekil 4. 17 20 GHz için TEM Horn antenin ışınma örüntüsü ve faz eğrileri	50
Şekil 4. 18 ARM ile oluşturulan parabolik reflektör	51
Şekil 4. 19 300 MHz için Akım Yoğunluğu Dağılımı	52
Şekil 4. 20 300 MHz için Reflektörün Işınma Örüntüsü.....	52
Şekil 4. 21 500 MHz için Akım Yoğunluğu Dağılımı	53

Şekil 4. 22 500 MHz için Reflektörün Işıma Örüntüsü.....	53
Şekil 4. 23 800 MHz için Akım Yoğunluğu Dağılımı	54
Şekil 4. 24 800 MHz için Reflektörün Işıma Örüntüsü.....	54
Şekil 4. 25 1 GHz için Akım Yoğunluğu Dağılımı	55
Şekil 4. 26 1 GHz için Reflektörün Işıma Örüntüsü.....	55
Şekil 4. 27 1.5 GHz için Akım Yoğunluğu Dağılımı	56
Şekil 4. 28 1.5 GHz için Reflektörün Işıma Örüntüsü	56
Şekil 4. 29 2 GHz için Akım Yoğunluğu Dağılımı	57
Şekil 4. 30 2 GHz için Reflektörün Işıma Örüntüsü.....	57
Şekil 4. 31 3 GHz için Akım Yoğunluğu Dağılımı	58
Şekil 4. 32 3 GHz için Reflektörün Işıma Örüntüsü.....	58
Şekil 4. 33 5 GHz için Akım Yoğunluğu Dağılımı	59
Şekil 4. 34 5 GHz için Reflektörün Işıma Örüntüsü.....	59
Şekil 4. 35 8 GHz için Akım Yoğunluğu Dağılımı	60
Şekil 4. 36 8 GHz için Reflektörün Işıma Örüntüsü.....	60
Şekil 4. 37 10 GHz için Akım Yoğunluğu Dağılımı	61
Şekil 4. 38 10 GHz için Reflektörün Işıma Örüntüsü	61
Şekil 4. 39 15 GHz için Akım Yoğunluğu Dağılımı	62
Şekil 4. 40 15 GHz için Reflektörün Işıma Örüntüsü	62
Şekil 4. 41 20 GHz için Akım Yoğunluğu Dağılımı	63
Şekil 4. 42 20 GHz için Reflektörün Işıma Örüntüsü	63
Şekil 4. 44 Vivaldi anten 2 boyutlu kesit geometrisi.....	64
Şekil 4. 45 300 MHz için TEM Horn ışımaya örüntüsü ve faz eğrileri	65
Şekil 4. 46 1 GHz için TEM Horn ışımaya örüntüsü ve faz eğrileri.....	65
Şekil 4. 47 2 GHz için TEM Horn ışımaya örüntüsü ve faz eğrileri.....	66
Şekil 4. 48 5 GHz için TEM Horn ışımaya örüntüsü ve faz eğrileri.....	66
Şekil 4. 49 8 GHz için TEM Horn ışımaya örüntüsü ve faz eğrileri.....	67
Şekil 4. 50 10 GHz için TEM Horn ışımaya örüntüsü ve faz eğrileri.....	67
Şekil 4. 51 15 GHz için TEM Horn ışımaya örüntüsü ve faz eğrileri.....	68
Şekil 4. 52 20 GHz için TEM Horn ışımaya örüntüsü ve faz eğrileri.....	68
Şekil 4. 53 300 MHz için reflektör antenin ışımaya örüntüsü.....	69
Şekil 4. 54 500 MHz için reflektör antenin ışımaya örüntüsü.....	69
Şekil 4. 55 1 GHz için reflektör antenin ışımaya örüntüsü	70
Şekil 4. 56 2 GHz için reflektör antenin ışımaya örüntüsü	70
Şekil 4. 57 5 GHz için reflektör antenin ışımaya örüntüsü	71

Şekil 4. 58 8 GHz için reflektör antenin ışınma örüntüsü	71
Şekil 4. 59 10 GHz için reflektör antenin ışınma örüntüsü	72
Şekil 4. 60 20 GHz için reflektör antenin ışınma örüntüsü	72
Şekil 4. 61 Frekans bandı boyunca antenin ışınma gücü.....	73
Şekil 4. 62 Antenin farklı açılara göre darbe cevabı	74

ÖNSÖZ

Bu tez geniş bantlı antenler kategorisinde önemli bir yeri olan, TEM horn anten yapısının incelenerek, antene ait parametrelerin değiştirilmesi suretiyle tasarım kriterlerinin belirlenmesi amacıyla hazırlanmıştır. Ayrıca TEM Horn antenin parabolik reflektör anten ile birleştirilerek frekans bandının artırılması amaçlanmıştır.

Çalışma, YNR (Yere Nüfuz Eden Radar), jammer (frekans karıştırıcı) gibi sistemlerde uygulanması düşünülen tasarımda başvurulabilecek bir kaynak niteliğindedir.

Bu tezin hazırlanma sürecinde desteklerini ve bilgi birikimini esirgemeyen değerli hocam Doç. Dr. Ahmet Serdar Türk'e en derin saygılarımı ve teşekkürlerimi sunuyorum. Ayrıca proje süresince geç saatlere kadar beraber çalıştığımız Okan Mert Yücedağ'a, Ozan ve Okan Yurduseven Kardeşlere içten teşekkürlerimi sunarım.

ÖZET

Bu çalışmada geniş bantlı düzlemsel anten yapılarından olan TEM horn anten yapısı ve frekans bant genişliğini artırmak için parabolik reflektör anten ile birleştirilmesi incelenmiştir. Bu bağlamda, TEM horn anten performansına geniş bant boyunca doğrudan etkiyen kritik parametreler olan kazanç, huzme, yan/arka kulak büyüklükleri ölçülmüştür. Parabolik reflektör antenlerin eğriselliği, boyutları ve odak uzaklığı mesafesinin etkisi incelenmiştir.

Çalışma üç ana kısımdan oluşmaktadır.

Birinci kısımda ARM incelenmiştir. Daha sonra parabolik reflektör antenler incelenmiş ve ARM ile çözümü yapılmıştır.

İkinci kısımda TEM Horn anten yapısı hakkında genel bilgiler aktarılmıştır. Daha sonra iletim hatları modeli ile optimizasyonu yapılmıştır.

Üçüncü kısımda TEM Horn antenin karşısına Parabolik Reflektör yerleştirilerek simülasyonu gerçekleştirilmiştir.

ABSTRACT

In this Project the TEM horn antenna structure which is a kind of broadband planar antenna and to increase the frequency bandwidth combined with parabolic reflector antennas have been examined.. In this context, TEM horn antennas for broadband performance parameters that directly affect the critical gain, beam width, side/ posterior lobes were measured. Curvilinearity of parabolic reflector antennas, the size and focal distance were investigated.

This study consists of three main parts.

In the first part the ARM was examined. Then Parabolic reflector antenna was analyzed and the solution was carried out with ARM.

In The second part general information were given about the structure of TEM horn antennas. Then the Transmission line model was optimized.

In The third part parabolic reflector was placed in front of the TEM Horn antenna and simulations were carried out

1. GİRİŞ

Gelişen günümüz teknolojisinde UWB(ultra-wide band) geniş bantlı antenler oldukça önemli bir yer teşkil etmeye başlamışlardır. Geniş bantlı antenler yüksek frekanslarda frekans değişimine karşın iyi değerde ve değişmeyen (önemsenmeyecek düzeyde) bir kazanç elde ettiklerinden hem askeri (UWB radarlarda) hem de sivil alanda (haberleşme sistemlerinde) tercih nedeni olmaya başlamışlardır.

UWB uygulamalarında; diğer antenlere göre yüksek kazançlı, geniş bant işlevli, yönsüz yayımlı, düşük darbe distorsiyonlu antenler tercih edilir. Ayrıca elektronik cihazların hızlı ve verimli çalışmasında önem arzeden EMC (electromagnetic compatibility) elektromanyetik uyumluluk ölçümleri için de geniş bantlı antenler tercih edilir. TEM horn anten sözü edilen özellikleri kapsayan anten türüdür.

Çalışmada ilk olarak TEM Horn anten oluşturulmaya çalışılmıştır. TEM Horn anteni iletim hatları şeklinde modelleyerek TLM (Transmission Line Method) ile çözümü yapılacaktır. Burada TEM Horn anteni iki boyutlu düzlemsel yapı şeklinde varsayılarak işlem süresinin kısaltılmasında amaçlanmıştır. Tek başına kullanıldığında da geniş bantlı anten olan TEM Hornun frekans bandını daha fazla artırmak için parabolik reflektör anten ile birleştirilmesi amaçlanmıştır. Parabolik reflektör anten çözümünde ise ARM (Analytic Regularization Method) kullanılacaktır. Böylece çok düşük frekanslarda çalışmaya başlayan TEM Hornun parabolik reflektör anten sayesinde çok yüksek frekanslara kadar çalışabilmesi amaçlanmıştır.

2. ANALİTİK REGULARİZASYON METODU (ARM)

2.1 ARM nin Analitik Regularizasyonu Yaklaşımı

Kanonik veya daha karışık yapıda çeşitli cisimlerden elektromagnetik dalga kırınımı ve bu elektromagnetik yapıların numerik modellenmesi modern elektromagnetik teoride büyük bir öneme sahiptir.

Bu tip problemlerin çözümünde, özellikle de karmaşık ve rezonansların söz konusu olabileceği yapılar için, oldukça büyük zorluklar söz konusu olabilmektedir. Çünkü “Moment Metodu” veya “Sonlu Fark Metodu” gibi uygulamalarda direkt olarak kullanılan teknikler kırınım problemini birinci türden cebrik sisteme indirgerler. Ancak bilindiği gibi bu tür cebrik çözüm sisteminin bazı sorunları vardır. Bunlardan en önemlisi sistemin hal sayısının (matrisin ve tersinin normlarının çarpımı) hızlı artışı dolayısıyla prosedürde oluşan kararsızlıktır.

Çözüm olarak genelde kullanılan ve yukarıda adı geçen metotların denklemi birinci türden cebrik sisteme indirilmesi ($Ax = b$ biçiminde) bu türün bahsedilen kararsızlığı dolayısıyla dielektrik sirküler tüp ve iç süreksizliği bulunan düzlemsel dalga kılavuzu gibi basit kanonik yapıların bile çözümünü çok zor kılmakta ve de ekstra karmaşık işlemlere ihtiyaç duyulmaktadır.

Buna karşın alternatif yol, problemi ikinci türden cebrik sisteme indirgemektir. Bu durumda elde edilecek eşitlik $(I+H)x = b$ şeklinde olacaktır. Burada I birim matris, x ve $b \in \mathbb{C}^n$ 'dir. H ise yine bu uzayda tanımlı kompakt operatördür.

Analitik Regularizasyon metodu genel olarak numerik-analitik yapıdadır ve ele alınan kırımın problemini, matematiksel açıdan orijinal sınır değer problemine eş olan, ikinci türden fonksiyonel denkleme indirir. Bu da metodun, sistemin boyutu sonsuza giderken, kesilerek sonlu boyutlu duruma getirilmiş ve sınırlı hal sayısına sahip bir cebrik sistem dizisi oluşturması anlamına gelir. Bu durum yalnızca kesilerek sonlu boyutlu yapılan bu çözüm sisteminin sınır değer probleminin çözümünü veren sonsuz boyutlu sisteme yakınsamasını garanti etmekle kalmaz, herhangi büyük boyutta kesilmiş cebrik sistemin numerik kararlılığını da garanti eder. Sonuç olarak prensipte kırımın sınır değer problemi istenilen herhangi bir doğrulukta çözülebilir. Pratikte ise tek sınır kullanılan bilgisayarın teknik özelliklerine bağlıdır. Analitik regularizasyon metodunun bir diğer avantajı da diğerlerinin aksine pratik uygulamalarda ekstra doğrulama işlemine ihtiyaç duymamasıdır.

2.2 Analitik Regularizasyon Metoduyla Birinci Türden Denklem Operatörünün Regularizasyonu

B, B_1, B_2 üç Hilbert uzayı ve A, L_0, R_0 bu uzaylarda tanımlı operatörler olsun. Uzaylar üzerinde operatörler için aşağıdaki bağıntılar geçerli olsun:

$$- A : B_1 \rightarrow B_2 ;$$

$$- L_0 : B_2 \rightarrow B ;$$

$$- R_0 : B \rightarrow B_1 ;$$

Ayrıca L_0, R_0 operatörlerinin tersi L_0^{-1}, R_0^{-1} sınırlı operatörleri de mevcut olsun.

Eğer,

$$L_0 A R_0 = I + H; \quad (H : B \rightarrow B) \quad (2.1)$$

yazılabiliyorsa, $(L0, R0)$ operatör çifti iki-yanlı regülerleştirici olarak tanımlanır. Burada H, B uzayında kompakt bir operatördür.

Birinci türden fonksiyonel denklemi dikkate alalım:

$$Ax = b ; \text{ Burada } x \in B1, b \in B2 \quad (2.2)$$

$R0-1$ sınırlı bir operatör olduğuna göre herhangi $x \in B1, y = R0-1 x \in B$ olacak biçimde $x = R0 y \in B$ şeklinde yazılabilir. Bu ifade yukarıda yerine yazılıp her iki tarafa $L0$ uygulanırsa, ikinci türden olan şu denklem elde edilir:

$$(I + H) y = L0 b ; (y \in B, L0b \in B) \quad (2.3)$$

Kırınım teorisinde kullanılan analitik regülarizasyon metodu, kırınım problemine ilişkin fiziksel anlamını kesin olarak yansıtan, sınır değer probleminin iki yanlı regülerleştiricisinin $(L0, R0$ çifti) analitik olarak yapılandırılması tekniğidir.

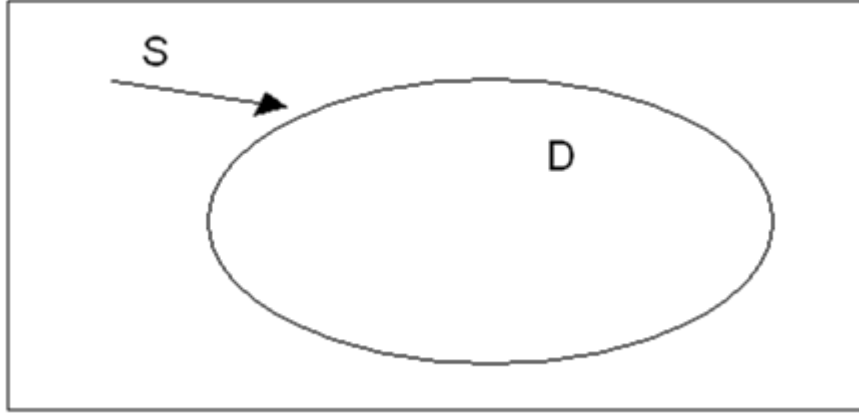
İki boyutlu XOY uzayında bir D -domenin sınırlarını teşkil eden kapalı ve sonsuz düzgün bir S konturu göz önüne alınsın.

Oz eksenini boyunca homojen, sonsuz incelikte ve silindirik kesiti ele alalım. Bunun XOY düzlemiyle kesişimi yeterince yumuşak geçişli kapalı bir S konturunu oluştursun (Şekil.2.1). Bu şekilde, bir kesit tarafından elektromagnetik dalga kırınım probleminin E veya H polarize gelen dalga olmasına bağlı olarak Drichlet veya Neuman sınır koşullarıyla iki bağımsız skaler kırınım problemine ayrıldığı yaygın bir bilgidir. Aşağıda değinilecek duran dalga kırınım problemleri $e^{-j\omega t}$ ile zaman bağlı olarak değiştiği kabul edilecektir. Buna karşılık gelecek şekilde iki boyutlu serbest uzay için Green fonksiyonu, homojen olmayan Helmholtz denkleminin çözümü olacak biçimde aşağıdaki şekliyle yaygın olarak bilinmektedir;

$$(\Delta + k^2)\varepsilon(q) = \delta(q) \quad (2.4)$$

$\varepsilon(q), \delta(q)$ nun Dirac delta fonksiyonu olduğu ve $H_0^{(1)}(k|q|)$ nun sıfıncı dereceden Henkel fonksiyonunun ilk türü olduğu durumda aşağıdaki eşitlik söz konusu olur;

$$\varepsilon(q) = (-i/4)H_0^{(1)}(k|q|) \quad (2.5)$$



Şekil 2. 1 XOY düzleminde silindirik yüzeyin kesit alanı

Skaler dalga $u^i(q)$ yu Z ekseninden bağımsız ve iki boyutlu Helmholtz denkleminiele alınan kesit komşuluğunda sağlayacak şekilde ele alalım ve saçılma alanını $u^s(q)$ olarak tanımlayalım. Dirichlet kırınım sınır probleminin klasik durumu bu şekilde aşağıdaki hale indirgenir. Aşağıdaki koşulları sağlayan $u^s(p)$ fonksiyonunu bulmak gereklidir.

$$u^s(p) \in C^2(R^2 \setminus S) \cap C^1(\bar{D}) \cap C^1(R^2 \setminus \bar{D}) \quad (2.6)$$

Helmholtz denklemi,

$$(\Delta + k^2)u^s(p) = 0, \quad p \in R^2 \setminus S \quad (2.7)$$

Dirichlet sınır koşulu,

$$u^{s(+)}(p) = u^{s(-)}(p) = -u^i(p), \quad p \in S \quad (2.8)$$

Sommerfeld ışına koşulu ($k > 0$),

$$u^s(p) = O(|p|^{-1/2}), \quad \left[\frac{du^s(p)}{d|p|} - ik u^s(p) \right] = O(|p|^{-1/2}), \quad p \rightarrow \infty \quad (2.9)$$

Burada D , yeterince yumuşak geçişli S konturu tarafından sınırlandırılmış iki boyutlu R^2 uzayındaki bölgedir. Uygunluk açısından sıfırdan farklı saçılma bölgesinin D bölgesi içinde var olduğu varsayılır. S nin iç ve dış taraflarında $u^s(p)$ nin normal türev limit değerleri aşağıdaki şekilde farklı fonksiyonlar tarafından sınırlandırılmıştır:

$$u^{\varepsilon(\pm)}(p) = \lim_{h \rightarrow +0} u(p + hn_p) \quad (2.10)$$

$$\frac{\partial u^{\varepsilon(\pm)}(p)}{\partial n} \lim_{h \rightarrow +0} \frac{\partial u(p \pm hn_p)}{\partial n_p} \quad (2.11)$$

Burada n_p $p \in S$ noktasında S normale göre dışa doğru birimdir ve yukarıdaki limit ifadeleri S konturu üzerinde eşdağılımlıdır.

Aşağıda tanımlanan regülarizasyon işlemi S konturu $C^{2,\alpha}$ yumuşaklık sınıfında ise doğru şekilde devam ettirilebilir. Bu şekilde detaylara girmeden, basitleştirme adına $S \in C^\infty$ olarak kabul edilebilir. Bu S in sonsuz yumuşaklıkta bir kontur olduğu anlamına gelir.

Green formülü tekniği kullanılarak eğer varsa, her sınır değeri problemi çözümünün aşağıdaki integrale ifade edilebileceği ispatlanabilir.

$$u^\varepsilon(q) = \int_S [\varepsilon(k|q - p)] Z(p) dl_p, \quad q \in \mathbb{R}^2 \quad (2.12)$$

Burada

$$Z(q) = \frac{\partial u^{\varepsilon(-)}(q)}{\partial n} - \frac{\partial u^{\varepsilon(+)}(q)}{\partial n}, \quad q \in S \quad (2.13)$$

olarak verilebilir. (2.10) ve (2.12) den aşağıdaki integral

$$\int_S [\varepsilon(k|q - p)] Z(p) dl_p = -u^\varepsilon(q), \quad q \in S \quad (2.14)$$

Şeklinde yazılabilir.

Burada $Z(p)$ bilinmeyen bir fonksiyon olarak ele alınır. (2.14) denklemindeki $Z(p)$ fonksiyonu çözümü bir kez oluşturulduğunda, ele alınan kırılma sınır değer problemi çözümü (2.12) daki gibi verilebilir. Birim çember noktalar seti olarak

$$Q^1 = \{e^{i\theta}; \theta \in [-\pi, \pi]\} \quad (2.15)$$

ve $Q^2 = Q^1 \times Q^1$ şeklinde bir iki boyutlu halka olarak ele alalım.

Karışık değerli $f(\theta)$ fonksiyonunu ele alalım, eğer $f(\theta)$ nın π -periyodiksel davranımından sonra $R^1 C^m(R^1)$ olarak tanımlanan sınıfa ait ise $\theta \in [-\pi, \pi]$ bazı $m \geq 0$ tam sayılar için $C^m(R^1)$ sınıfına aittir. Benzer şekilde kompleks değerli $g(\theta, \tau)$ fonksiyonu, eğer $g(\theta, \tau)$, π -periyodiksel davranımından sonra $R^2 C^m(R^2)$ sınıfına ait ise $\theta, \tau \in [-\pi, \pi]$ $C^m(Q^1)$ sınıfına aittir.

$\eta(\theta) = (x(\theta), y(\theta))$, $\theta \in [-\pi, \pi]$ fonksiyonu tarafından belirlenen S konturunun parametrizasyonunu ele alalım. $\theta = \pm\pi$ tanımlanan sonlarla $[-\pi, \pi]$ segment noktalarıyla S konturunu yumuşak bir şekilde parametrileştirir. $x(\theta), y(\theta)$; $\eta(\theta)$ θ S birim noktasının Kartezyen benzeri koordinatlarıdır ve $\eta(\theta)$ vektör fonksiyonu $\theta \in [-\pi, \pi]$ aralığında birebir eşleme yapar ve $x(\theta), y(\theta) \in C^\infty(Q^1)$ ve

$$l(\theta) = ([x'(\theta)]^2 + [y'(\theta)]^2)^{1/2} > 0 \quad (2.16)$$

Kuvvetlice pozitif bir fonksiyondur. $\eta(\theta)$ parametrileştirme katkısıyla, (2.12) eşdeğer olarak aşağıdaki denkleme indirgeyebilir.

$$\int_{-\pi}^{\pi} \varepsilon(kR(\theta, \tau)) Z_D(\tau) d\tau = g(\theta) \quad , \quad \theta \in [-\pi, \pi] \quad (2.17)$$

$Z_D(\tau)$ bilinmeyen fonksiyonuyla

$$Z_D(\theta) = l(\theta) Z(\eta(\theta)) \quad , \quad \theta \in [-\pi, \pi] \quad (2.18)$$

$$R(\theta, \tau) = \{[x(\theta) - x(\tau)]^2 + [y(\theta) - y(\tau)]^2\}^{1/2} \quad , \quad \theta \in [-\pi, \pi] \quad (2.19)$$

$$g(\theta) = -u^i(\eta(\theta)) \quad , \quad \theta \in [-\pi, \pi] \quad (2.20)$$

Denklem (2.16) ü çözmeye başlamadan önce, kernelin tekiliğinin yapısını analiz etmek gereklidir. Çok detaylı analizinin içine girmeksizin, bu tezin amacı için yeterli olan final sonucunu formüle edeceğiz. Eşitlikten $K(\theta, \tau)$ fonksiyonunu tanımlayalım.

$$\varepsilon(k, R(\theta, \tau)) = \frac{1}{2\pi} \left\{ \ln \left| 2 \sin \left(\frac{\theta - \tau}{2} \right) \right| + K(\theta, \tau) \right\}, \quad \theta \in [-\pi, \pi] \quad (2.21)$$

$$K(\theta, \tau) \in C^1(Q^2) \quad (2.22)$$

$$\frac{\partial^2 K(\theta, \tau)}{\partial^2 \theta}, \frac{\partial^2 K(\theta, \tau)}{\partial^2 \tau}, \frac{\partial^2 K(\theta, \tau)}{\partial \theta \partial \tau} \in L_2([-\pi, \pi] \times [-\pi, \pi]) \quad (2.23)$$

$\ln \left| 2 \sin \left(\frac{\theta - \tau}{2} \right) \right|$ ye kıyasla $K(\theta, \tau)$ oldukça yumuşak bir fonksiyon anlamına gelmektedir ve sonucu fonksiyon denklem (2.16) kernelinin ara tekilliğini tanımlar. (2.22) ve (2.23) formülleri $K(\theta, \tau)$ fonksiyonunun çift Fourier serilerine açılabilir olduğunu vermektedir.

$$K(\theta, \tau) = \sum_{s=-\infty}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} k_{sm} e^{i(s\theta + m\tau)}, \quad \theta, \tau \in [-\pi, \pi] \quad (2.24)$$

Ek olarak, aşağıdaki eşitsizlik sağlanır.

$$\sum_{s=-\infty}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} (|s|^2 + 1)(|m|^2 + 1) |k_{sm}|^2 < \infty \quad (2.25)$$

(2.19) da görüldüğü gibi açılımı yazacak olursak,

$$\ln \left| 2 \sin \frac{\theta - \tau}{2} \right| = -\frac{1}{2} \sum_{\substack{n=-\infty \\ n \neq 0}}^{\infty} |n|^{-1} e^{in(\theta - \tau)}, \quad \theta, \tau \in [-\pi, \pi] \quad (2.26)$$

$\{z_n\}_{n=-\infty}^{\infty}$ bilinmeyen katsayılarla $Z_D(\tau)$ yi Fourier serisine açalım

$$Z_D(\tau) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} z_n e^{in\tau}, \quad \tau \in [-\pi, \pi] \quad (2.27)$$

(2.21), (2.24), (2.26) ve (2.27) eşitliklerini (2.17) formülüne yerleştirelim ve $[-\pi, \pi]$ aralığında $e^{in\theta}$ fonksiyonlarının ortogonalite özelliğini kullanarak seriler integre edilerek elde edilir.

$$\sum_{\substack{n=-\infty \\ n \neq 0}}^{\infty} |n|^{-1} z_n e^{in\theta} - 2 \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left(\sum_{m=-\infty}^{\infty} k_{n,-m} z_m \right) e^{in\theta} = -2 \sum_{n=-\infty}^{\infty} g_n e^{in\theta}, \quad \theta \in [-\pi, \pi]$$

$$(2.28)$$

$\{g_n\}_{n=-\infty}^{\infty}$ $g(\theta)$ fonksiyonunun Fourier katsayılarıdır.

Denklem (2.28) teki sağ ve sol taraftaki fonksiyonların Fourier katsayıları eşitliğinden kolayca elde edilebilir.

$$-2 \sum_{m=-\infty}^{\infty} k_{0,-m} z_m = -2g_0 \quad (2.29)$$

$$|s|^{-1} z_s - 2 \sum_{m=-\infty}^{\infty} k_{s,-m} z_m = -2g_s, \quad s = \pm 1, \pm 2, \dots \quad (2.30)$$

Değerleri tanımlayalım,

$$\tau_n = \max(1, |n|^{1/2}), \quad n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (2.31)$$

$$\tilde{k}_{s,m} = k_{s,m} + \frac{1}{2} \delta_{s,0} \delta_{m,0} \quad (2.32)$$

$\delta_{m,n}$ Kroneker delta ve (2.31) ve (2.32) denklemlerini tekrar yazalım,

$$\tau_s^{-2} z_s - 2 \sum_{m=-\infty}^{\infty} \tilde{k}_{s,-m} z_m = -2g_s, \quad s = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (2.33)$$

Sonsuz lineer, cebirsel sistem (2.33) l_2 deki ilk türün açıkça denklemidir ve kolayca ikinci türün bir değerine çevirilebilir. Bu amaç için \hat{z}_n yeni bilinmeyen katsayılar tanımlayalım. Ve

$\tilde{k}_{s,m}, \hat{g}_s$ bilinen katsayılar aşağıdaki gibi olsunlar.

$$\hat{z}_n = \tau_n^{-1} z_n \quad (2.34)$$

$$\tilde{k}_{s,m} = -2\tau_s \tau_m \hat{k}_{s,-m} \quad (2.34)$$

$$\hat{g}_s = -2\tau_s g_s \quad (2.36)$$

(2.33) ü τ_s ile çarparak ve (2.34), (2.35), (2.36) formüllerini kullanarak aşağıdaki ifade elde edilir.

$$\hat{z}_s + \sum_{m=-\infty}^{\infty} \hat{k}_{s,m} \hat{z}_m = \hat{g}_s, \quad s = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (2.37)$$

(2.25), (2.35) ve (2.36) formüllerine göre eşitsizlik,

$$\sum_{s=-\infty}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} (|s| + 1)(|m| + 1) |\hat{k}_{sm}|^2 < \infty \quad (2.38)$$

Şekliyle doğrudur. (2.37) sistemi formun l_2 uzayında bir denklem olarak yeniden yazılabilir anlamına gelmektedir.

$$(I + K)\hat{z} = \hat{g} \quad (2.39)$$

$$K = \{\hat{k}_{sm}\}_{s,m=-\infty}^{\infty} \text{ kompakt matris operatörünü} \quad (2.40)$$

$$\hat{z} = \{\hat{z}_n\}_{n=-\infty}^{\infty} \text{ ve } \hat{g} = \{\hat{g}_n\}_{n=-\infty}^{\infty} \text{ vektör sütunlarını ifade eder.} \quad (2.41)$$

Böylece sınır değer problemi (2.6)-(2.9) l_2 deki ikinci türden lineer cebrik sisteme indirgenmiştir. (2.39) denklemini standart matematiksel anlamda (2.6)-(2.9) sınır değer problemine denk olduğu ispatlanabilir. Sonsuz cebirsel sistem (2.37), formun yuvarlatılmış cebirsel sistemini çözmek vasıtasıyla elde edilen, keyfi gerekli doğrulukla nümerik olarak çözülebilir.

$$\hat{z}_s + \sum_{m=-N}^N \hat{k}_{s,m} \hat{z}_m = \hat{g}_s \quad , s = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (2.42)$$

Analitik Regülüzasyon prosedürüne göre, eğer yeterince büyük bir N değeri seçilmişse, bundan sonraki her N değeri için sistem kararlı karakteristik gösterir. N değeri pratikte en çok kontur yapısı ve gelen dalga karakteristiğinden etkilenmektedir.

Birinci türden cebrik sistemi yukarıdaki ikinci türe çevirirken daha önce bahsedilen L_0, R_0 çift yönlü diagonal matris operatörleri aşağıdaki gibi kullanılmışlardır.

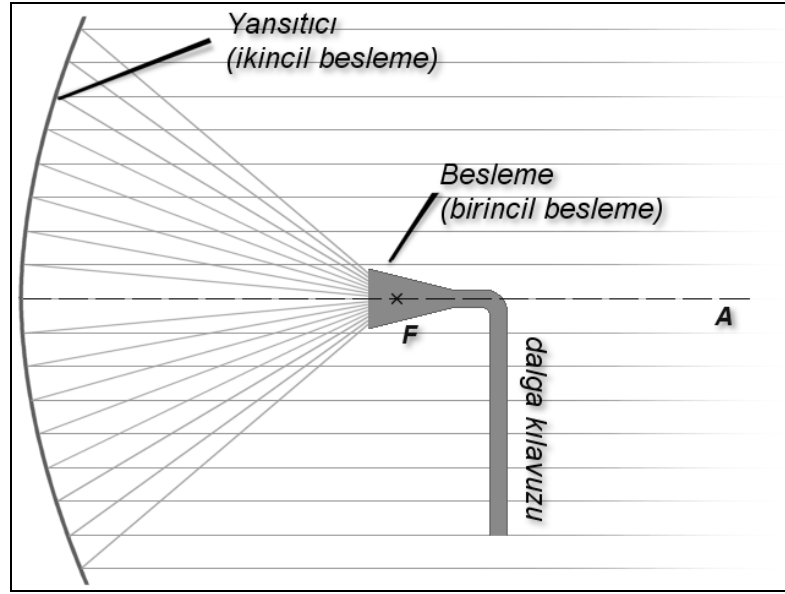
$$L_0 = R_0 = \{\delta_{sm} \tau_n\}_{s,m=-\infty}^{\infty} \quad (2.43)$$

Analitik regülüzasyon yöntemini parabolik reflektör anten yapısına uygulayacağımız için bu kısmın içinde bu anten yapılarını da inceleyeceğiz. Parabolik reflektörün nasıl ışımaya yaptığına nasıl formülize edildiğine ve bu yapının ARM ile nasıl modellendiğine bakacağız.

2.3 Parabolik Antenler

Parabolik antenler haberleşmede radar tekniğinde kullanılan anten tipleri arasında en sık karşılaşılan bir anten biçimidir. Resimde bir “normal” (simetrik) parabol anten ana hatlarıyla

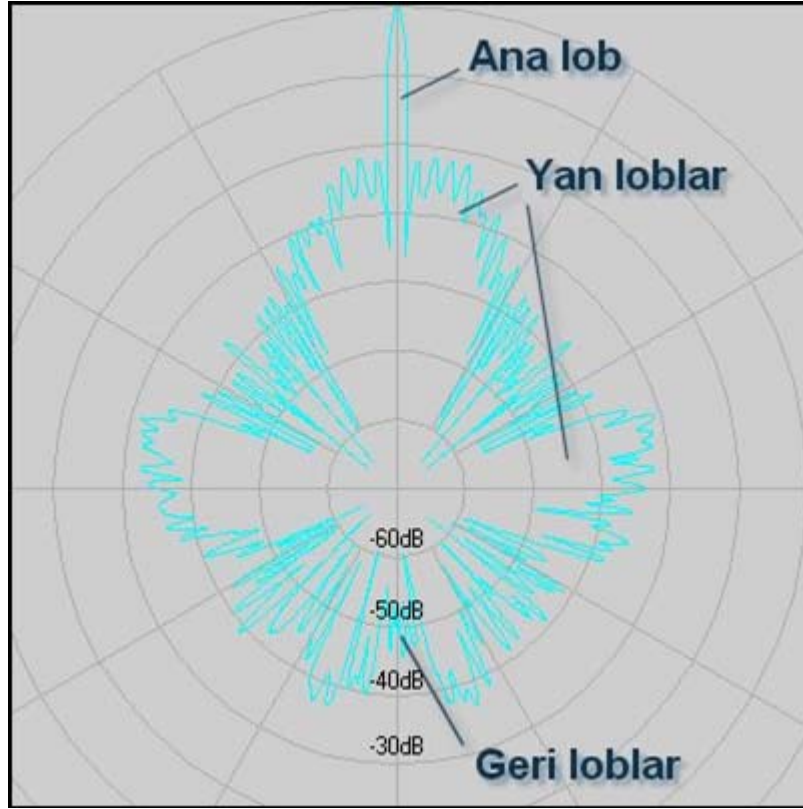
gösterilmiştir. Odak noktasında bulunan bir kaynaktan parabolik antene ışınlar gönderilir. Bu kaynağa “Birincil Besleme” yada sadece “Besleme” denilir.



Şekil 2. 2 Parabolik anten

Bir parabolidin kesiti olan, genellikle bir metal konstrüksiyon, yada çoğu kez kafes ağla kaplı bir metal çerçeve bu parçaya yansıtıcı (reflector) denilir. Metal kafesteki elek boyutu $\lambda/10$ dan küçük olmalıdır. Bu yansıtıcı, elektromanyetik dalgalar için bir ayna gibi çalışır

Yansıtıcı yüzeyine gelen tüm ışınlar optik kanunlarına (geometriye) uygun olarak anten eksenine paralel biçimde yansıtılırlar. Besleme kaynağından küresel biçimde yayılarak yansıtıcıya varan bu ışınlar, yansıtıcı tarafından 180° faz farkıyla yansıtılırlar ve bütün ışınların paralel yayıldığı düz bir dalga cephesi oluştururlar. Böylece ışınlar parabol eksenine dik herhangi bir düzleme kadar yollarını değiştirmeden yayılırlar.



Şekil 2. 3 Bir kutupsal (polar) koordinat sisteminde yatay anten çizgesi

Bir parabolik anten, yüksek kazançlı, ileri-/ geri oranı büyük, geniş ölçüde dönele simetrisi bulunan ve nispeten küçük yan lobları bulunan bir ışınma çizgesine sahiptir.

Bir parabol antenin anten kazancı aşağıda ki formülle bulunur:

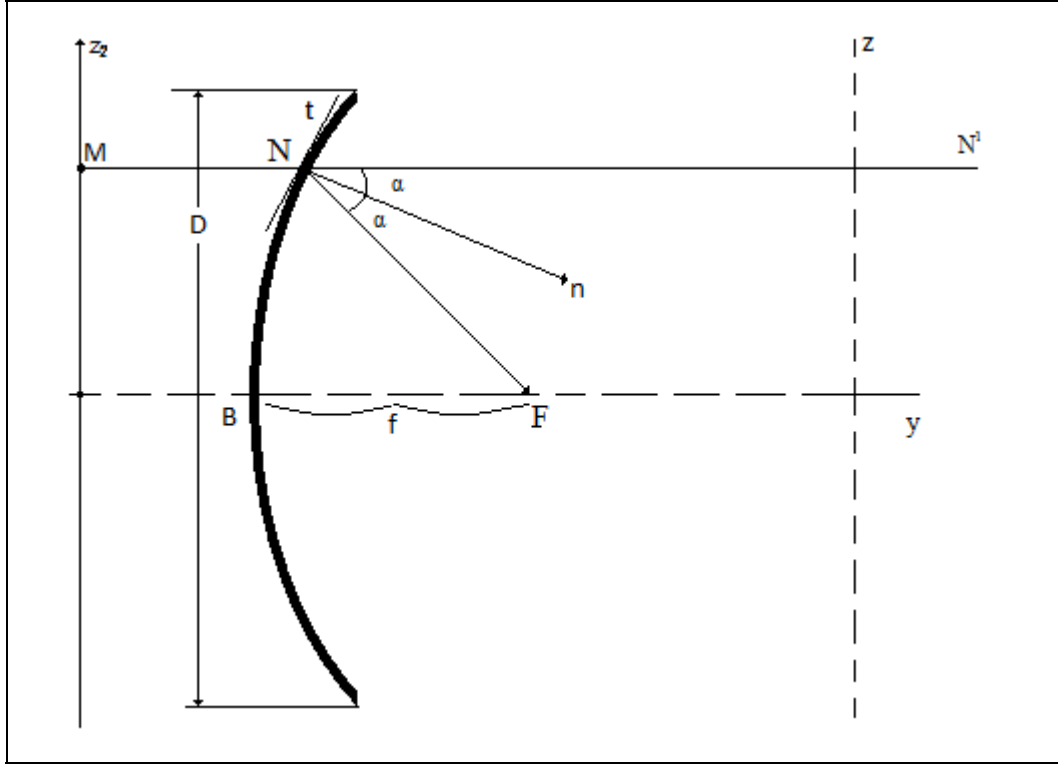
$$G_{\text{parabolik anten}} \approx \frac{160^2}{\theta_{AZ} \theta_{EI}} \quad (2.44)$$

θ_{AZ} = Azimut açısı yarı değer genişliği, θ_{EI} = Yükseklik açısı yarı değer genişliği

Bu formül yaklaşık bir formül olmasına rağmen bir çok kullanım durumlarında yeterli hassasiyeti verir ve anten kazancı ile anten yarı değer genişlikleri arasında ki ilişkiyi açık bir şekilde sergiler.

Parabolik reflektör antenler mikrodalga antenleridir. Bu tip anten, boyutları, kullanılan dalga boyuna göre çok büyük olan antenlerdir. Parabolik reflektör antenin analizi, anteni, verici

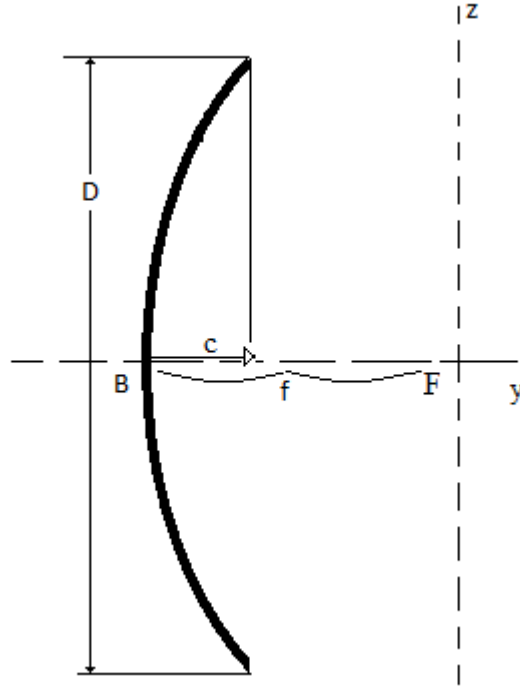
anten olarak düşünülüp yapılacaktır. Antenimizin odak noktasında kaynak mevcutken olan durumu kısaca inceleyelim.



Şekil 2. 4 Odağında noktasal kaynak bulunan parabolik reflektör

Yukarıdaki şekilde F odak noktası ve Oz_2 doğrultman doğrusu olan bir parabol görülmektedir. Parabolün eksenini Oz_2 dir. Parabolün tanımına göre, üzerindeki bir N noktasının odak noktasına olan uzaklığı N noktasının Oz_2 doğrusuna dik uzaklığına eşittir. Yani NF uzaklığı NM uzaklığına eşittir. N noktasının yüzey normali merkezden geçeceğine göre NN' ile NF arasındaki açı Nn doğrusu tarafından iki eş açıya bölünür.

F noktasında, bir noktasal anten bulunsun. Anteninin çalışma frekansı göz önüne alındığında dalga boyu f odak uzaklığından çok küçük olduğu kabul edilecektir. Parabol eğrisi ise, şekil düzlemine dik durumda, dar bir şerit ve mükemmel iletken olsun. Geometrik optik kuralına göre, F den çıkan FN ışını, N noktasında çarptığı mükemmel iletken yüzey parçacığı tarafından yansıtılır. α açıları eşit olduğuna göre, yansıyan ışın NN' izleyecektir. bu yol ise parabolün eksenini olan Oz_2 ye paraleldir.



Şekil 2. 5 Parabolik reflektörün odak uzaklığı

Parabolik reflektör antenin kaynağını odak noktasına koyacağımızdan odak uzaklığını hesaplamamız gerekecektir.

Odak uzaklığının hesabı ise D anten boyu c antenin eğriselliği olmak üzere

$$\frac{D^2}{16c} \quad (2.45)$$

formülü ile hesaplanır.

Çanak antenin analizinde birçok yöntem kullanılabilir. Fakat çanak antenin fiziki boyutlarının büyük olması nedeniyle MoM ve FDTD gibi yöntemler için hesabı çok zor bir hal almaktadır. İşlem süresinin uzaması yada donanım yetersizliği nedeniyle sonuç alamama gibi problemler karşımıza çıkmaktadır. Parabolik reflektör analizinde en hızlı sonucu verecek olan yöntem ise fizik optik yöntemlerdir. Küre ve silindir gibi bazı benzer cisimlerden saçılan alan hesabını yapmak için uygulama ve pratiklik açısından Fiziksel Optik (FO) yöntemi sıkça kullanılmaktadır. FO'nun eşitlikleri yüksek frekanslarda Geometrik Optik (GO) eşitliklerine

indirgenmektedir. Genellikle iletken bir yüzeyden saçılan alan FO'dan elde edilebildiği için, bu yöntem GO'dan çok daha genel olmaktadır. FO yöntemi saçıcı cismin yüzeyindeki alanın geometrik optik alanı olduğu farz edilmesi prensibine dayanır. Bu saçıcının aydınlatılmış bölgesinde ki her nokta için geçerlidir. Fakat saçıcının gölge bölgesi için durum daha farklıdır. Çünkü yüzey üzerinde saçıcının gölge bölgesindeki alan sıfırdır. Bunun nedeni, bu bölgedeki her nokta için sonsuz bir teğet düzlemi varmış gibi saçılma olayının gerçekleşmesidir.

Fakat bu yöntemde elektromagnetik dalgayı optik kurallarına göre çözdüğü için ve ışığın köşelerden kırınım yapması ihmal edildiğinden bu yöntem ile çözülen parabolik reflektörde yan lob ve arka lob seviyesi normalden çok daha düşük çıkacak belki hiç çıkmayacaktır. Bu ise simülasyon sonucu ile ölçüm sonucu arasında farklara sebep olacaktır. Çünkü parabolik reflektör antende azda olsa kenarlardan saçaklanmalar oluşacak oluşan yüzey akımlarından antenin arka yüzeyine geçen akımlar antenin arka kısmında arka lobun oluşmasına sebep olacaktır.

Bu sebeple hem MoM ve FDTD gibi yöntemlerin çözmekte çok zorlandığı yada Optik yöntemler gibi kırınımların ihmal edildiği yöntemler yerine ARM kullanılacaktır. ARM ile oluşturulan çanak antende diğer nümerik yöntemlerde olduğu gibi anten yüzeyi çok küçük birim hücrelerden oluştuğu varsayılır. Kaynak tarafından oluşturulan elektromagnetik dalgalar parabolik reflektör anten yüzeyinde yüzey akımlarına sebep olur. Bu birim hücrelerin üzerinde oluşan akım sabit kabul edilir. Böylece bu akımların oluşturduğu elektrik alan hesaplanarak anten ışınım diagramı elde edilir.

3. İLETİM HATTI MODELİ YÖNTEMİ (TLM)

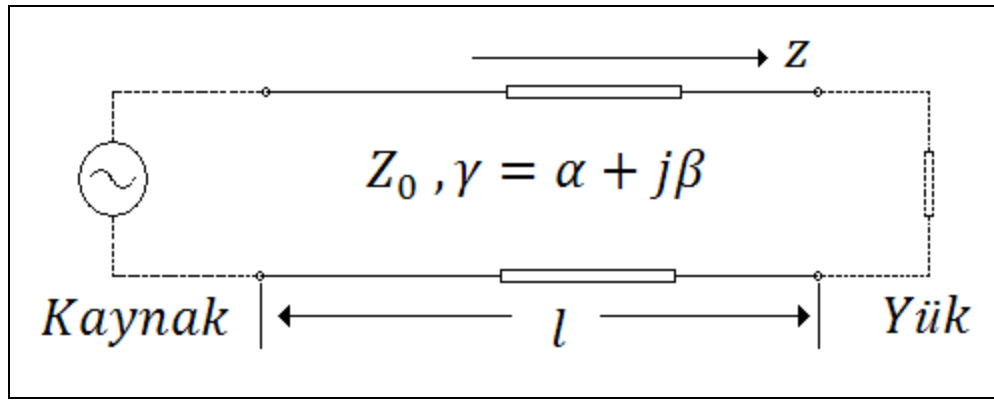
Elektromagnetik problemlerinin niteliklerinin anlaşılması ve modellenebilmesi için çeşitli yöntemler kullanılmaktadır. Bu yöntemlerden bir tanesi de Transmisyon Hat Modeli (TLM) dir. TLM fiziksel olarak transmisyon hatlarına benzer yapılarda kullanıldığı için kapsama alanı dar bir yöntemdir. Fakat kullanıldığı sistemlerde ise büyük bir işlem kolaylığı ve işlem süresinin kısaltılması gibi kolaylıklar sağladığı için tercih edilen bir yöntemdir.

TLM ismi üzerinde iletim hattı modellemesidir. Yani alan teorisi - devre teorisi eşdeğerliğine dayanır. Diğer yöntemlerde olduğu gibi TLM de de üç boyutlu problem uzayı çok sayıda küçük hücrelerin toplamı gibi düşünülür. Aynı diğer yöntemlerde olduğu gibi, bu küçük hücreler birim hücre ismini alır ve yapısal özdeşliğe sahiptir. Üç boyutlu elektromagnetik

yapıları ele alışları, zaman domeninde dalga olaylarını simule edişleri birbirine çok benzese de diğer yöntemlerde birim hücre mantığı Maxwell denklemlerinin zaman domeninde iteratif çözümünden elde edildiği için altı alan bileşenini içerir. Oysa TLM de birim hücre mantığı iletim hattı modeline dayanır. Bu nedenle bağımsız değişkenler olarak gerilim ve akımlarla ilgilenir.

3.1 İletim hattının incelemesi

TLM çalışma şeklini anlamak için devre kuramına ve bu kuramın bir alt kümesi olan iletim hatları modeline bakalım. İki iletkenli hat modeli, parametreleri ve matematiksel bağıntıları Şekil.3.1 de görölmektedir.



Şekil 3. 1 İletim hattı modeli

Bağımsız değişkenler

$$v(z) , i(z)$$

Hat denklemleri

$$-\frac{\partial v(z,t)}{\partial z} = Rl(z,t) + L \frac{\partial i(z,t)}{\partial t} \quad (3.1)$$

$$-\frac{\partial i(z,t)}{\partial z} = Gv(z,t) + C \frac{\partial v(z,t)}{\partial t} \quad (3.2)$$

Kaynak ve yük, bir güç kaynağı yada anten çiftini gösterebilir. Kaynak ve yük ne olursa olsun aradaki bağlantıyı iki iletkenli iletim hattı modeli eşdeğerine indirgemek olasıdır. Aradaki bağlantı, koaksiyel hat, dalga kılavuzu hatta boşluk olabilir. Devre kuramı cinsinden ele alınan iletim hattı modellemesinde bağımsız değişkenler gerilim (V) ve akım (I) dir. Yukarıda verilen iki denklem ise iletim hatlarının karakteristik tanım denklemleridir. Bu denklemlerde görülen bağımsız gerilim ve akım değişkenleri $v(z,t)$ ve $i(z,t)$ zamanla ve konumla değişir. TLM de iletim hattını çok küçük parçalardan oluşan kaskad bir yapı olarak ele alırız. Böylece her bir hat parçası üzerinde akım ve gerilim sabit olarak dağılmış gibi düşünerek işlem yaparız.

Denklemlerde görülen R , L , C , G parametreleri iletim hatlarından bildiğimiz gibi birincil hat parametreleri olarak isimlendirilir. Pratikte birincil hat parametreleriyle çalışmak zordur, bu nedenle kolay ölçme imkanı olan ikincil hat parametreleri kullanılmaktadır.

$$Z_0, \gamma = \alpha + j\beta \quad (3.3)$$

Propogasyon sabiti hattın işaret zayıflatma ve faz döndürme oranlarını belirleyen sabittir.

$$\gamma = \alpha + j\beta = \sqrt{(R + j\omega L)(G + j\omega C)} \quad (3.4)$$

Karakteristik empedans “sonsuz uzun eş özellikli (homojen) hattın başından görülen empedans” ya da “yansımaz bir hattın her noktasındaki gerilimin akıma oranı” diye tanımlanır.

$$Z_0 = \frac{R + j\omega L}{\gamma} = \sqrt{\frac{R + j\omega L}{G + j\omega C}} \quad (3.5)$$

Yüksek frekanslarda hat üzerinde akım ve gerilim dalga karakterindedir. Karakteristik empedansı Z_0 olan bir iletim hattının herhangi bir yerine empedansı Z olan bir eleman bağlandığında bir süreksizlik oluşur. Süreksizlik olduğu noktalarda gerilim ve akım dalgalarında yansımalar, yani yüke ve kaynağa doğru ilerleyen dalgalar oluşur.

$$\Gamma = \frac{V_0^-}{V_0^+} = \frac{Z_L - Z_0}{Z_L + Z_0} \quad (3.6)$$

İletim hattının üzerindeki akım ve gerilim devrenin üzerindeki konuma bağlı olarak değişir. Herhangi bir noktadaki akım ve gerilimi bulmak için ise

$$V(z) = V_0^+ [e^{-j\beta z} + \Gamma e^{j\beta z}] \quad (3.7)$$

$$I(z) = \frac{V_0^+}{Z_0} [e^{-j\beta z} - \Gamma e^{j\beta z}] \quad (3.8)$$

İletim hattının üzerindeki süreksizlik giden ve yansıyan gerilim ve akım dalgalarının oluşması, iki yönde dalga girişimi ve hat üzerinde belli yerlerde gerilim maksimumları ve minimumları anlamına gelir.

$$SWR = \frac{V_{max}}{V_{min}} = \frac{1+|\Gamma|}{1-|\Gamma|} \quad (3.9)$$

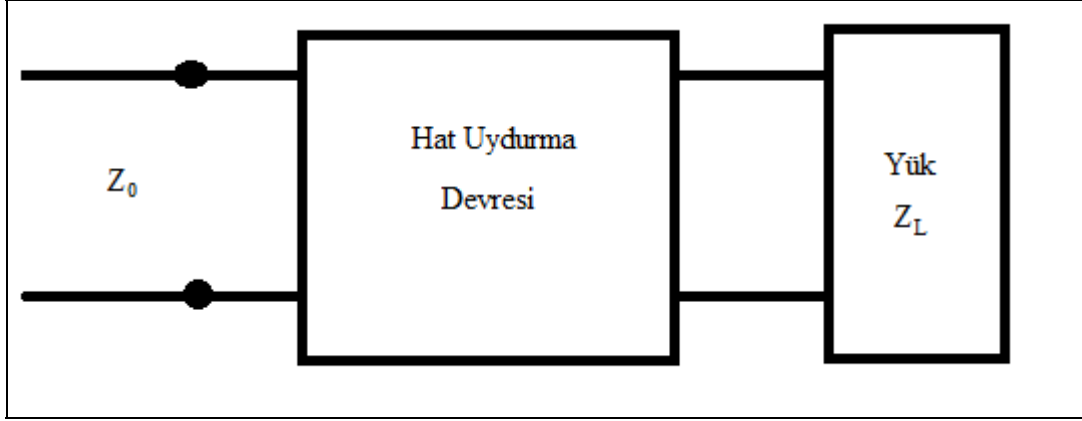
Girişten görülen empedansın bulunması için devrenin Z_0 karakteristik empedansını Z_L yük empedansını ve l hat uzunluğunu bilmemiz gerekmektedir. Bu ifadeleri aşağıdaki formülde yerine koyduğumuzda Z_{in} giriş empedansını hesaplayabiliriz.

$$Z_{in} = Z_0 \frac{Z_L + jZ_0 \tan \beta l}{Z_0 + jZ_L \tan \beta l} \quad (3.10)$$

3.2 Empedans Uydurma

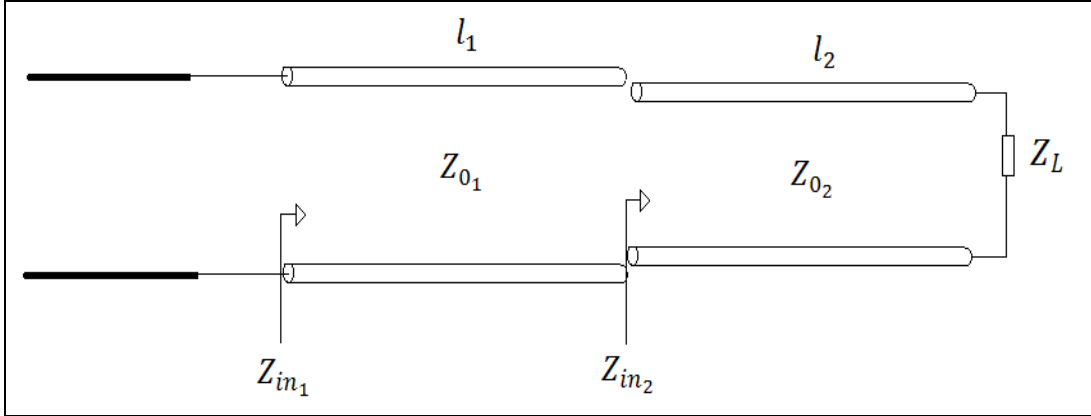
Empedans uydurmadaki temel amaç kaynaktan çekilen gücün tamamen yüke aktarılmasını ve hat üzerinde gerilim maksimum ve minimumlarının oluşmamasını sağlamaktır. Bunun için yansıma katsayısı Γ nın sifira eşit olması demektir. Γ nın sifir olması Z_0 karakteristik empedansının Z_L yük empedansına eşit olması gerekliliğine sebep olur. Bu şartı sağlamayan devrelerde yansıma katsayısını sıfırlamak için aşağıdaki şekilde gösterildiği gibi uydurma

devreleri kullanılmaktadır.



Şekil 3. 2 Empedans Uydurma Devreleri

Eğer uydurulacak empedansların değerleri birbirine yakın değilse tek bir uydurma devresi yetmeyeceğinden kaskad bağlı yapılar kullanılır. Bu şekilde empedans uydurma devrelerini ardı ardına (kaskad) bağlanması ile devrenin girişindeki empedansın çıkışına uydurulması amaçlanır.



Şekil 3. 3 Kaskad Bağlı Yapıda Empedans Uydurma

İletim hatlarında devrenin girişinden görülen empedans hesabı nasıl yapıldığını tekrar yazacak olursak:

$$Z_{in} = Z_0 \frac{Z_L + jZ_0 \tan \beta l}{Z_0 + jZ_L \tan \beta l} \quad (3.11)$$

Eğer bu formülü kaskad yapılar için yazacak olursak:

$$Z_{in_2} = Z_{0_2} \frac{Z_L + jZ_{0_2} \tan \beta l_2}{Z_{0_2} + jZ_L \tan \beta l_2} \quad (3.12)$$

Z_{in_2} yukarıdaki şekilde de görüldüğü gibi iletim hattının son parçasının girişinden görülen empedans değeridir ve yukarıdaki formül yardımıyla hesaplanır. Burada görülen giriş empedans değeri ise bir önceki hat parçasının sonlandırma empedansına eşit olacaktır.

$$Z_{L_1} = Z_{in_2} \quad (3.13)$$

En sondaki parçayı artık devreden çıkartıp onun yerinde Z_{L_1} varmış gibi düşünecek olursak hesap yaptığımız iletim hattı parçasının girişinden görülen empedans ise:

$$Z_{in_1} = Z_{0_1} \frac{Z_{L_1} + jZ_{0_1} \tan \beta l_1}{Z_{0_1} + jZ_{L_1} \tan \beta l_1} \quad (3.14)$$

şeklinde yazılır.

Hatların girişlerinden görülen yansıma katsayılarını yazacak olursak

$$\Gamma_{L_1} = \frac{Z_{in_2} - Z_{0_1}}{Z_{in_2} + Z_{0_1}} \quad (3.15)$$

$$\Gamma_{L_2} = \frac{Z_L - Z_{0_2}}{Z_L + Z_{0_2}} \quad (3.16)$$

Kaskad bağlı yapılarda çözüm ise yine aynı yoldan girişten görülen empedans hesabı yaparak elde edilir. Devre en son kısmından başlanarak çözülür. Hesaplanan devre elemanının girişinden bakıldığında görülen giriş empedansı Z_{in} bir sonraki devre elemanının yük empedansı Z_L ye eşit olur. Bu şekilde empedans değerlerinde çok büyük değişimler olmadan

devre girişindeki empedans ile yük empedansı uydurulmuş olur. Yüksek frekanslarda minimum VSWR ile çalışmak esastır. Hat üzerinde empedans uydurma ile oluşan bu süreksizlik noktalarında yansımaları minimize ederek VSWR yi 1 e yakın tutmaya çalışılır.

3.3 TLM Yöntemi

Başlangıçta söylendiği gibi TLM iletim hattı modellemesidir. Bu tezde kullandığımız TEM Horn anten yapısı TLM yöntemi kullanılarak hesaplama yapmaya imkan tanıyan bir yapıya sahiptir. TEM Horn anteni küçük parçalardan oluşmuş iletim hatlarından oluşuyormuş gibi düşünerek çözüm yapabiliriz. Bu çözümün nasıl yapıldığına tezin ilerleyen kısımlarında bahsedilecektir.

TLM yöntemi iletim hattı modellemesi olduğu için alan teorisi – devre teorisi eşdeğerliliğine dayanır. Ayrıca diğer analiz yöntemlerinden biri olan FDTD ile karşılaştırmasını yapacak olursak, FDTD de olduğu gibi TLM yönteminde de problem uzayı çok küçük hücrelerin toplamı gibi düşünülür. FDTD deki gibi bu küçük hücreler yapısal özdeşliğe sahiptir. Fakat FDTD bu uzayı çeşitli geometrik yapılara bölerek işlem yapar. Her bir hücrenin akım gerilim dağılımı sabit kabul edildiği için bu hücreler dalga boyundan çok küçük seçilmelidir. Yoksa faz farkının etkisi ortaya çıkacağı için doğru sonuçlar elde edilemez. Yüksek frekans bölgesinde işlem yapıldığı düşünüldüğünde dalga boyu çok küçüldüğünden birim hücrelerin sayısı çok fazla artacak ve hesap süresi çok uzayacak belki bilgisayar donanımı yetersizliğinden sonuç alınamayacaktır. Aynı sorunlar TLM yönteminde de karşımıza çıkmaktadır. Fakat TLM yöntemi iletim hattı modelini kullandığı için bu süre çok daha kısa olması sağlanmıştır. TLM yönteminin dezavantajı ise uygulama alanının çok dar olmasıdır. TEM Horn anten yapısı bu metot ile çok hızlı bir şekilde sonuç verirken başka anten türleri iletim hattı modeline uymadığı için en başından uygulanamamaktadır. Ayrıca FDTD de birim hücre mantığı Maxwell denklemlerinin zaman domeninde iteratif çözümünden elde edildiği için 6 alan bileşeni içerir. Oysa TLM de birim hücre mantığı iletim hattı modeline dayanır. Bu nedenle bağımsız değişkenler olarak gerilim ve akımla ilgilenir.

TLM yönteminin temel prensipleri aynı kalmakla birlikte iletim hatlarının değişik kombinasyonları sonucu oluşan farklı tipleri bulunmaktadır. Bunlar:

- Genişletilmiş düğüm

- Asimetrik sıkıştırılmış düğüm
- Simetrik sıkıştırılmış düğüm

Bu yöntemde iletim hattının kollarındaki gerilim ve akımların bağımsız değişken olarak kullanıldığı bir yapıya sahiptir. Her bir yönde dalga iletimi birbiriyle kuple olmayan iki iletim hattı ile simüle edilir. Her hücrede zaman domeninde dalga iletimi giden ve yansıyan dalgalarla temsil edilir. Hücreler arasında ise zaman domeninde dalga iletimi giden gelen ve yansıyan dalgaların birbirine bağlandığı saçılma matrisi ile elde edilir.

İletim hatlarının her bir küçük hücresi üç tane ortam parametresi ile ifade edilir. Bunlar:

- Dielektrik sabiti
- Magnetik geçirgenlik
- İletkenlik katsayısı

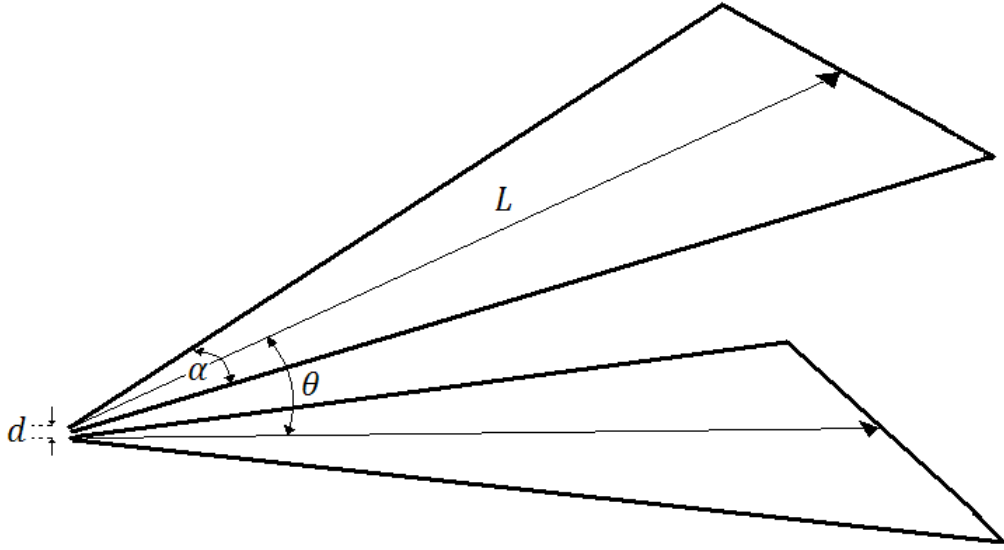
Bütün bu ifadeler, gelen ve yansıyan dalgalar ile her bir hücre üzerindeki akım ve gerilim dağılımları elde edilmiş olur.

Ayrıca işlem yükünün arttığı büyük hesaplamalarda yapıya PEC levhalar eklenerek işlemler basite indirgenir.

3.4 TEM Horn'un TLM ile analizi

TEM Horn düzlemsel antenlere göre daha geniş bantlı, dar huzmeli, ve düşük duran dalga orana sahip bir yapıya sahiptir. V-dipol yapısına benzer üçgen yada dairesel dilim yapıda bir çift metal koldan oluşur. Bow-tie antenlerin kollarını belirli bir açıyla içe doğru bükerek TEM Horn yapısı elde edilir ve Bow-tie antenden daha geniş bantlı, huzmeye şekil verebildiği içinde kazancı daha yüksek bir anten elde etmiş oluruz.

Sırasıyla kol uzunluğu, giriş besleme aralığı, kanat açısı ve açıklık açısı olarak adlandırılan L , d , α ve θ parametreleriyle ifade edilmektedir (Şekil 3.4).



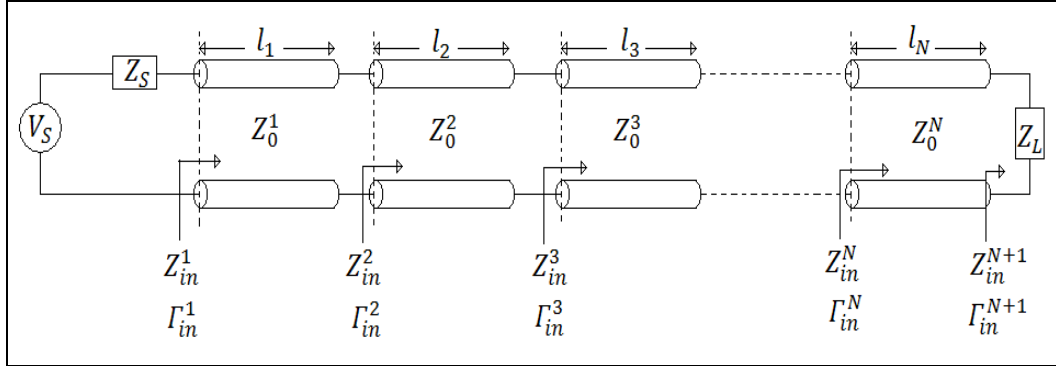
Şekil 3. 4 TEM Horn Şekli

Bir tür iletim hattı anteni olduğu için bu parametreler TEM modu dalga ışına karakteristiğini gösterir. Genel bir ifadeyle, TEM hornun kol uzunluğu alt kesim frekansını, kanat açısı polarizasyon duyarlılığını, kol açıklık açısı ise (d ve α ile birlikte) yapısal empedansını belirler. Bunun ötesinde, bazı dielektrik doldurma teknikleri uygulanarak anten elektriksel boyu arttırılır, YNR darbe şekli ve tepe kazancı yükseltilebilir. Geometrik ve yapısal anlamda uygun bir optimizasyon sonucu düzgün şekilli, az çınlamalı, etkin bir darbe işareti gönderilebilir. En önemli dezavantajı fiziksel boyutu ve ağırlığıdır. TEM horn analizleri sonlu eleman metodu (FEM), moment metodu (MoM), sonlu farklı zaman domeni (FDTD) gibi doğrudan sayısal yöntemlerle yapılabilmektedir. Ancak bu tür yöntemlerin elektriksel boyut kapasiteleri sınırlıdır ve işlem süreleri çok fazla olabilmektedir. Ayrıca, hesap sonuçlarının doğruluk seviyeleri de çoğu kez garanti edilemez. Bu yüzden, TEM horn benzetimleri için TEM hornların analizini hızlı ve verimli yapabilen bir yöntem geliştirilmiştir.

TEM Horn antenlerin bant genişliği çok geniştir bu sebeple bant genişliği önemli olan sistemlerde sıklıkla tercih edilmektedir. Bu geniş bantlı antenin yaygın olarak kullanıldığı yerler ise haberleşme sistemleri, jammer, radar, GPR ve duvar arkası görüntüleme gibi sistemlerdir.

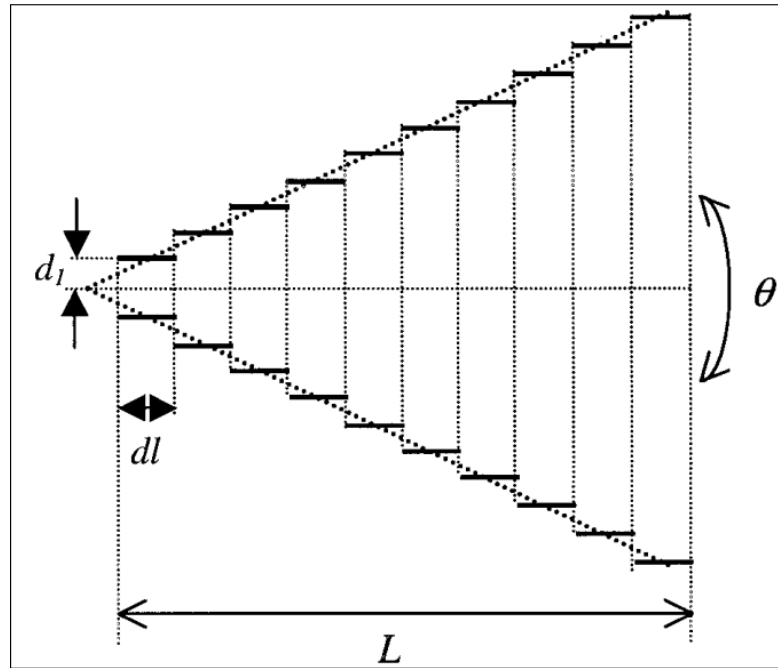
Kullanılan sistemler küçük ve elde taşınan sistemler olduğu için antenin ağırlığı ve fiziksel boyutu dezavantaj olarak karşımıza çıkar.

TEM Horn anten yapısı iletim hattı modeli yaklaşımıyla analiz edilebilir. Bu yaklaşımda aşağıdaki şekilde görüldüğü gibi antenimiz çok sayıda iletim hattı parçacıklarından oluşmuş şekilde düşünerek hesap yapılabilmektedir.

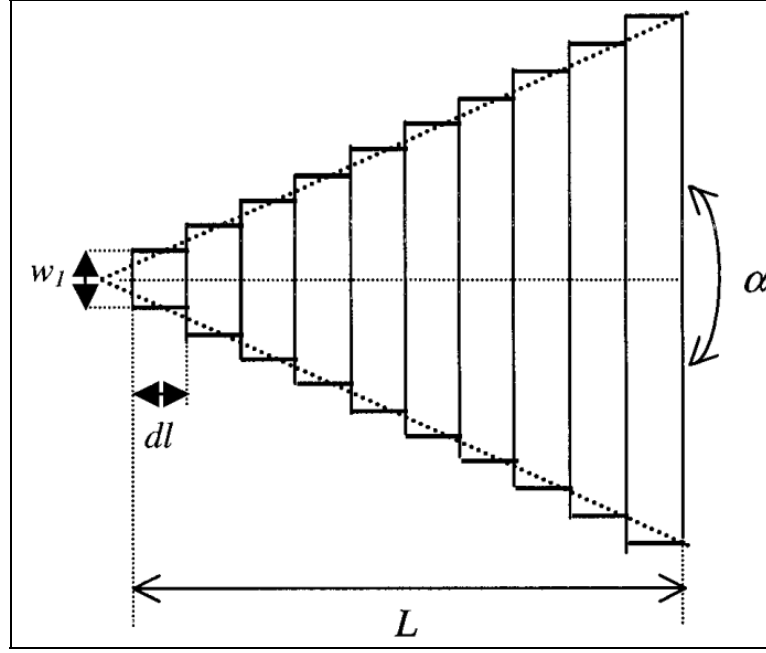


Şekil 3. 5 İletim Hattı Anten Eşdeğer Modeli

Burada anten yapısı N adet birim hücreye bölünmüş, her hücre bir mikroşerit hat parçası olarak değerlendirilmiştir. Anten ise bu parçaların birleşimi olarak bir iletim hattı olacak şekilde modellenmiştir.



Şekil 3. 6 TEM Horn Antenin Yandan Görünüşü



Şekil 3. 7 TEM Horn Antenin Üstten Görünüşü

Her bir mikroşerit parçasının giriş empedansı Z_{in}^n , parçanın karakteristik empedansı Z_0^n , kol genişliği w_n , kol yüksekliği d_n , kol uzunluğu l_n ve yayılım sabiti β_n ile hesaplanmaktadır.

Her bir hattın giriş empedansı aşağıdaki gibi hesaplanır.

$$Z_{in}^n = Z_0^n \frac{Z_{in}^{n+1} + jZ_0^n \tan \beta_n l_n}{Z_0^n + jZ_{in}^{n+1} \tan \beta_n l_n} ; n = 1, 2, 3, \dots, N, \quad (3.17)$$

Burada $\beta_n = \left(\frac{2\pi f}{c} \right) \sqrt{\mu_r^n \epsilon_r^n}$ ve Z_{in}^{n+1} anten hattının çıkış empedansına eşittir.

Anten mikroşerit hat olarak düşünüldüğünden parçaların kısmi karakteristik empedanslarını hesaplamak için ise

$$Z_0^n = 138 \sqrt{\frac{\mu_r^n}{\epsilon_r^n}} \log \frac{8}{(w_n/d_n)} ; for (w_n/d_n) \leq 1 \quad (3.18)$$

Burada görüldüğü gibi her bir parçanın karakteristik empedanslarını hesaplamak için o

parçanın genişlik ve yüksekliklerini hesaba katmamız gerekmektedir. Parçaların genişlikleri ve aralarındaki mesafe karakteristik empedansı değiştirir.

Parçaların giriş empedansları ve karakteristik empedansları hesaplandıktan sonra her parça için girişindeki yansımaya katsayısı hesaplanır.

$$\Gamma_{in}^n = \frac{z_{in}^n - z_0^{n-1}}{z_{in}^n + z_0^{n-1}} ; n = 1, 2, 3, \dots, N \quad (3.19)$$

n . hat parçasından sonraki yansımaya katsayılarını hesaplamak için ise

$$\Gamma^n(z) = \Gamma_{in}^{n+1} e^{-j2\beta_n(l_{n+1}-z)} ; z \in l_n ; 0 \leq z \leq L \quad (3.20)$$

formülü ile hesaplanır.

Her bir iletim hattı parçasının yansımaya katsayıları hesaplandıktan sonra girişteki kaynak geriliminin ne kadarının iletim hattına girdiği hesaplanır ve buradan parçaların üzerindeki akım ve gerilim dağılımları aşağıdaki formüllerle bulunur.

$$V^n(z) = V_0^{n+} e^{-j\beta_n z} [1 + \Gamma^n(z)] ; n = 1, 2, 3, \dots, N \quad (3.21)$$

$$I^n(z) = I_0^{n+} e^{-j\beta_n z} [1 - \Gamma^n(z)] ; n = 1, 2, 3, \dots, N \quad (3.22)$$

Denklem (3.21) ve (3.22) deki gelen akım ve gerilimlerin değerleri aşağıdaki denklemler tarafından iteratif olarak belirlenir

$$V_0^{n+1} = V_0^{n+} e^{-j\beta_n l_n} \quad (3.23)$$

$$I_0^{n+1} = \frac{I_0^{n+}}{z_0^n} e^{-j\beta_n l_n} ; n = 1, 2, 3, \dots, N \quad (3.24)$$

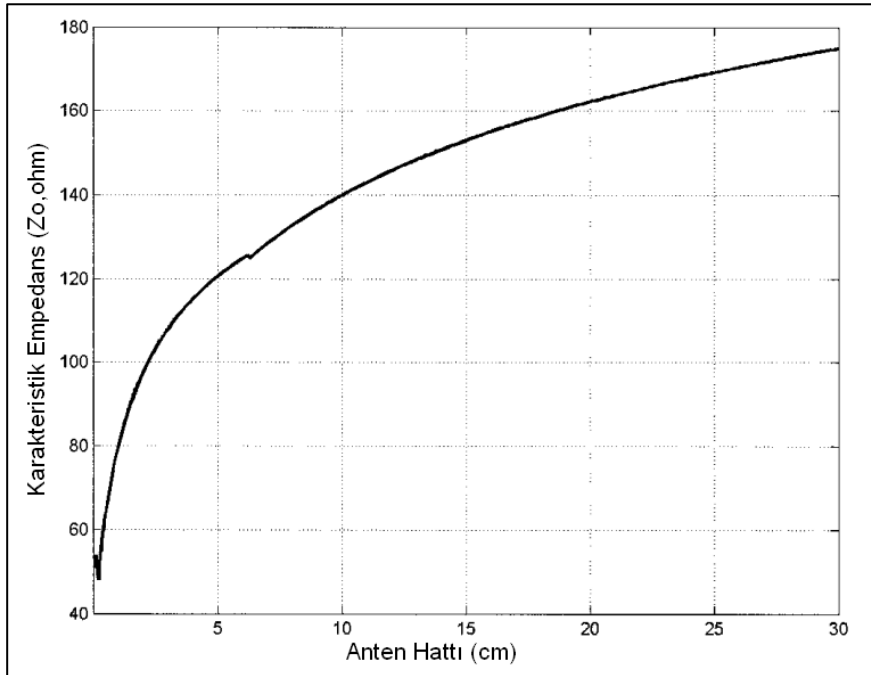
Kaynaktan iletim hattının girişine aktarılan gerilimi ve akımı hesaplamak için aşağıdaki formüllerden faydalanılır.

$$V_{0^+}^1 = \frac{V_S Z_{in}^1}{(Z_S + Z_{in}^1)} \frac{1}{(1 + \Gamma_{in}^1)} \quad (3.25)$$

$$I_{0^+}^1 = \frac{V_S}{(Z_S + Z_{in}^1)} \frac{1}{(1 - \Gamma_{in}^1)} \quad (3.26)$$

Burada V_S anten hat beslemesindeki uyarım voltajı Z_S kaynak empedansını temsil eder.

Bu şekilde iletim hattının başındaki gerilimi ve akımı hesaplayıp bulduğumuz yansıma katsayıları ile hat boyunca iletim hattı parçalarının her birinin akım ve gerilim değerlerini hesaplamış oluruz. TEM Horn anten yapısının kanat açıklığı ve kanatların birbirleri arasındaki mesafe ile de her bir parçanın Z_0 karakteristik empedansını bulmuş oluruz.



Şekil 3.8 Anten Hattı Boyunca Karakteristik Empedansın Değişimi

Bu şekilde parçaların gerilim ve akım değerleri bulunduktan sonra elektromagnetik alan integral denklemleri vasıtasıyla dalganın analizi, anten ışınma paterni, giriş yansıma katsayısı değerleri ve diğer anten karakteristikleri belirlenmiş olur. Bu yolla iletim hattı devre

modellemesi elektromagnetik dalga ışınımı ile ilişkilendirilmiş olur.

TLM kullanılarak elde edilen sonuç FEM, MoM, FDTD gibi nümerik tekniklere kıyasla daha hızlı ve efektif bir şekilde elde edilmiştir.

4. UYGULAMA

Tezin bu kısmında daha önceki kısımlarda bahsedilen metotlardan olan TLM ve ARM ile çok geniş bantlı anten tasarımı yapılmak amaçlanmıştır. Tasarlanan yapı TEM Horn anten beslemeli parabolik reflektör anten yapısıdır. Çoğunlukla kullanılan sistemlerde hem huzme darlığından hem anten kazancında dolayı besleme olarak horn anten kullanılmaktadır. Fakat horn antenin kesim frekansından dolayı düşük frekanslarda çalışmadığı için TEM Horn anten tercih edilmiştir. TEM Horn anten her ne kadar kazancı belirli seviyeleri geçemese ve huzmeye horn anten kadar iyi şekil veremese de 1 GHz in altından başlayıp 10 GHz e kadar uzanan frekans bandında çalışabilmeye imkan tanınması kullanılma sebebi olmuştur.

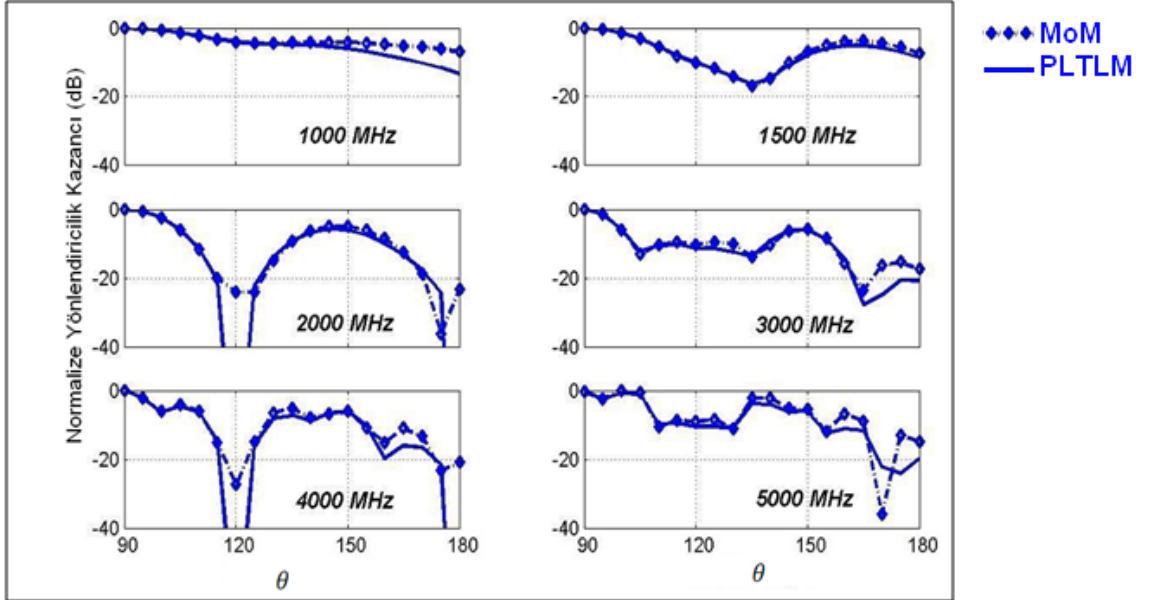
Tezde ilk önce TLM ile TEM Horn anten analizi, yakın alan hesabı üzerinde durulacaktır. Daha sonra belirli mesafede oluşturduğu elektrik alan bileşenleri hesaplanacaktır. Tezin ikinci kısmında ise o bölgede parabolik reflektör anten olduğu varsayılarak üzerine TEM Horn antenin elektrik alan bileşenleri düşürülecek ve ARM ile üzerinde oluşan akım dağılımları hesaplanıp ışınım diagramı çıkarılacaktır.

4.1 TLM ile TEM Horn analizi

TEM Horn anteni analiz etmek için nümerik çözüm yöntemlerinin hepsinde olduğu gibi anteni birim hücrelerden oluştuğunu varsayarak hesaba başlanmalıdır. TEM Horn anteni iletim hattına benzetip o şekilde çözdüğümüzden küçük iletim hatlarına parçalanır. Tez de kullandığımız anten 50 cm'lik bir antendir. N sayısı parça sayısına karşılık gelmektedir ve anten 300 eş parçaya bölünerek hesaplamalar yapılmıştır. θ iki kanat arasındaki açıyı, α kanadın genişleme açısını, L kanat uzunluğunu, L_0 kanatların yatay eksenindeki uzunluğunu, dl her bir kanat üzerindeki birim iletim hattı uzunluğunu ve dl_0 ise birim iletim hattı uzunluğunun yataydaki uzunluğunu verir.

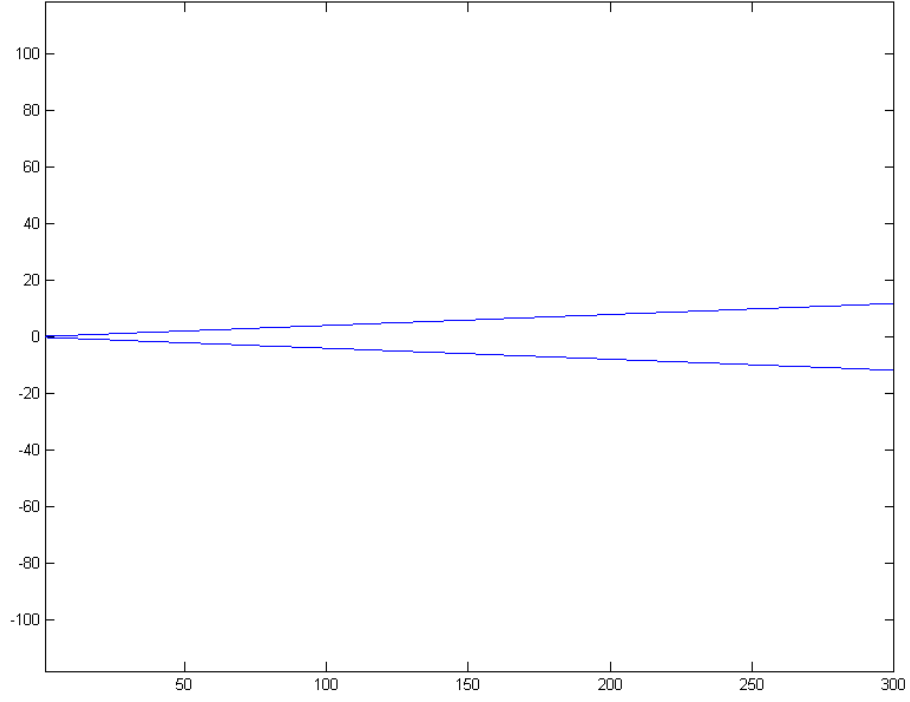
TEM Horn analizini yaparken üç boyutlu olan anteni iki boyuta indirgeyerek çözüm yapılır. Kanatların genişliği sadece her hat parçasının Z_0 karakteristik empedansını hesaplamada

kullanılır. Daha sonra her bir hat parçası üzerinde akım ve gerilimin sabit olduğu varsayılan çizgisel yüklerle tanımlanıp hesap yapılır. İki boyutlu uzayda işlem süresi üç boyutlu uzaya kıyasla çok daha hızlı sonuçlar vermektedir. Ayrıca üç boyutlu analiz yapan metotlardan biri olan MoM ile karşılaştırıldığında birbirine çok yakın sonuçlar elde edilmiştir (Şekil 4.1).

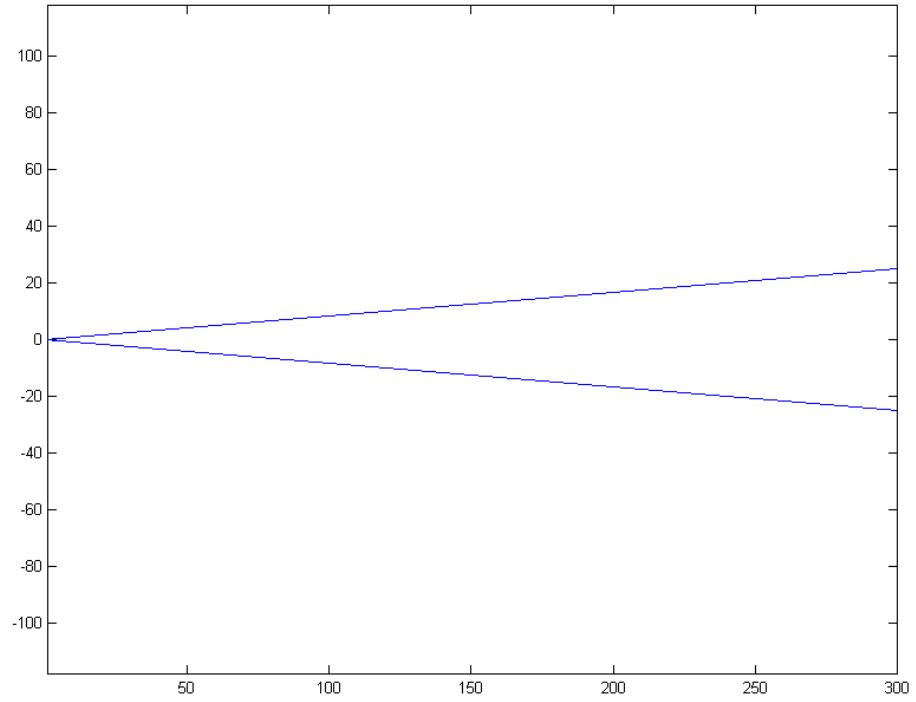


Şekil 4. 1 MoM ile TLM Sonuçlarının Karşılaştırması

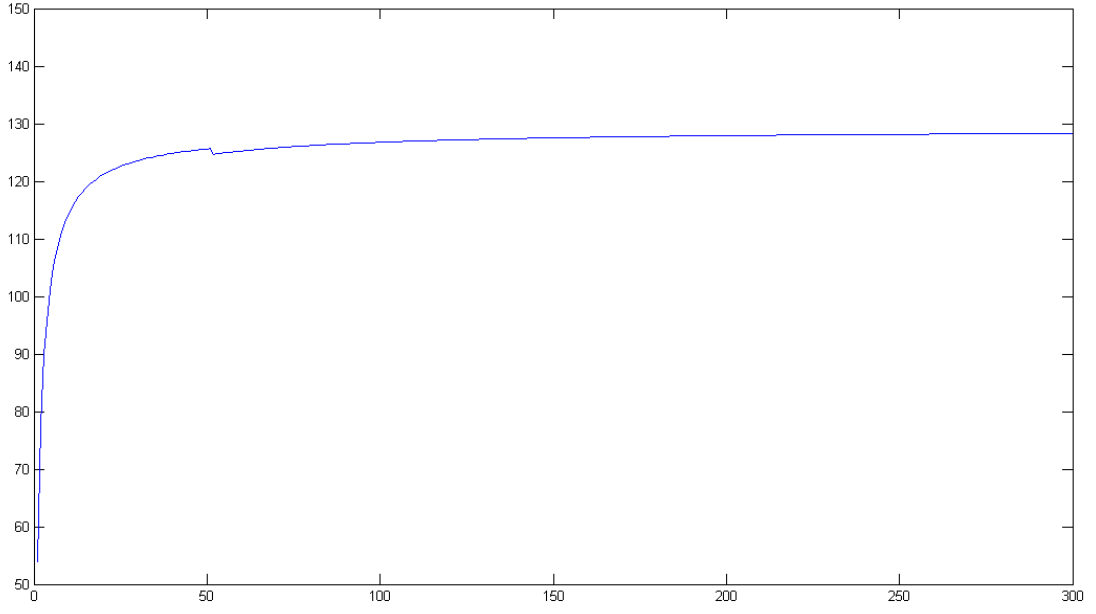
Burada analiz yaptığımız anten parametrelerinin program çıktısına bakacak olursak



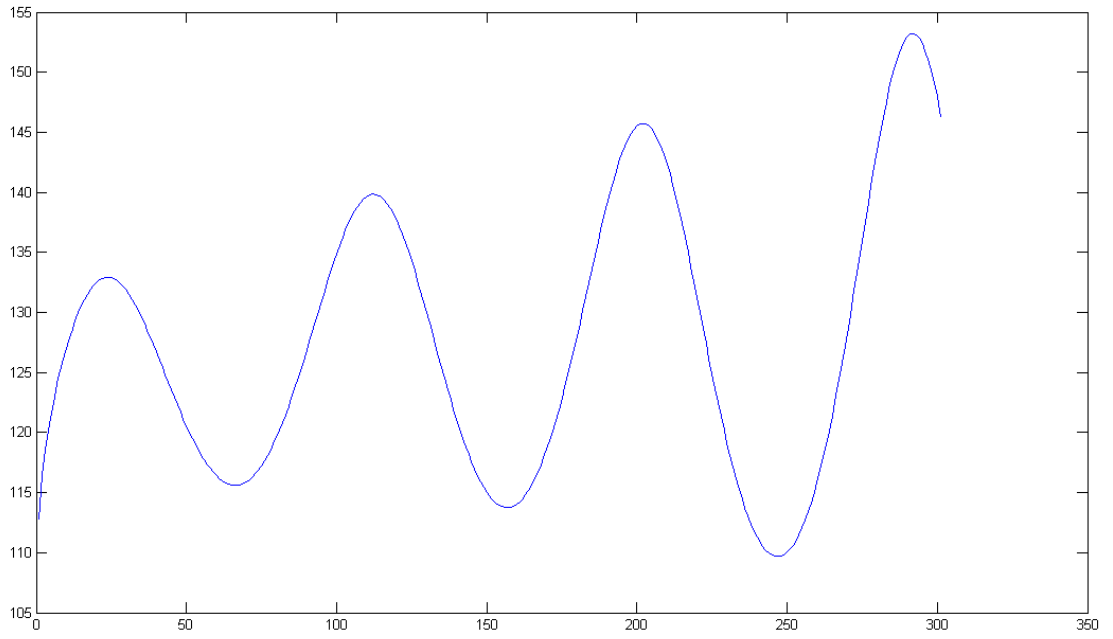
Şekil 4. 2 Aralarında d mesafesi bulunan TEM Horn yapısı



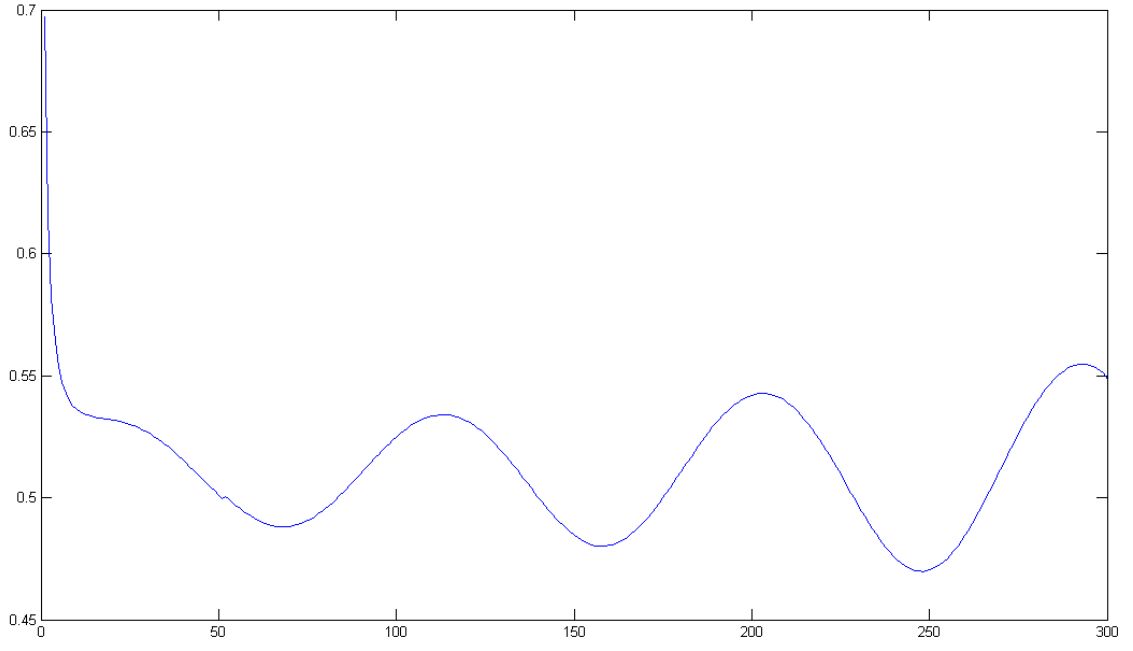
Şekil 4. 3 w genişliğinde anten kanadı



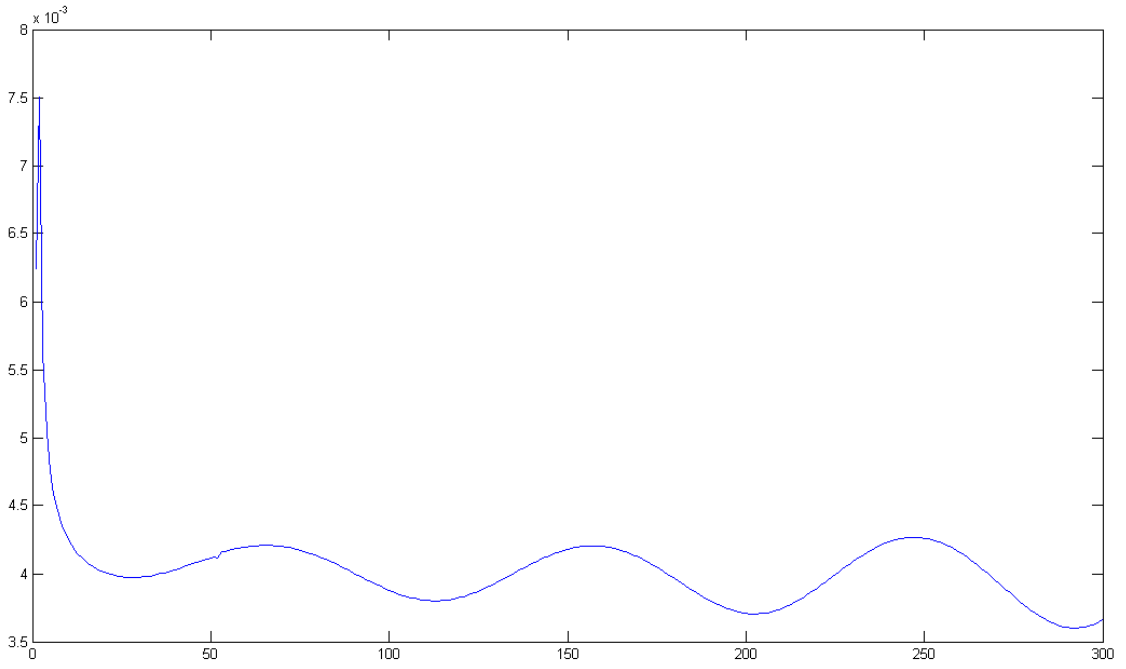
Şekil 4. 4 TEM Horn anten boyunca karakteristik emp. değişimi



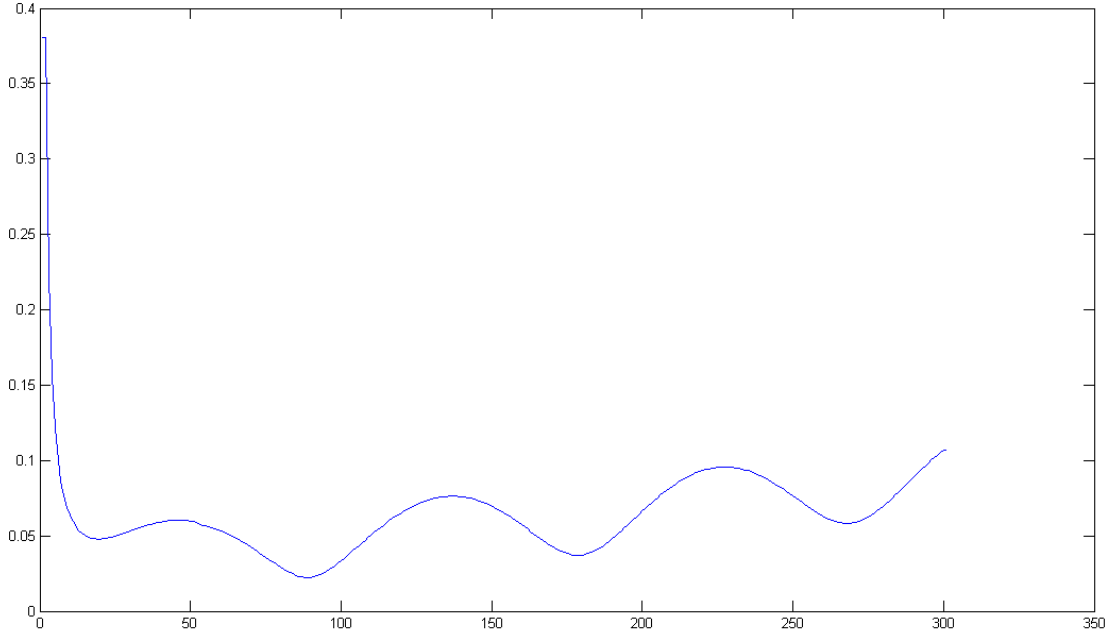
Şekil 4. 5 Her bir parça girişinde görülen Z_{in} değerleri



Şekil 4. 6 İletim hattı boyunca V gerilimi değişimi



Şekil 4. 7 İletim hattı boyunca I akımı değişimi

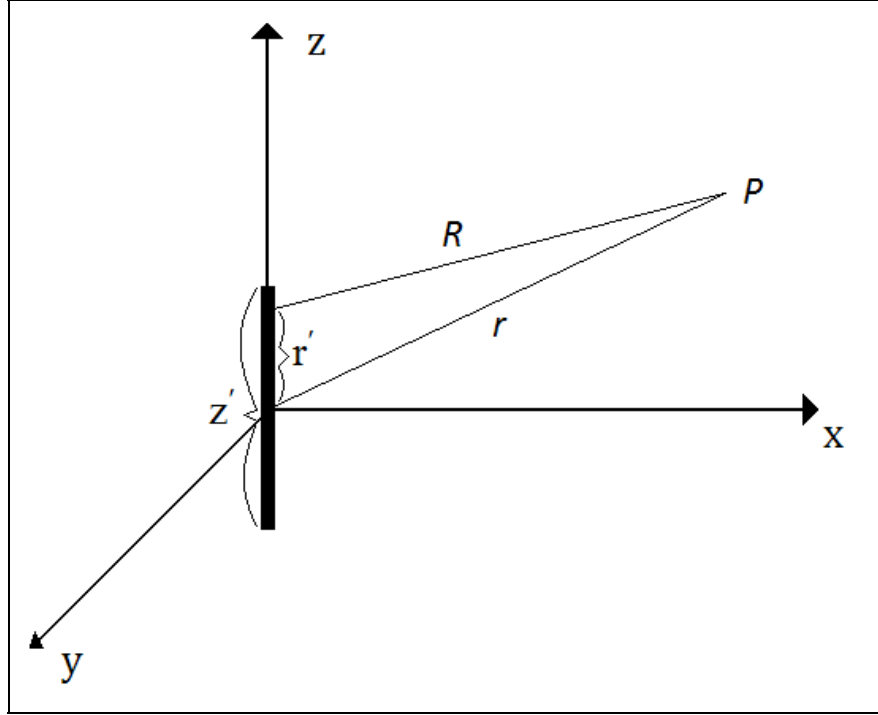


Şekil 4. 8 İletim hattı boyunca her bir parçanın yansıma katsayısının değişimi

4.2 TEM Horn Yakın Alan Analizi

TEM Horn anten yapısı ile kullanacağımız parabolik reflektör anten dalga boyu cinsinden baktığımızda yakın alanda yer almaktadır. Bu nedenle anten parçaları üzerinde oluşan akımları yakın alan hesapları ile incelememiz gerekmektedir. Yakın alan hesabı ise uzak alanda yaptığımız gibi ihmalleri yapmadığımızdan integral hesapları daha zor olacaktır.

Bir iletim hattı parçasının r mesafesindeki ışımaya bakacak olursak;



Şekil 4. 9 z' uzunluğunda dipol anten

Burada P anten ışmasını incelediğimiz nokta, r antenin yerleştirildiği koordinat sisteminin orijininden P ye olan mesafesi, R anten üzerinde hesabını yaptığımız noktanın P noktasına mesafesi, z' anten boyu, r' ise anten üzerinde hesabını yaptığımız noktayı ifade eder.

Anten üzerindeki akımı sabit I_0 akımı kabul edecek olursak,

$$\vec{A} = \frac{\mu}{4\pi} \int_{-L/2}^{L/2} I_0 \vec{a}_z \frac{e^{-jkR}}{R} dz' \quad (4.1)$$

e^{-jkR} faz terimini, R ise genlik terimini ifade eder.

R mesafesini bulmak için ise,

$$R = \sqrt{r^2 + (z')^2 - 2rz' \cos \alpha} \quad (4.2)$$

Faz ifadesinde dalga boyu R mesafesine oranla çok küçük olduğu için uzak alan yaklaşımı genlik kısmında olduğu gibi kolay yapılamamaktadır. Genlik kısmında

$$r = R \quad (4.3)$$

Yaklaşımı yapılabilmektedir. Faz kısmında ise

$$R \cong r - r' \cos \alpha \cong r - z' \cos \theta \quad (4.4)$$

Şeklinde yazılabilmektedir. Uzak alan yakınsaması yapıldıktan sonraki ifadeyi yazacak olursak

$$\vec{A} = \frac{\mu_0 I_0}{4\pi} \vec{a}_z \int_{-L/2}^{L/2} \frac{e^{-jkr}}{r} e^{jkz' \cos \theta} dz' \quad (4.5)$$

TEM Horn analizi yaparken yakın alan hesabı yapmak zorunda kaldığımızdan uzak alanda çıktığı gibi elle hesaplanabilen integraller olmadığından bu işlemi bilgisayara nümerik olarak yaptırmak durumundayız. Antenin magnetik vektör potansiyel ifadesini tekrar yazarsak

$$\vec{A} = \frac{\mu}{4\pi} \int_{-L/2}^{L/2} I_0 \vec{a}_z \frac{e^{-jkR}}{R} \quad (4.6)$$

Buradan elektrik alan ifadesine geçmek için

$$\vec{E} = -j\omega \vec{A} - \frac{\nabla(\nabla \cdot \vec{A})}{j\omega\mu\epsilon} \quad (4.7)$$

Burada \vec{A} ifadesinin iki kez diverjansını almamız gerekmektedir. Hesap uzayımız iki boyutlu olduğu için sadece y ve z bileşenlerinin kısmi türevini alacağız.

$$G_y = \frac{\partial^2 A_y}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 A_z}{\partial y \partial z} = \frac{\partial}{\partial y} A_{yy} + \frac{\partial}{\partial z} A_{zy} \quad (4.8)$$

Burada A_y ve A_z nin y ye ve z ye göre ayrı ayrı iki kez türevini almamız gerekmektedir.

Daha sonra bunları kullandığımız programın diline uygun bir şekilde yazmamız gerekecektir.

Birinci mertebeden türevlerini alacak olursak:

$$\frac{\partial A_y}{\partial y} = A_{yy} = \lim_{\Delta y \rightarrow 0} \frac{A_y(y+\Delta y, z) - A_y(y, z)}{\Delta y} \quad (4.9)$$

$$\frac{\partial A_z}{\partial y} = A_{zy} = \lim_{\Delta y \rightarrow 0} \frac{A_z(y+\Delta y, z) - A_z(y, z)}{\Delta y} \quad (4.10)$$

$$\frac{\partial A_y}{\partial z} = A_{yz} = \lim_{\Delta z \rightarrow 0} \frac{A_y(y, z+\Delta z) - A_y(y, z)}{\Delta z} \quad (4.11)$$

$$\frac{\partial A_z}{\partial z} = A_{zz} = \lim_{\Delta z \rightarrow 0} \frac{A_z(y, z+\Delta z) - A_z(y, z)}{\Delta z} \quad (4.12)$$

A_{yy} , A_{yz} , A_{zy} , A_{zz} , A_y ve A_z nin birinci mertebeden kısmi türevlerine eşittir.

Bu ifadelerin tekrar y ve z ye göre kısmi türevlerini alacak ve karışmaması için buna G diyecek olursak:

$$\frac{\partial^2 A_y}{\partial y^2} = \frac{\partial A_{yy}}{\partial y} = G_{yy} = \lim_{\Delta y \rightarrow 0} \frac{A_{yy}(y+\Delta y, z) - A_{yy}(y, z)}{\Delta y} \quad (4.13)$$

$$\frac{\partial^2 A_y}{\partial y \partial z} = \frac{\partial A_{yz}}{\partial z} = G_{yz} = \lim_{\Delta z \rightarrow 0} \frac{A_{yz}(y, z+\Delta z) - A_{yz}(y, z)}{\Delta z} \quad (4.14)$$

$$\frac{\partial^2 A_z}{\partial z^2} = \frac{\partial A_{zz}}{\partial z} = G_{zz} = \lim_{\Delta z \rightarrow 0} \frac{A_{zz}(y, z+\Delta z) - A_{zz}(y, z)}{\Delta z} \quad (4.15)$$

$$\frac{\partial^2 A_z}{\partial y \partial z} - \frac{\partial A_{zz}}{\partial y} - G_{zy} = \lim_{\Delta y \rightarrow 0} \frac{A_{zz}(y+\Delta y, z) - A_{yy}(y, z)}{\Delta y} \quad (4.16)$$

G_{yy} , G_{zz} , G_{zy} , G_{yz} , A_y ve A_z nin ikinci mertebeden türevlerine eşittir.

y' ye göre ikinci mertebeden türevi yazacak olursak

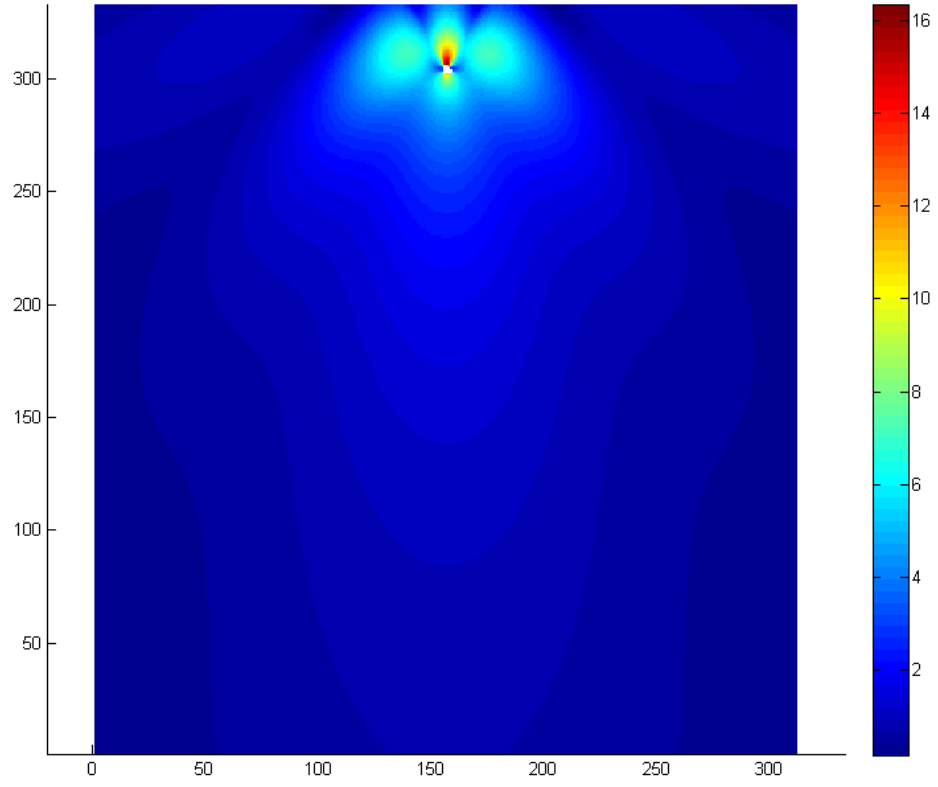
$$G_Y = G_{yy} + G_{zy} \quad (4.17)$$

z' ye göre ikinci mertebeden türevi yazacak olursak

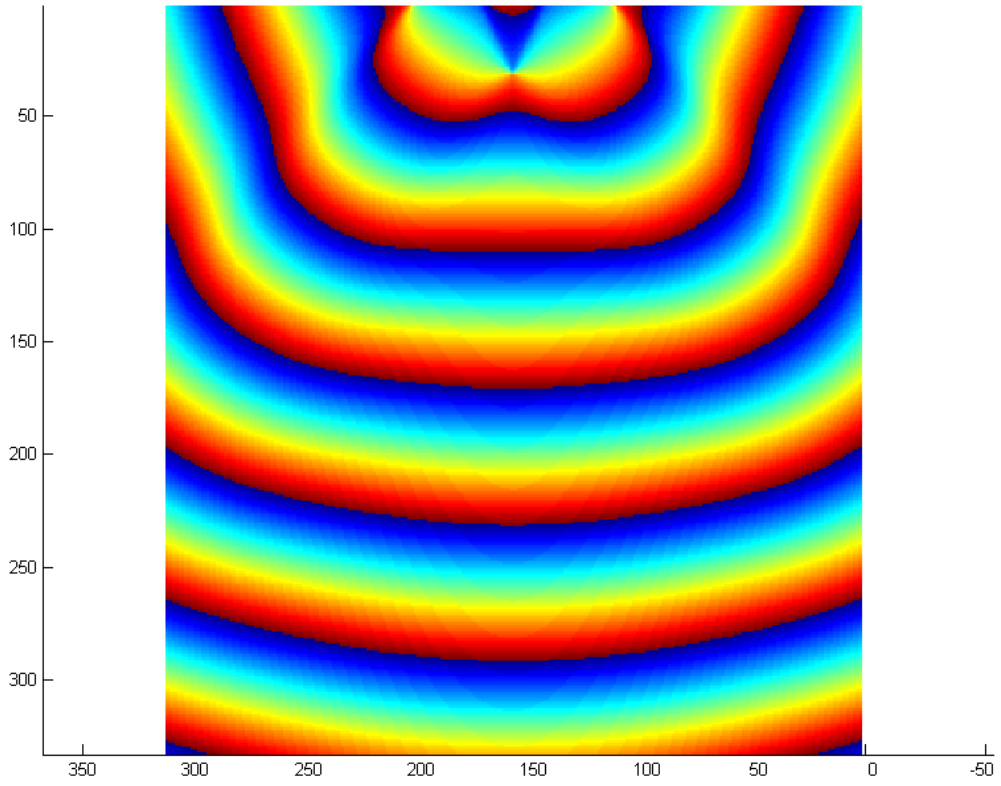
$$G_Z = G_{yz} + G_{zz} \quad (4.18)$$

Buradan \vec{E} ifadesini yazabiliriz.

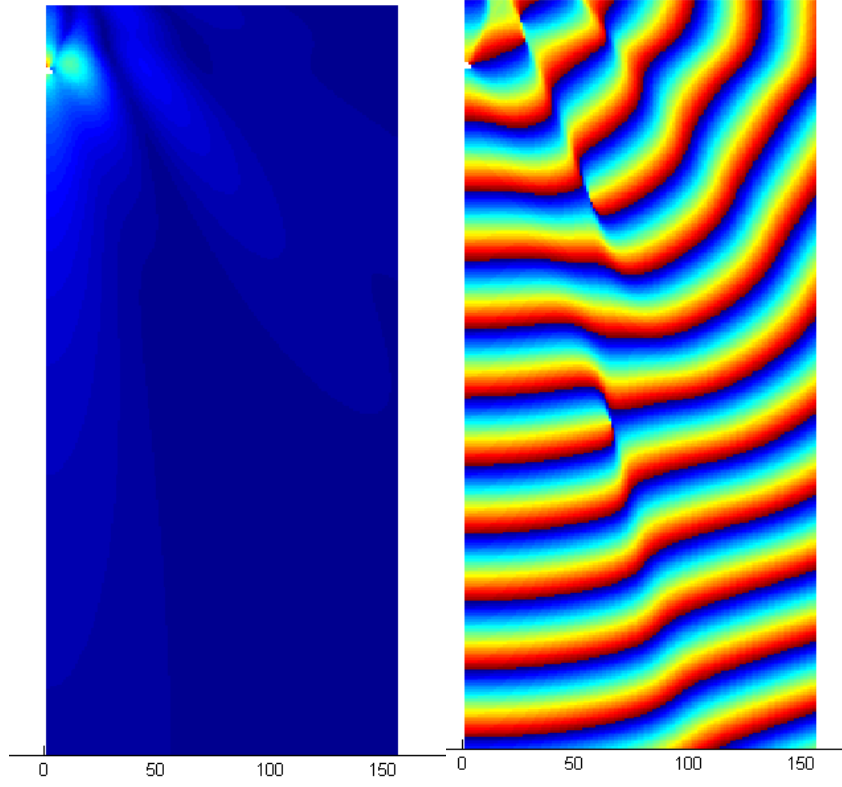
Programda TEM Horn anten simlasyonu yaptırıp yakın alan analizi elektrik alan ve faz sonuçlarına bakacak olursak



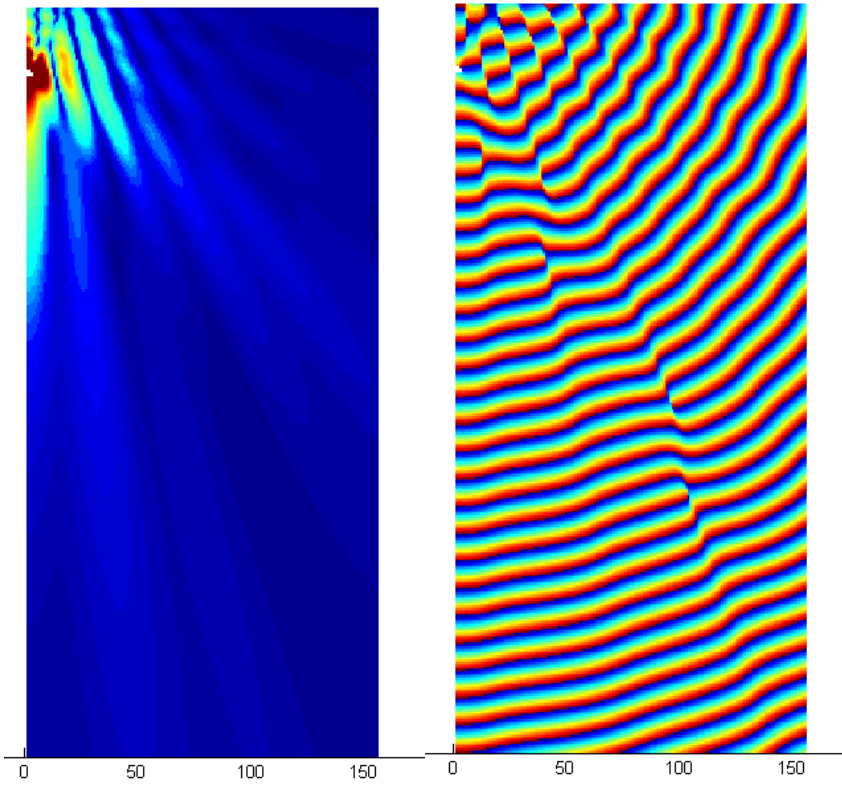
Şekil 4. 10 1 GHz için TEM Horn ışıma örüntüsü



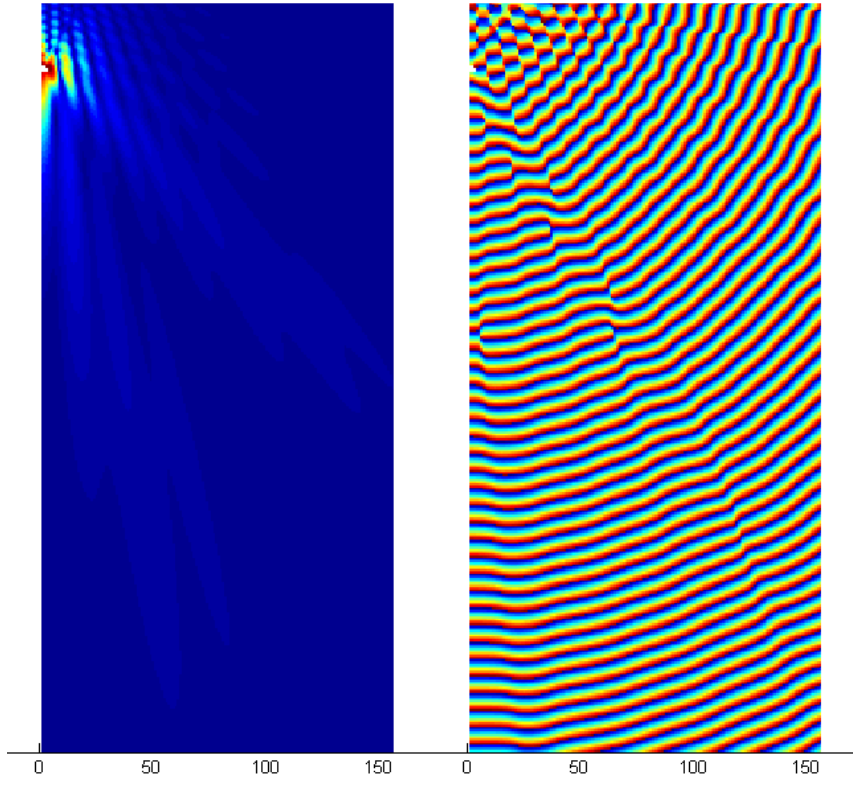
Şekil 4. 11 1 GHz için TEM Horn antenin faz eğrileri



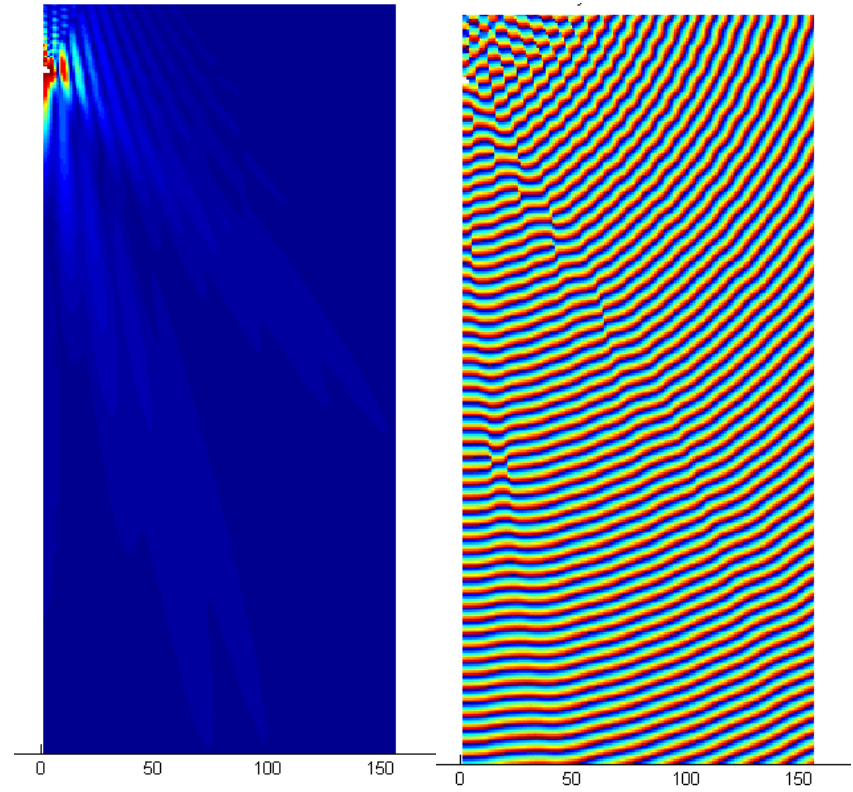
Şekil 4. 12.2 GHz için TEM Horn antenin ışıma örüntüsü ve faz eğrileri



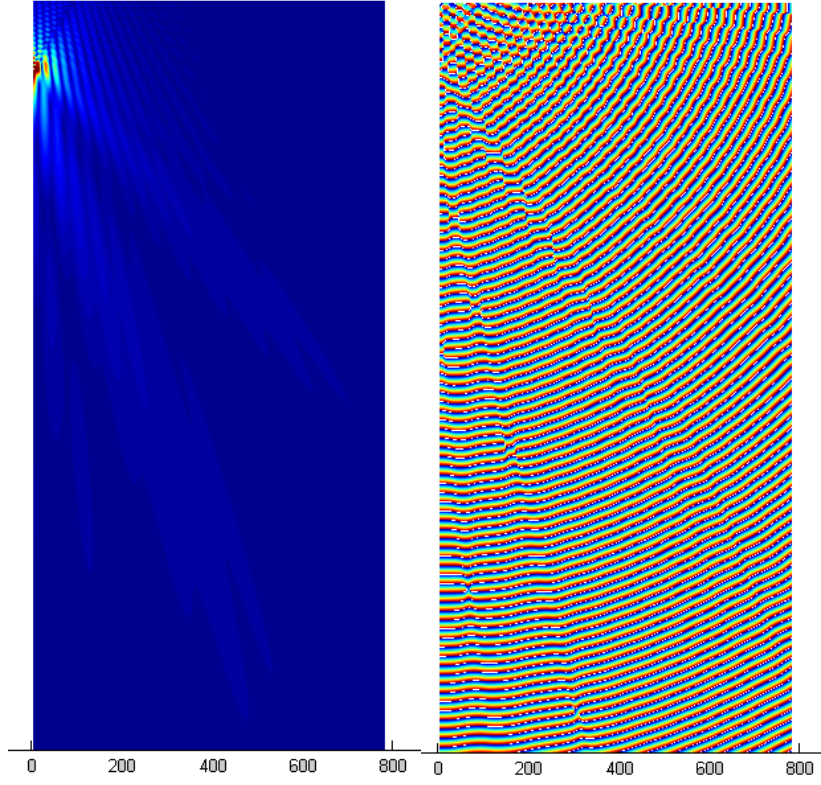
Şekil 4. 13.5 GHz için TEM Horn antenin ışıma örüntüsü ve faz eğrileri



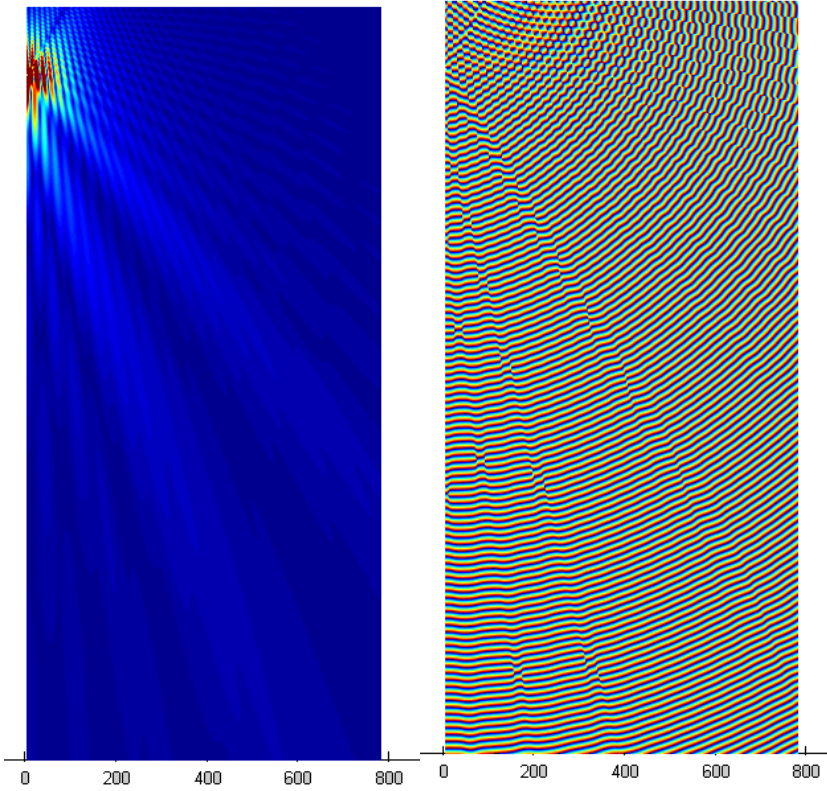
Şekil 4. 14 8 GHz için TEM Horn antenin ışıma örüntüsü ve faz eğrileri



Şekil 4. 15 10 GHz için TEM Horn antenin ışıma örüntüsü ve faz eğrileri



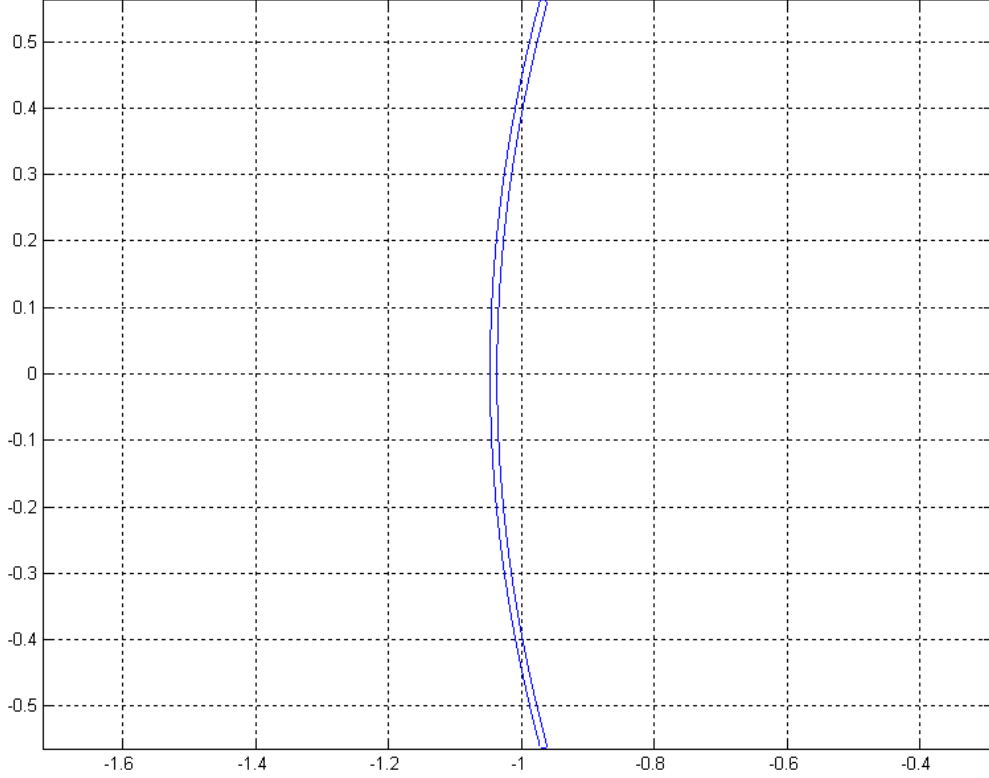
Şekil 4. 16 15 GHz için TEM Horn antenin ışınma örüntüsü ve faz eğrileri



Şekil 4. 17 20 GHz için TEM Horn antenin ışınma örüntüsü ve faz eğrileri

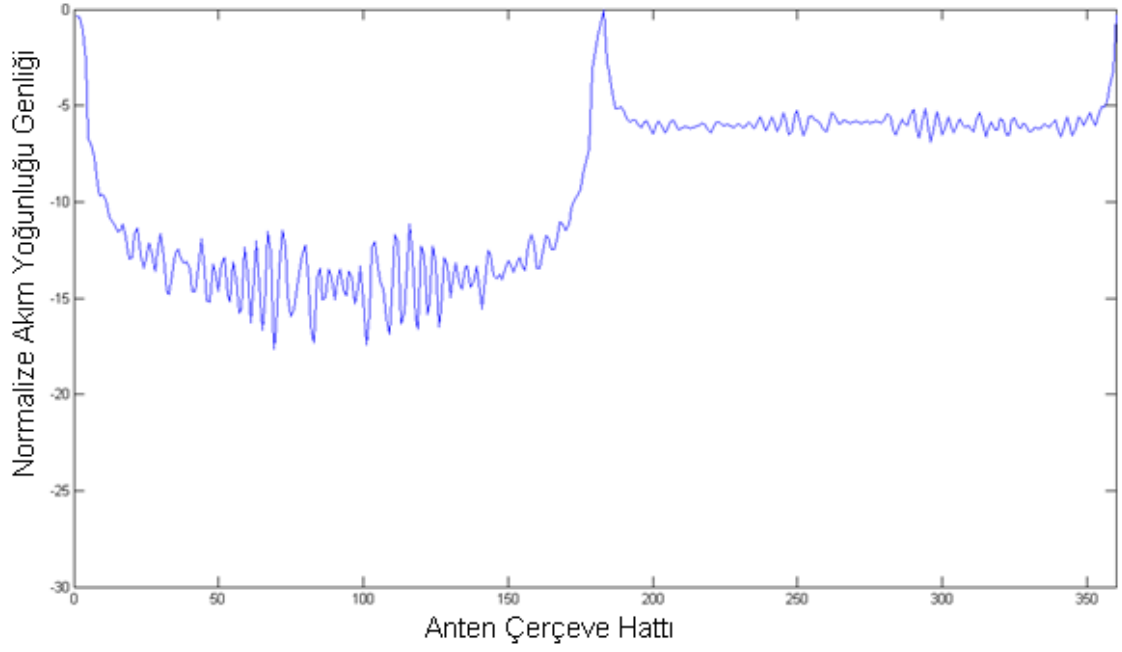
4.3 ARM ile Parabolik Reflektör Tasarımı ve Analizi

Parabolik reflektör kısmında bahsettiğimiz şekilde TEM Horn antenin beslemesi parabolik reflektörün odak noktasına gelecek şekilde antenimizi tasarlanır.

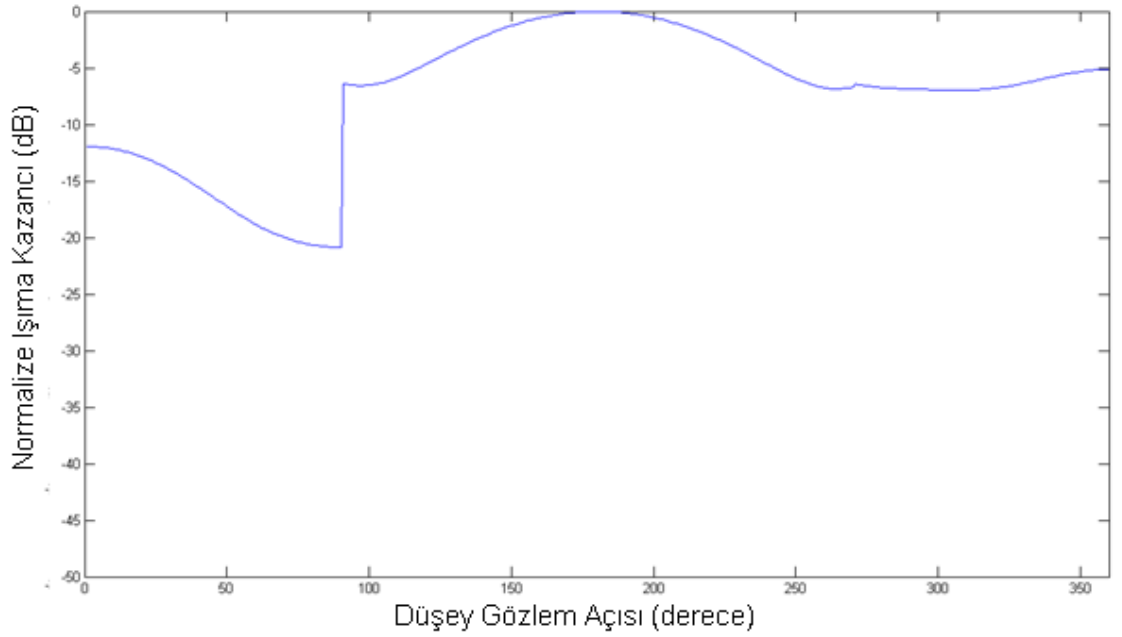


Şekil 4. 18 ARM ile oluşturulan parabolik reflektör

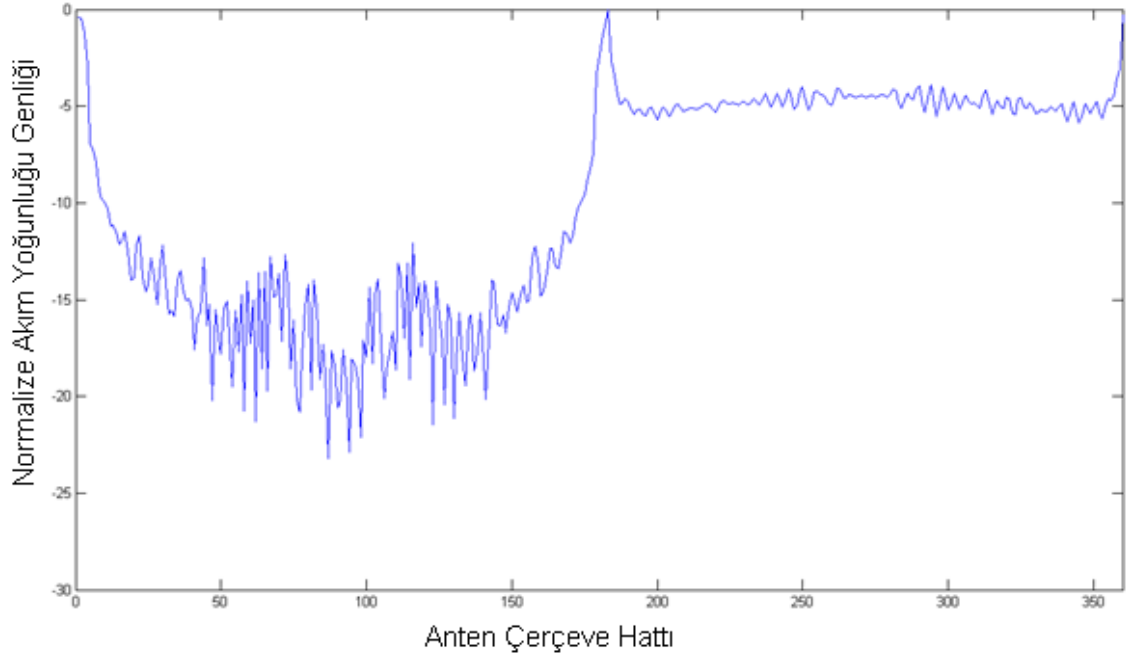
Buradan parabolik reflektörün iç yüzeyine denk gelen noktalarda TEM Horn antenin oluşturduğu elektrik alan ve faz bileşenlerini programımızın girdileri olarak alınır. Bu sayede parabolik reflektör üzerinde oluşan akım dağılımını ve parabolik reflektörün uzak alan ışınım paternini elde edilir.



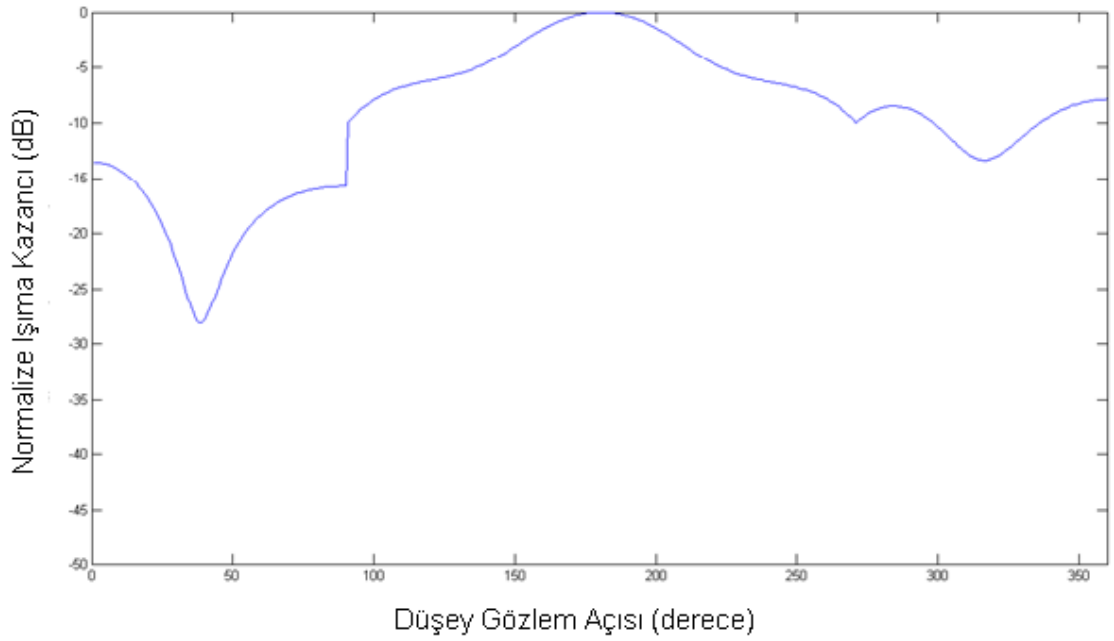
Şekil 4. 19 300 MHz için Akım Yoğunluğu Dağılımı



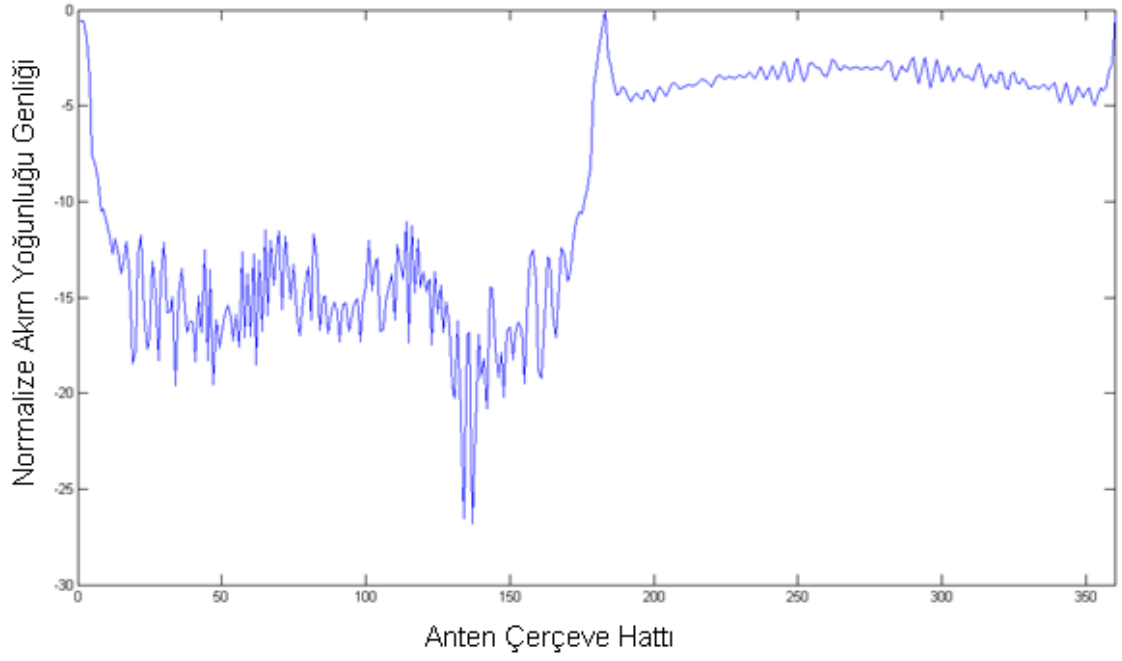
Şekil 4. 20 300 MHz için Reflektörün Işıma Örüntüsü



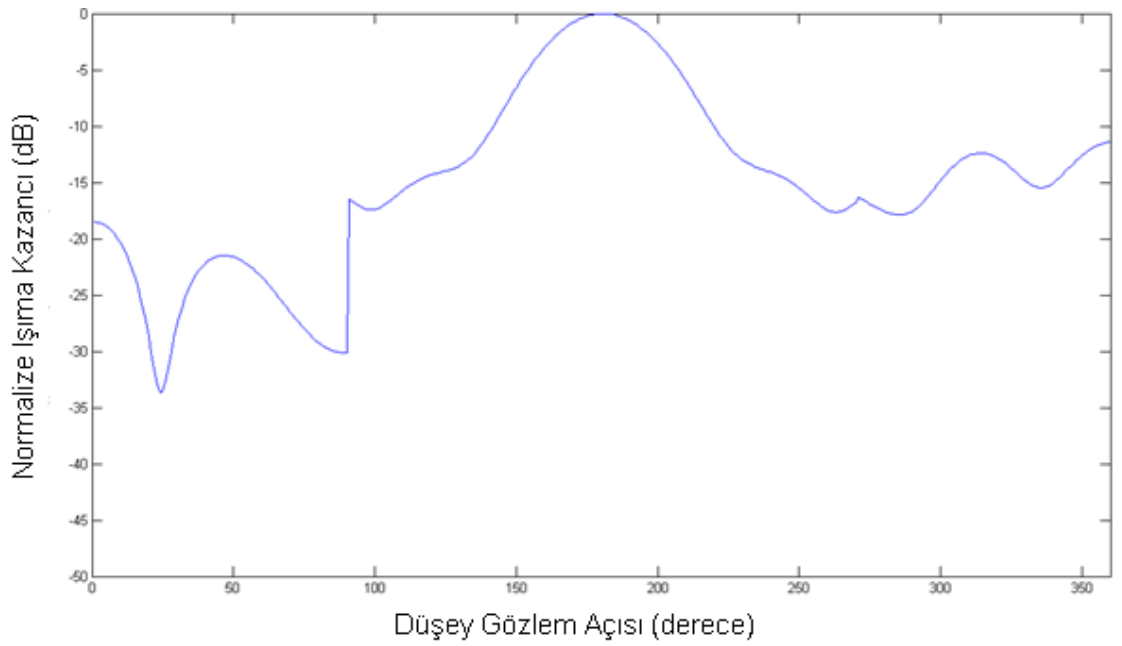
Şekil 4. 21 500 MHz için Akım Yoğunluğu Dağılımı



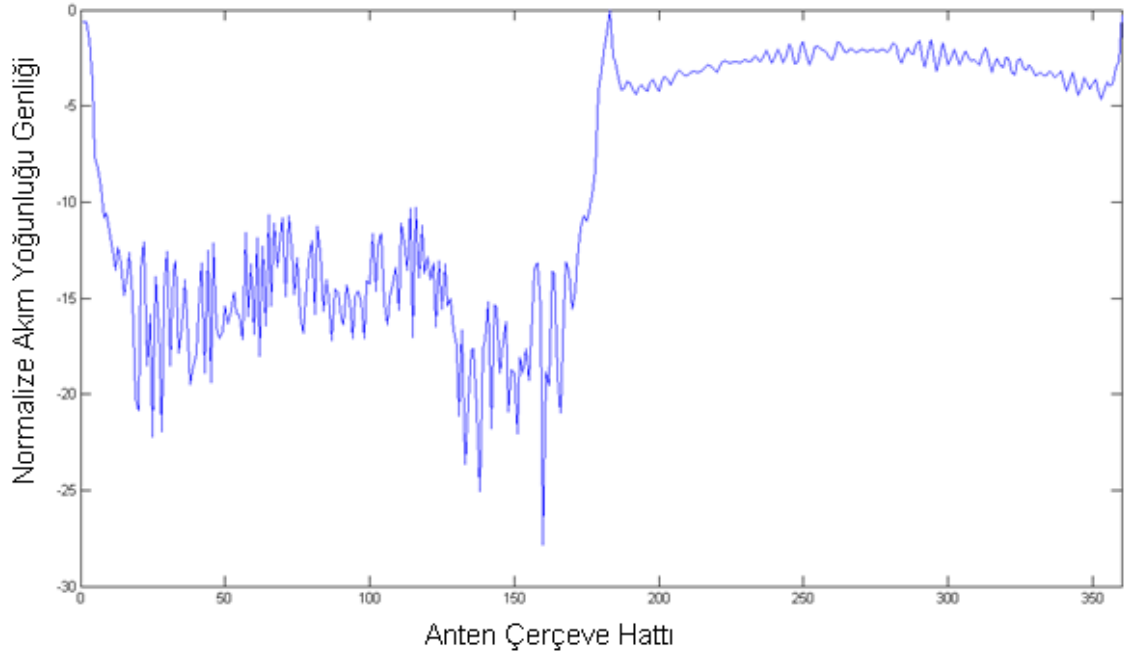
Şekil 4. 22 500 MHz için Reflektörün Işıma Örüntüsü



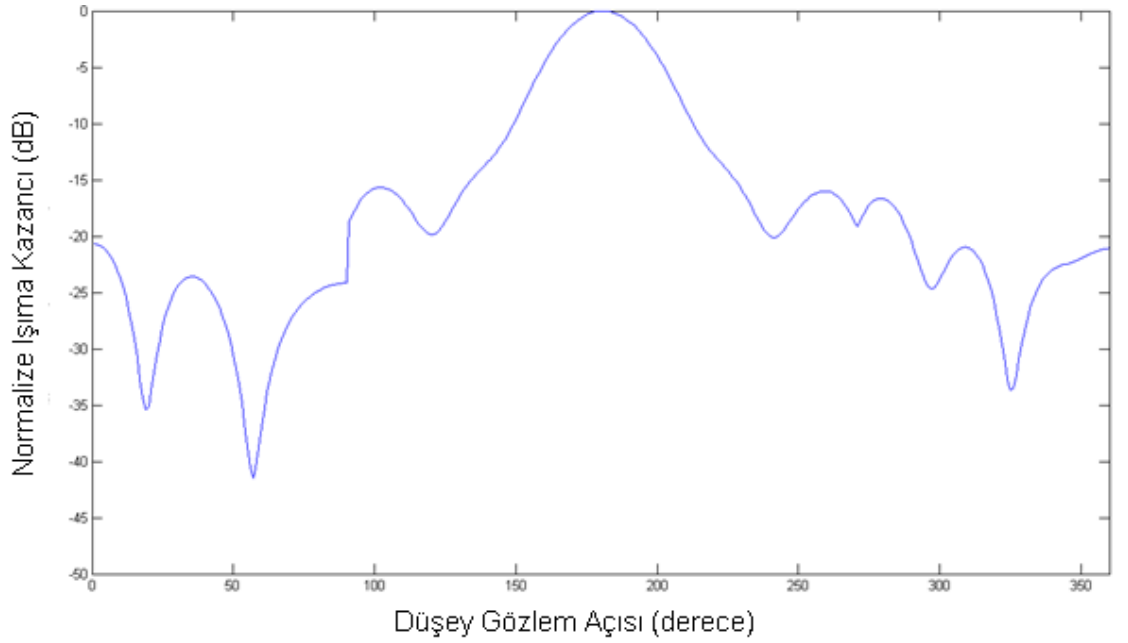
Şekil 4. 23 800 MHz için Akım Yoğunluğu Dağılımı



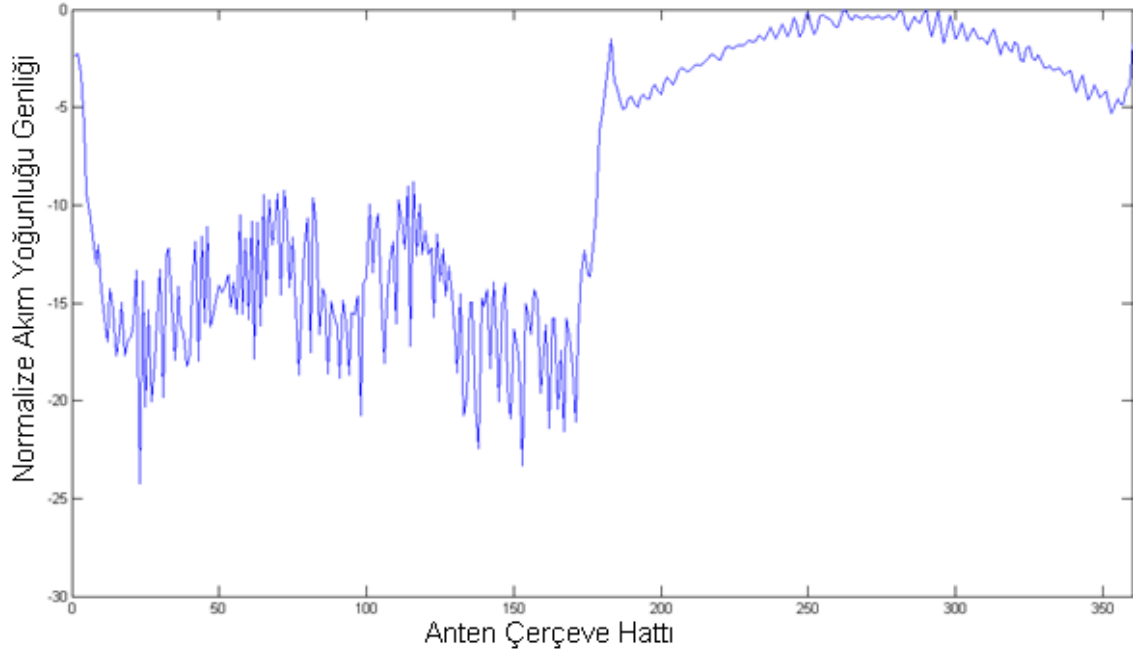
Şekil 4. 24 800 MHz için Reflektörün Işıma Örüntüsü



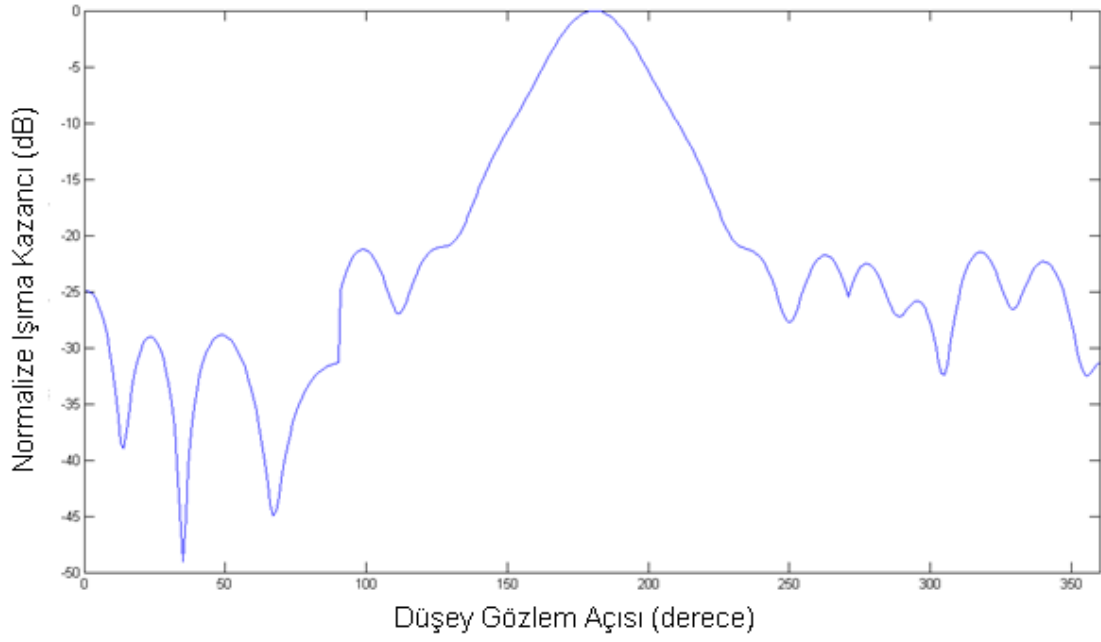
Şekil 4. 25 1 GHz için Akım Yoğunluğu Dağılımlı



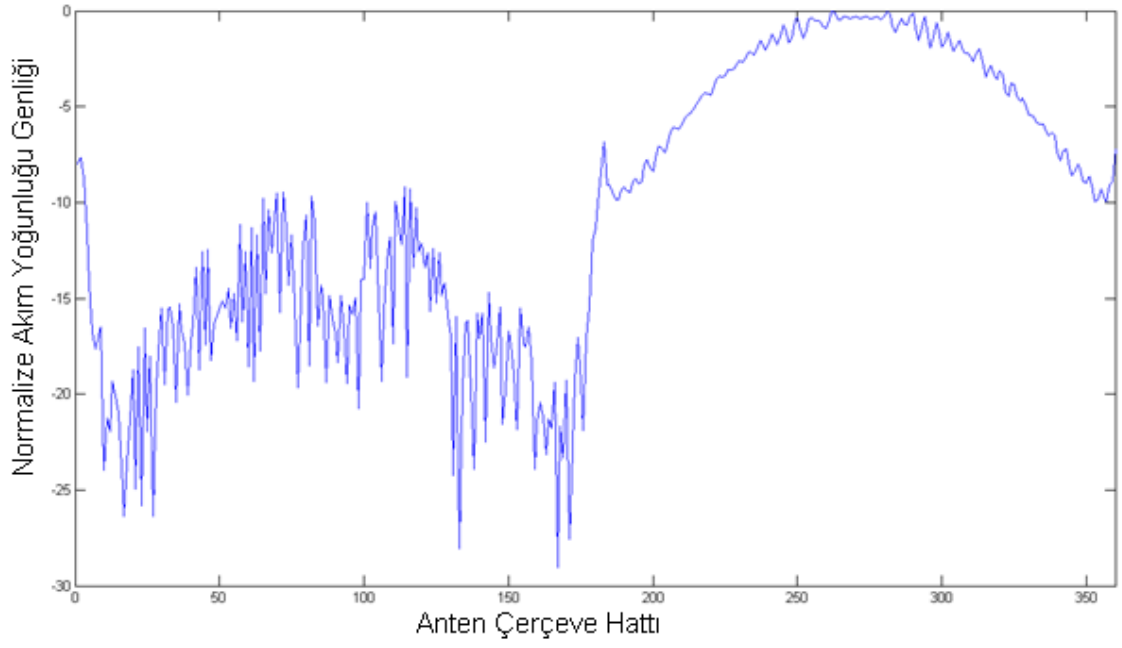
Şekil 4. 26 1 GHz için Reflektörün Işılma Örutüsü



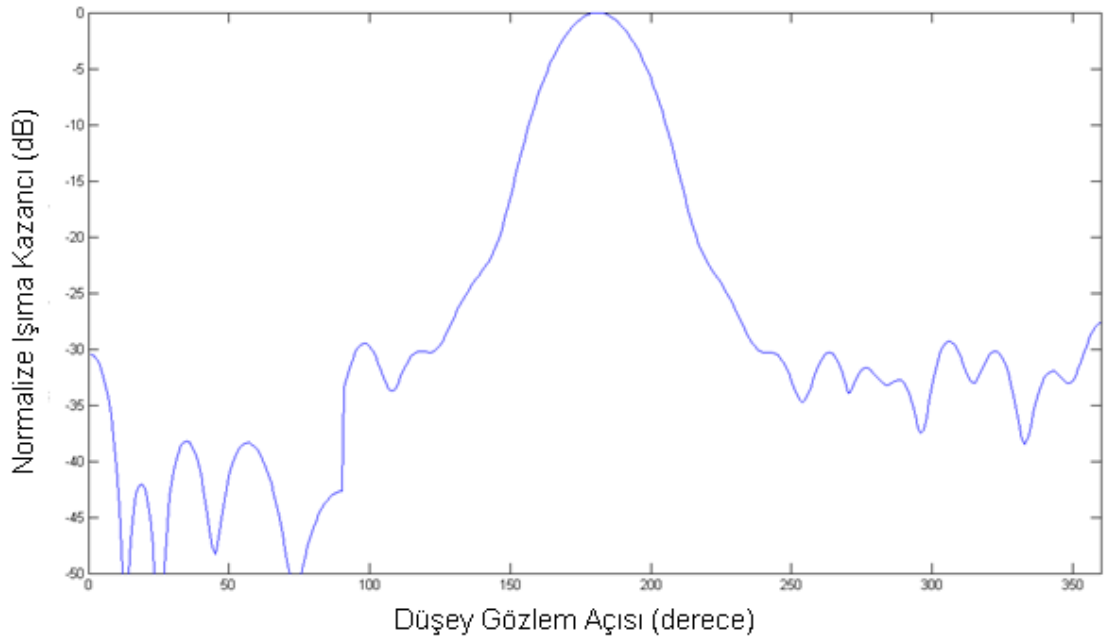
Şekil 4. 27 1.5 GHz için Akım Yoğunluğu Dağılımı



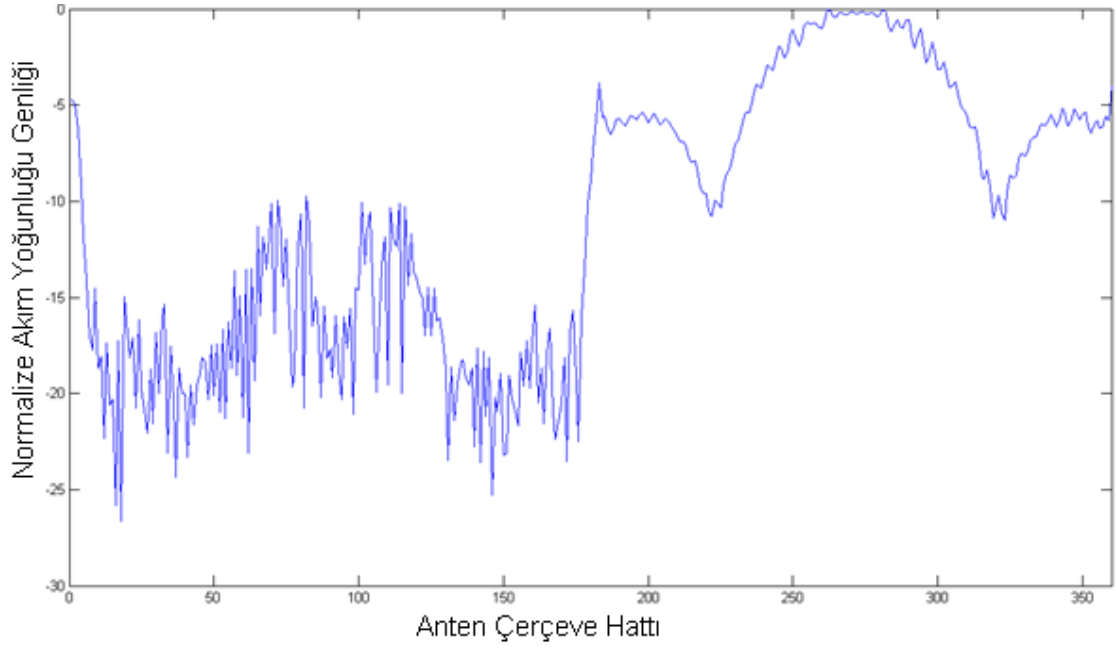
Şekil 4. 28 1.5 GHz için Reflektörün Işıma Örüntüsü



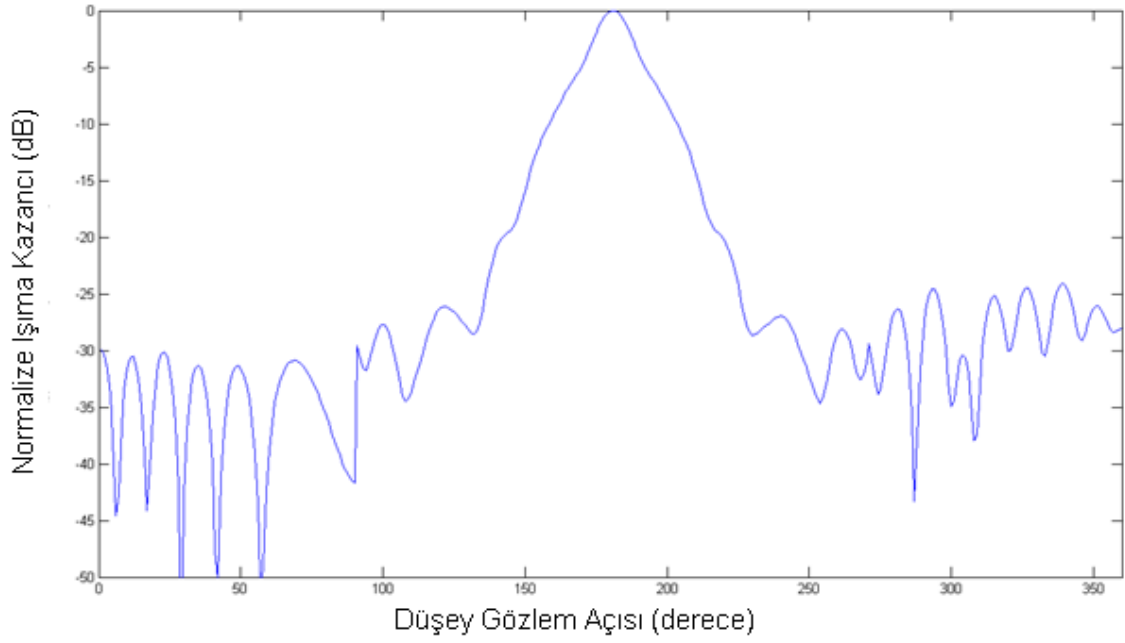
Şekil 4. 29 2 GHz için Akım Yoğunluğu Dağılımı



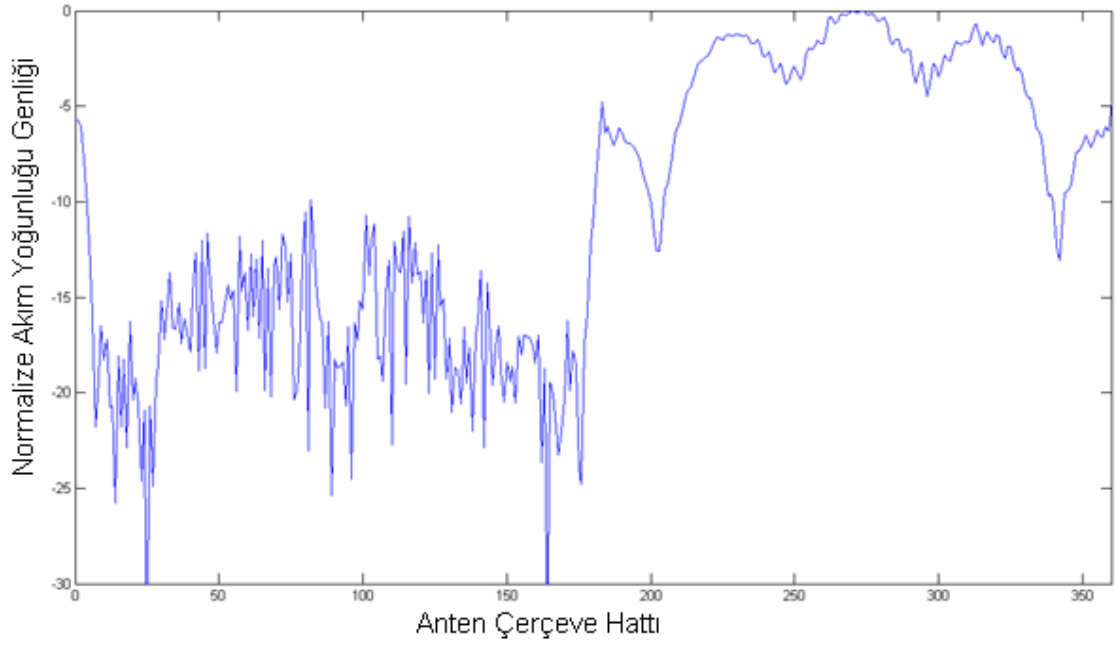
Şekil 4. 30 2 GHz için Reflektörün Işıma Örüntüsü



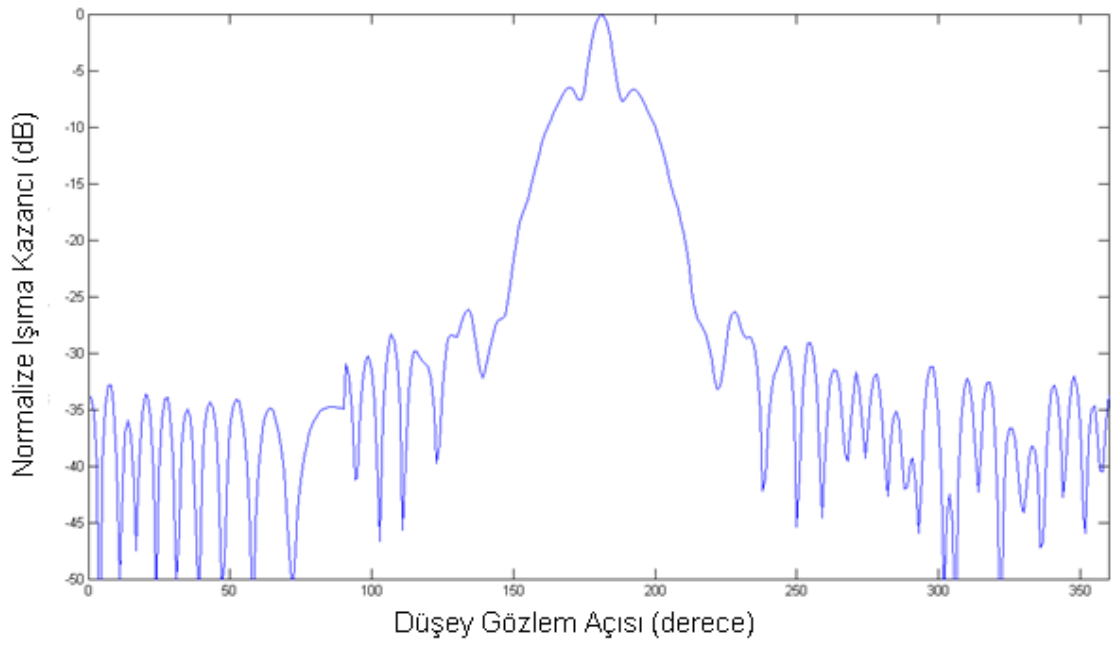
Şekil 4. 31 3 GHz için Akım Yoğunluğu Dağılımı



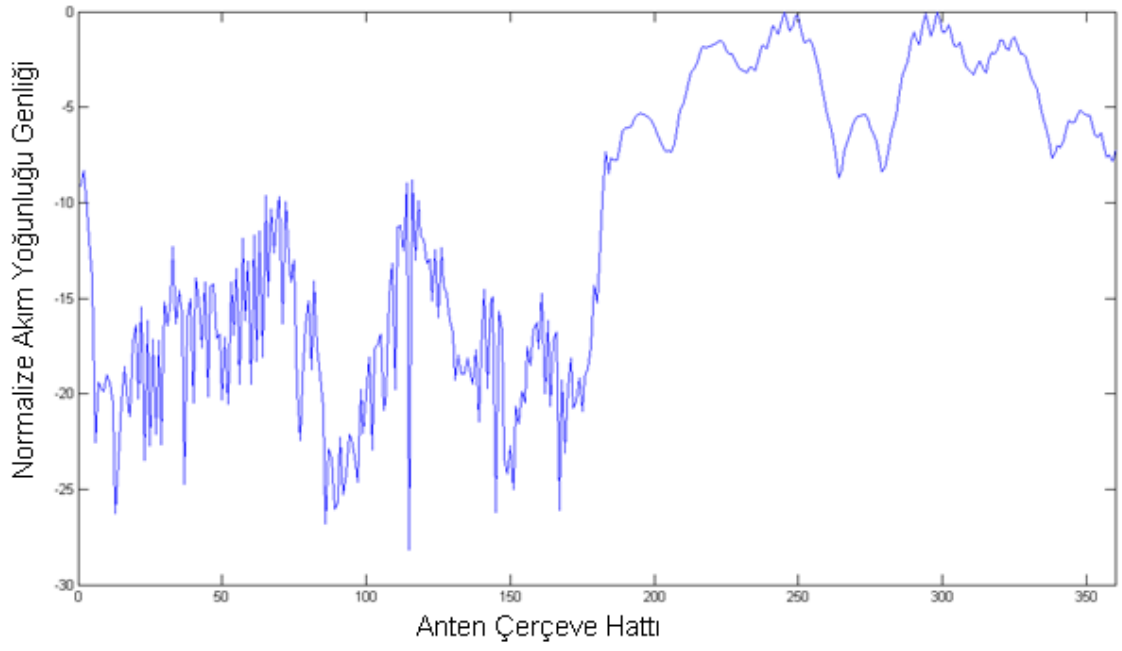
Şekil 4. 32 3 GHz için Reflektörün Işıma Örüntüsü



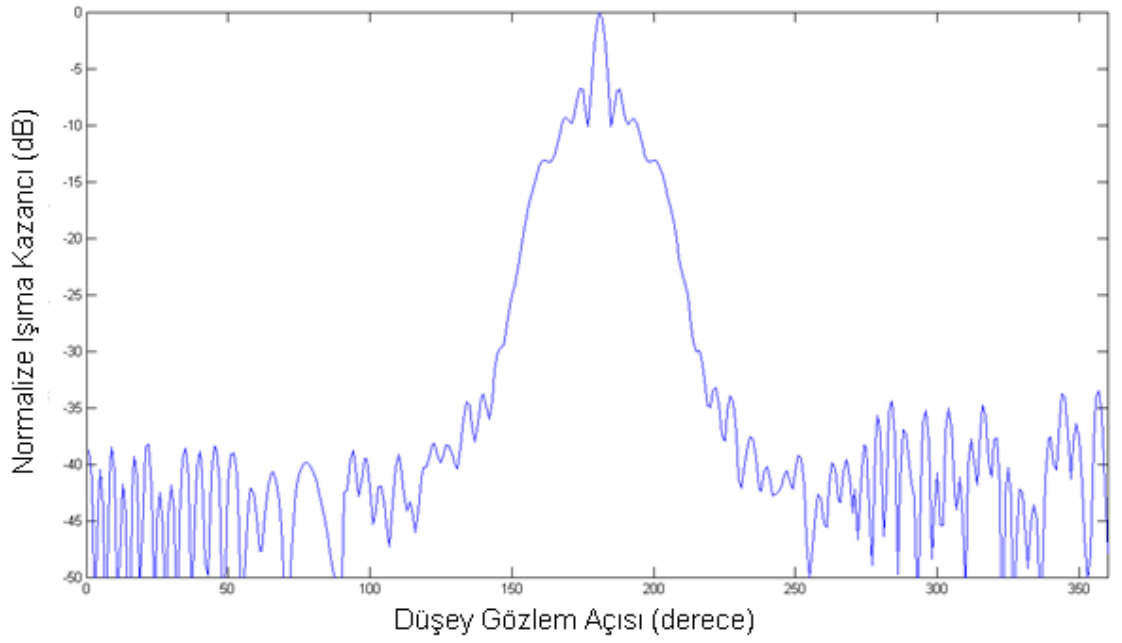
Şekil 4. 33 5 GHz için Akım Yoğunluğu Dağılımı



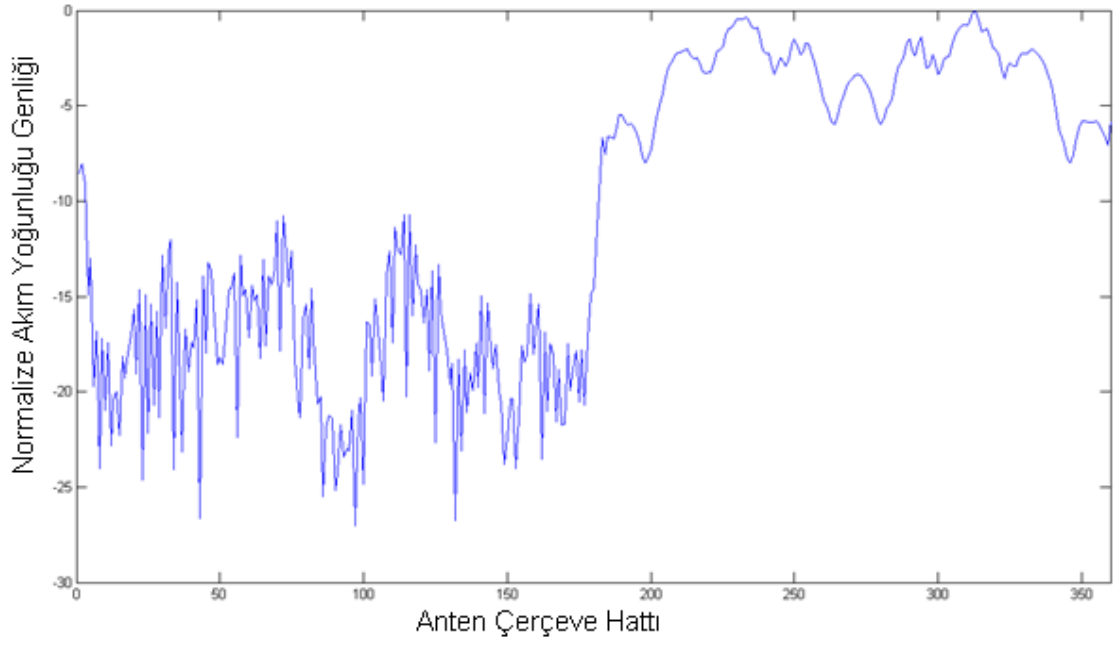
Şekil 4. 34 5 GHz için Reflektörün Işıma Örüntüsü



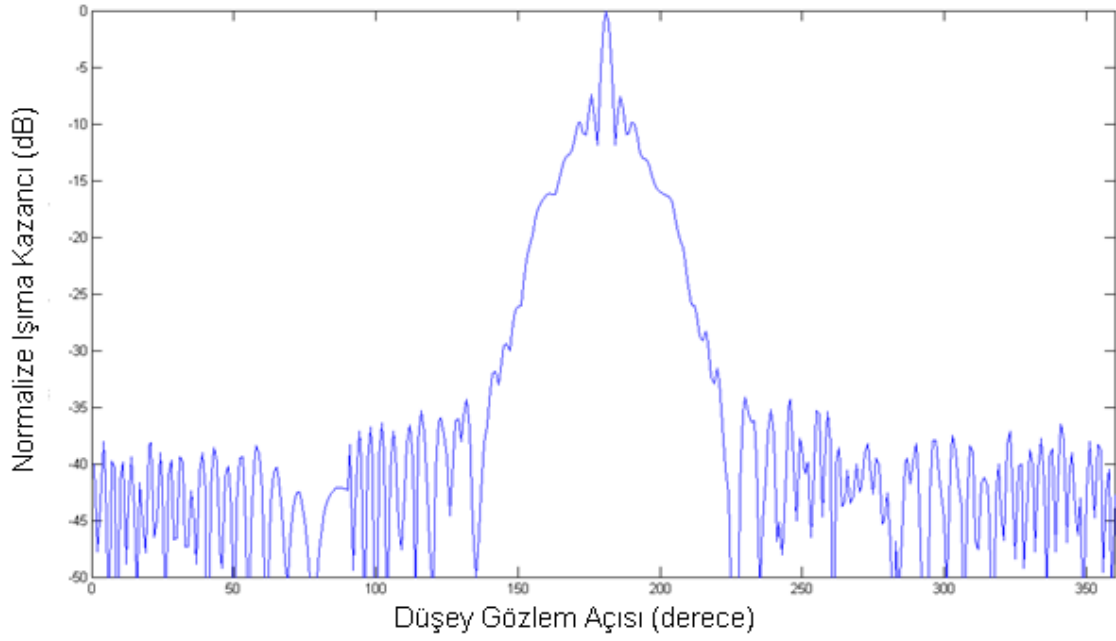
Şekil 4. 35.8 GHz için Akım Yoğunluğu Dağılımı



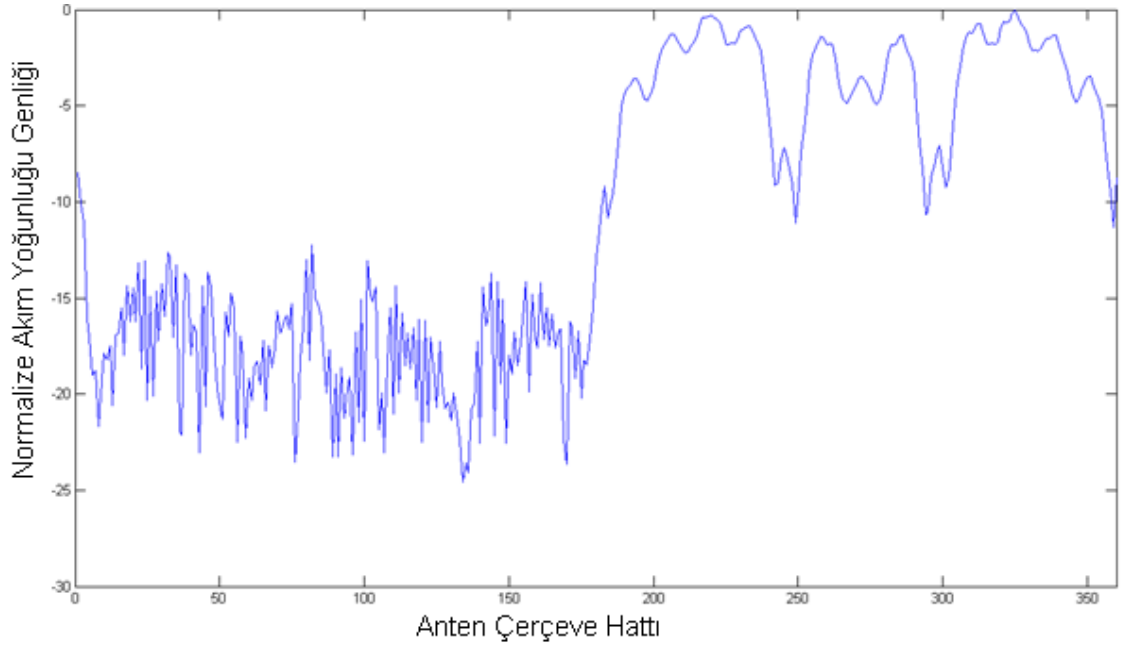
Şekil 4. 36.8 GHz için Reflektörün Işıma Örüntüsü



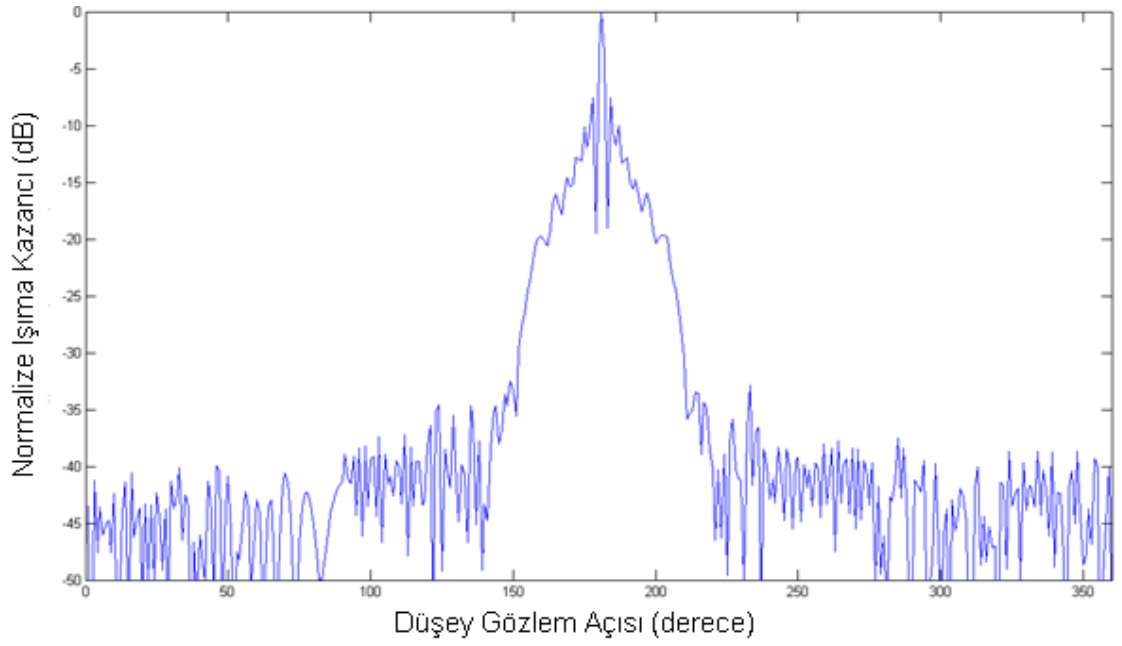
Şekil 4. 37 10 GHz için Akım Yoğunluğu Dağılımı



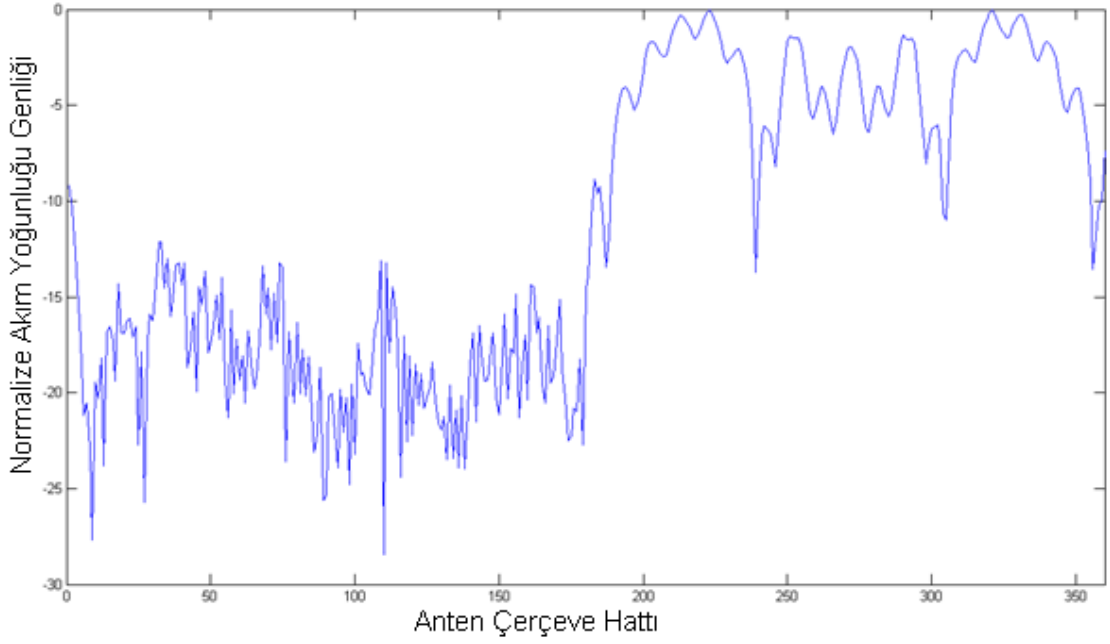
Şekil 4. 38 10 GHz için Reflektörün Işıma Örüntüsü



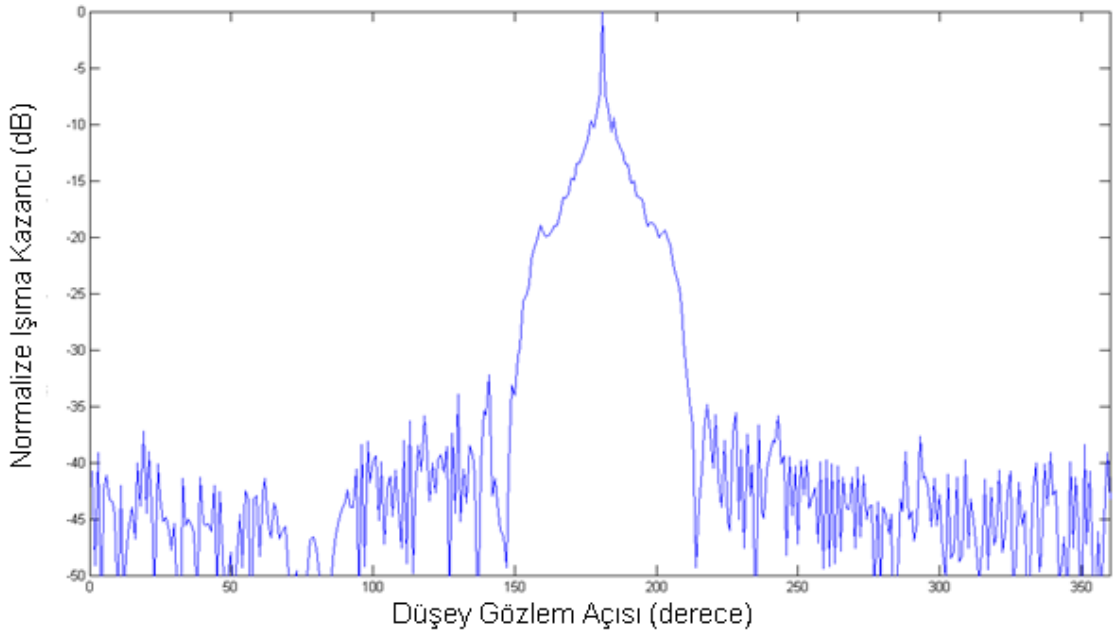
Şekil 4. 39 15 GHz için Akım Yoğunluğu Dağılımı



Şekil 4. 40 15 GHz için Reflektörün Işıma Örüntüsü



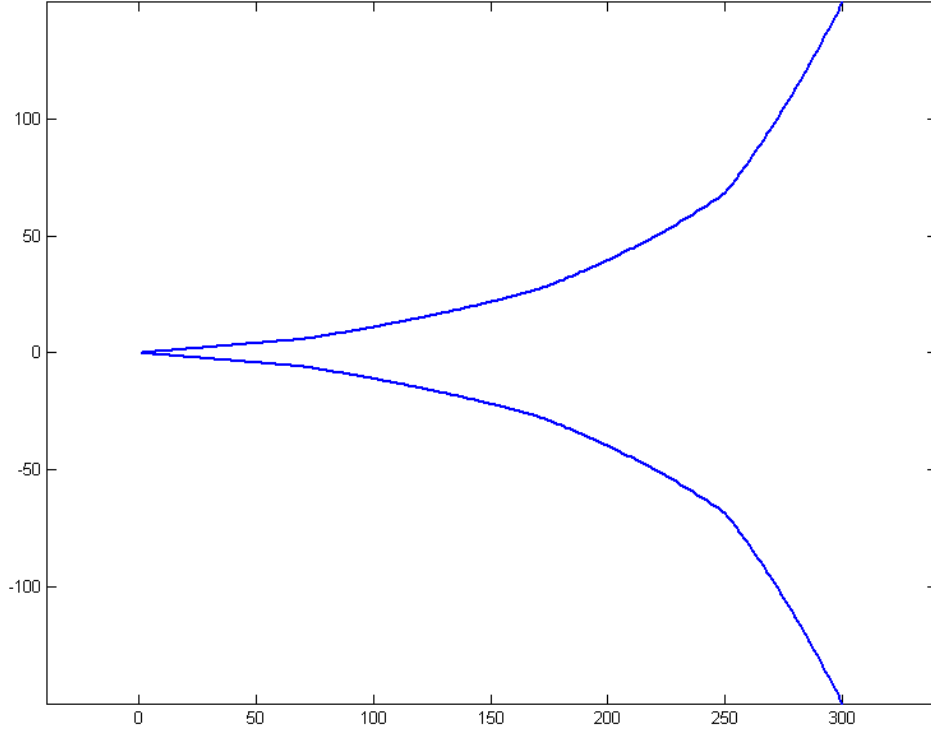
Şekil 4. 41 20 GHz için Akım Yoğunluğu Dağılımı



Şekil 4. 42 20 GHz için Reflektörün Işıma Örüntüsü

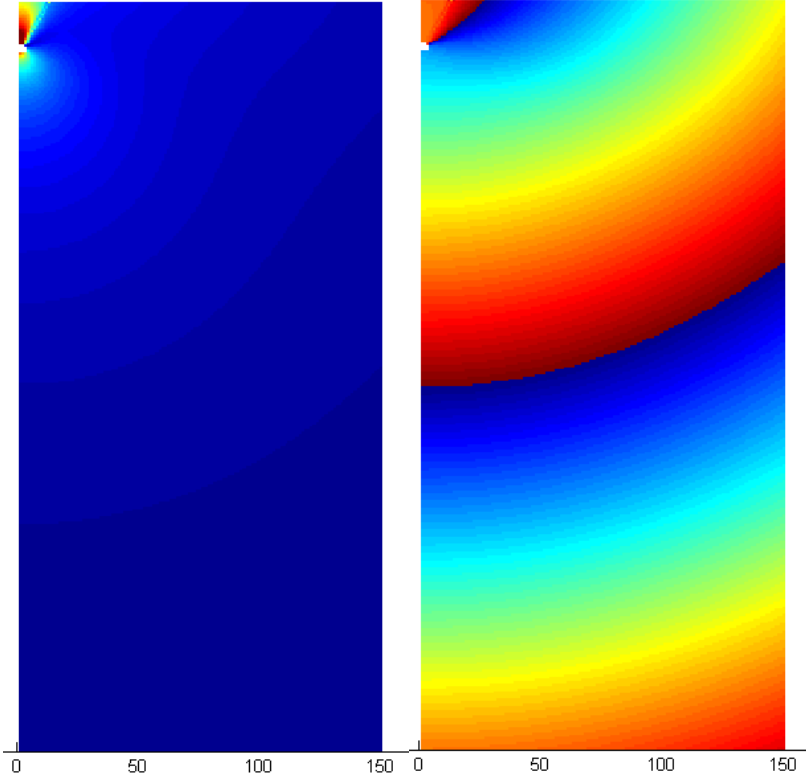
4.4 Vivaldi Anten Yapısı Kullanarak Elde Edilen Sonuçlar

Vivaldi anten yapısı TEM Horn anten yapısının gelişmiş halidir. Bu anten yapısı TEM Horn antenin kanatlarının dışa doğru kıvrılarak açılması ile elde edilir (Şekil 4.43). Bu sayede daha düşük frekanslarda daha iyi sonuçlar verdiği için antenin bant genişliği artmış olur.

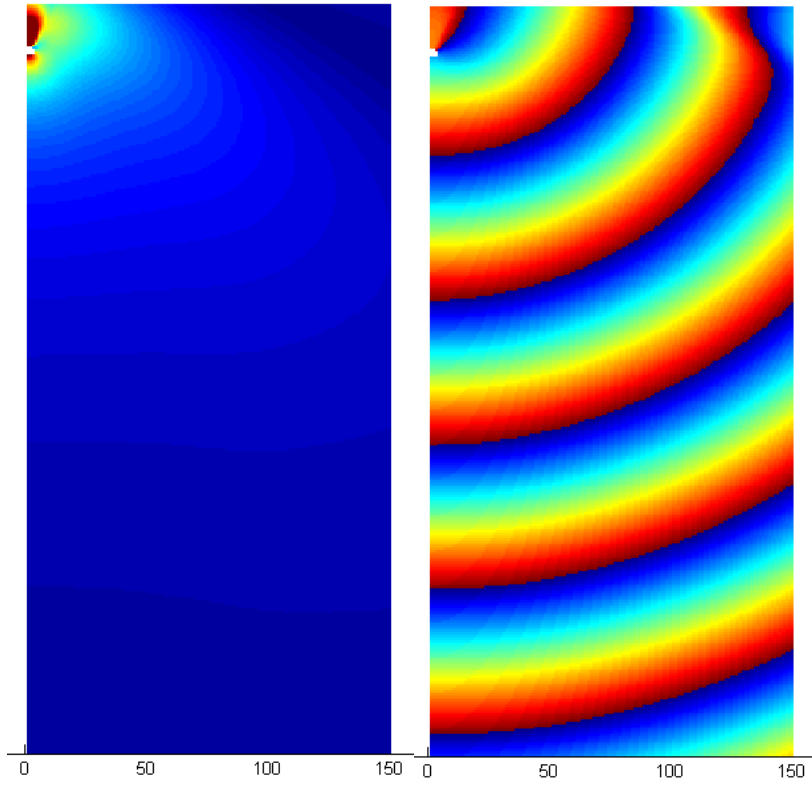


Şekil 4. 43 Vivaldi anten 2 boyutlu kesit geometrisi

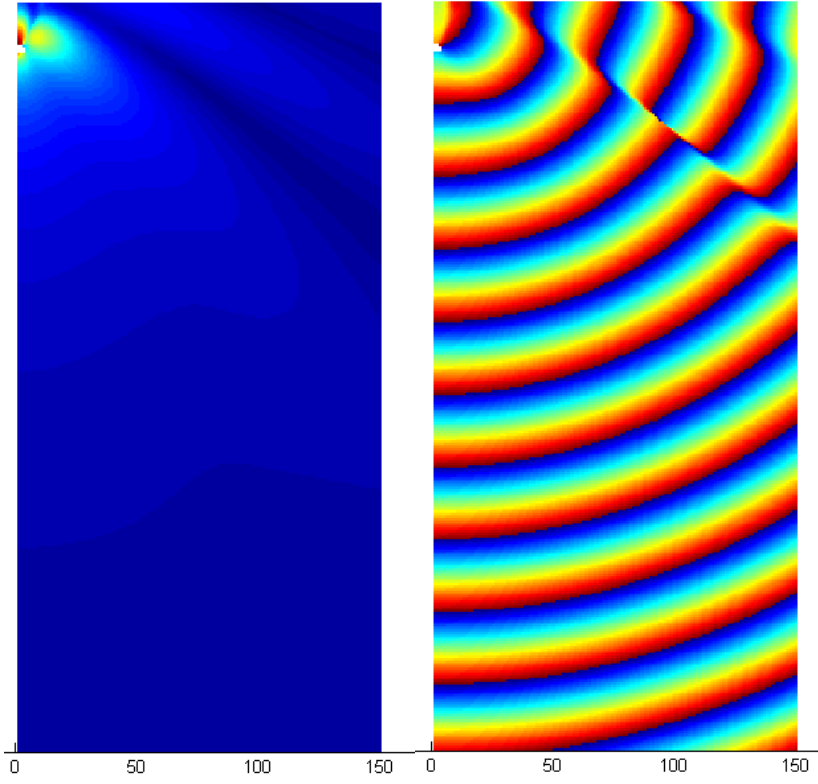
Vivaldi anten yapısı kullanarak elde edilen sonuçlara bakacak olursak:



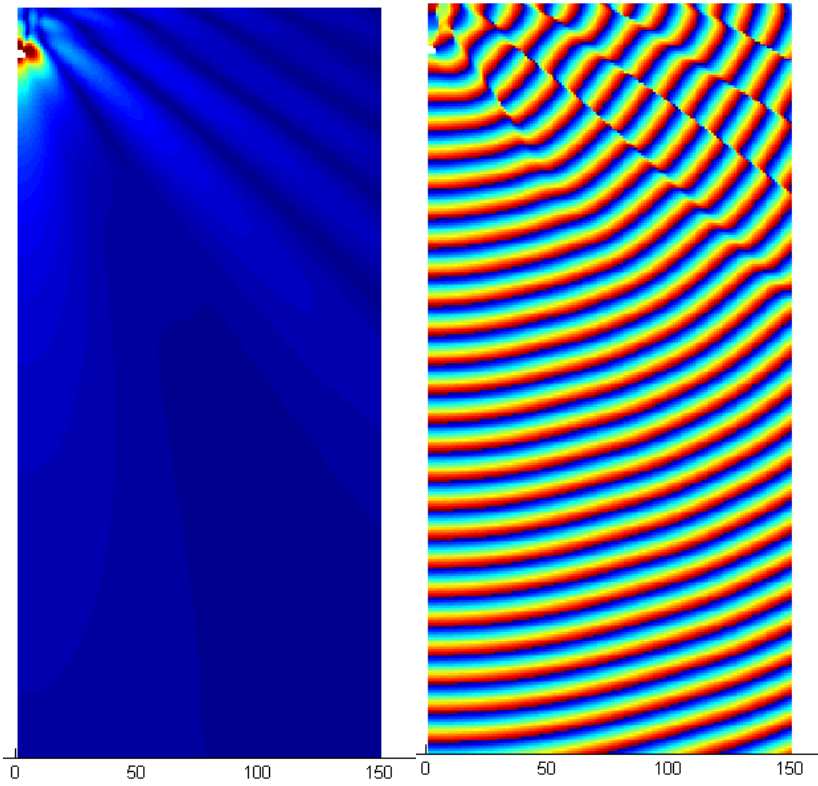
Şekil 4. 44 300 MHz için TEM Horn ışıma örüntüsü ve faz eğrileri



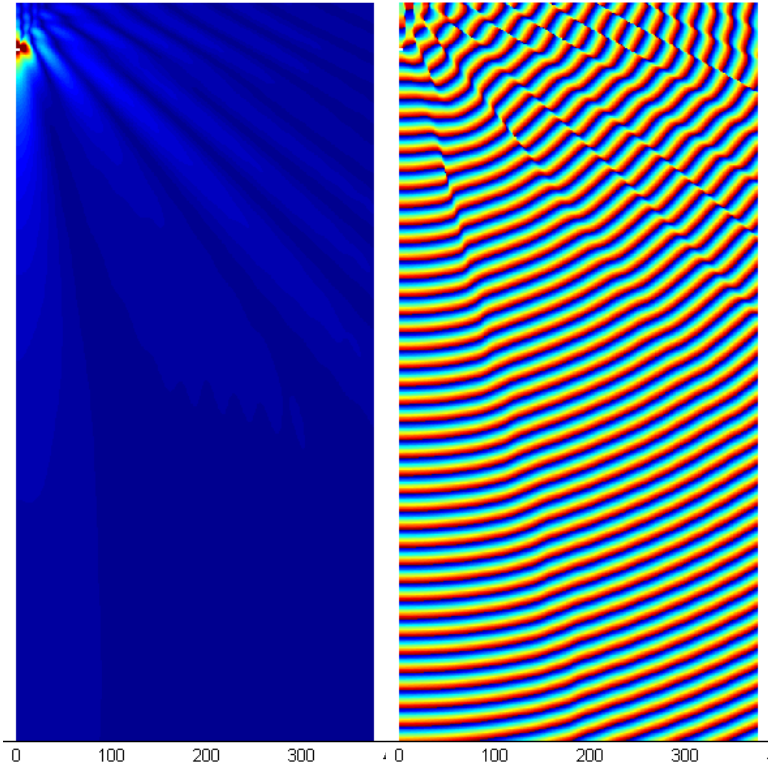
Şekil 4. 45 1 GHz için TEM Horn ışıma örüntüsü ve faz eğrileri



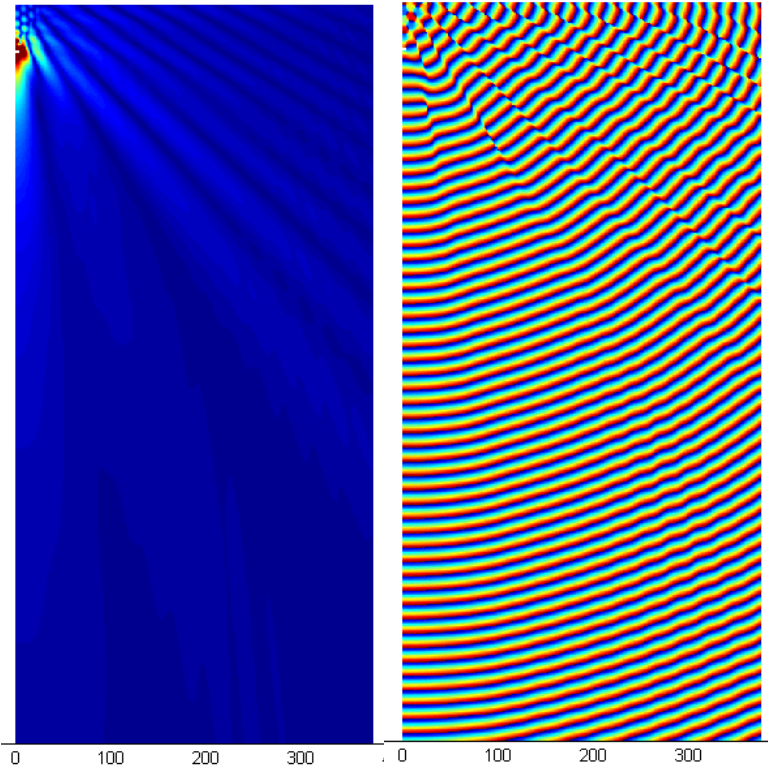
Şekil 4. 46 2 GHz için TEM Horn ışınma örüntüsü ve faz eğrileri



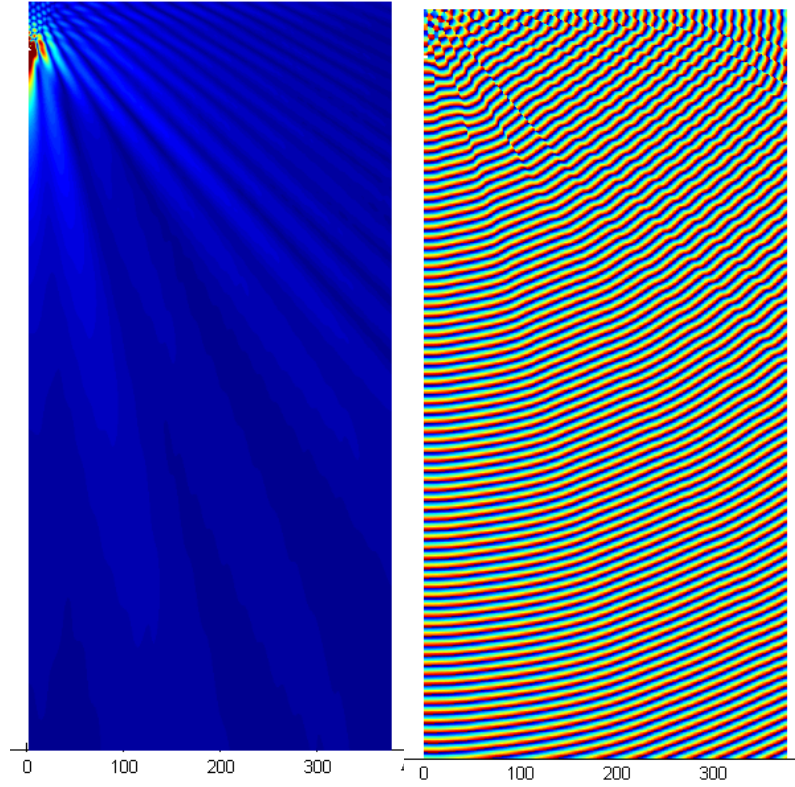
Şekil 4. 47 5 GHz için TEM Horn ışınma örüntüsü ve faz eğrileri



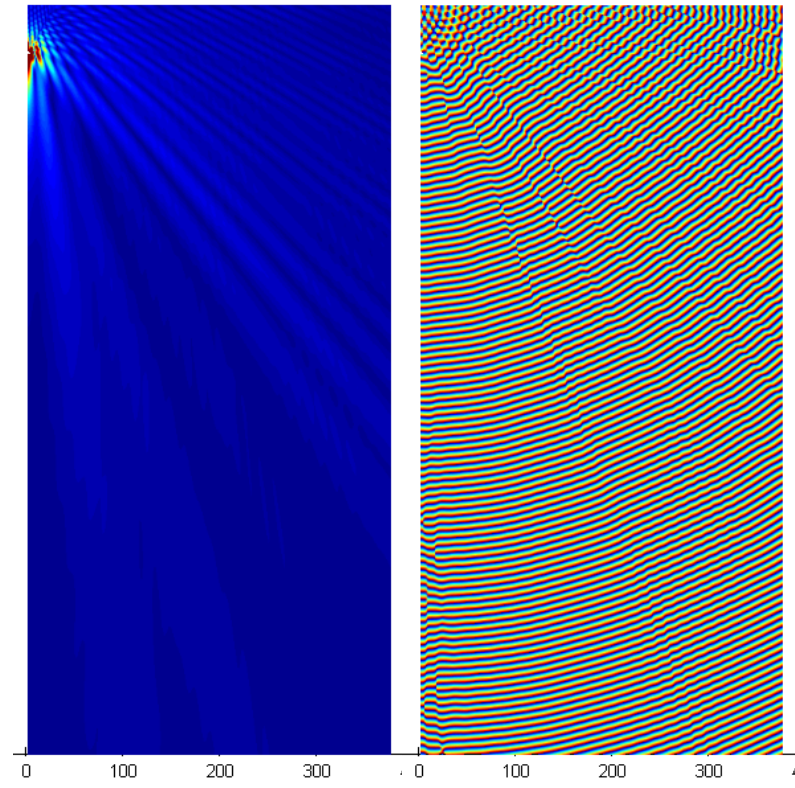
Şekil 4. 48.8 GHz için TEM Horn ışınma örüntüsü ve faz eğrileri



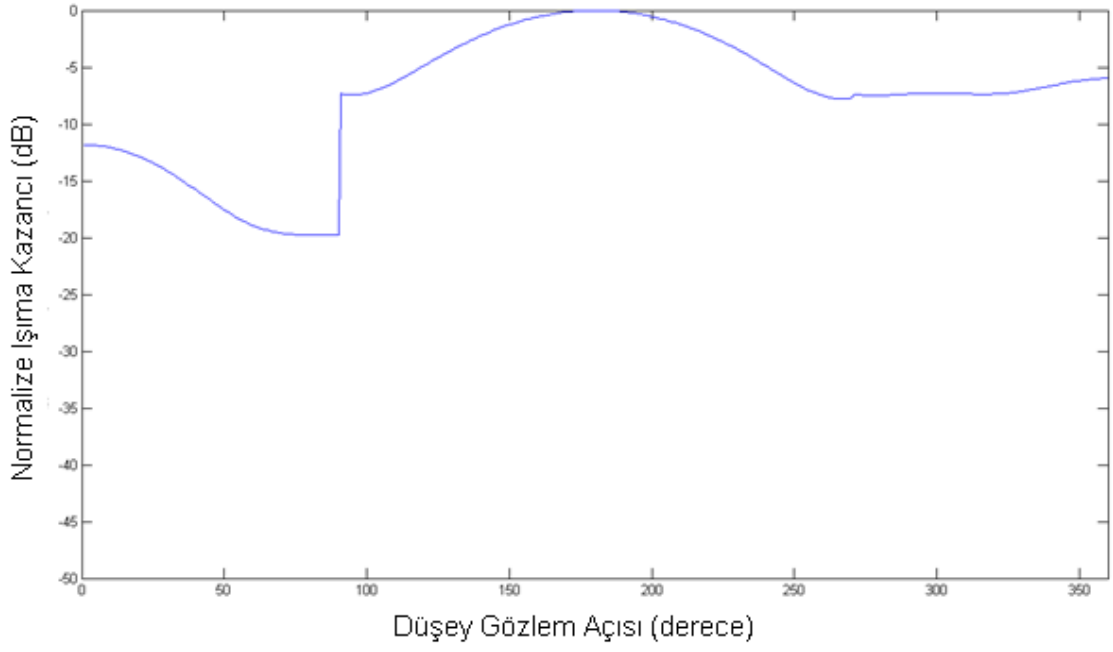
Şekil 4. 49.10 GHz için TEM Horn ışınma örüntüsü ve faz eğrileri



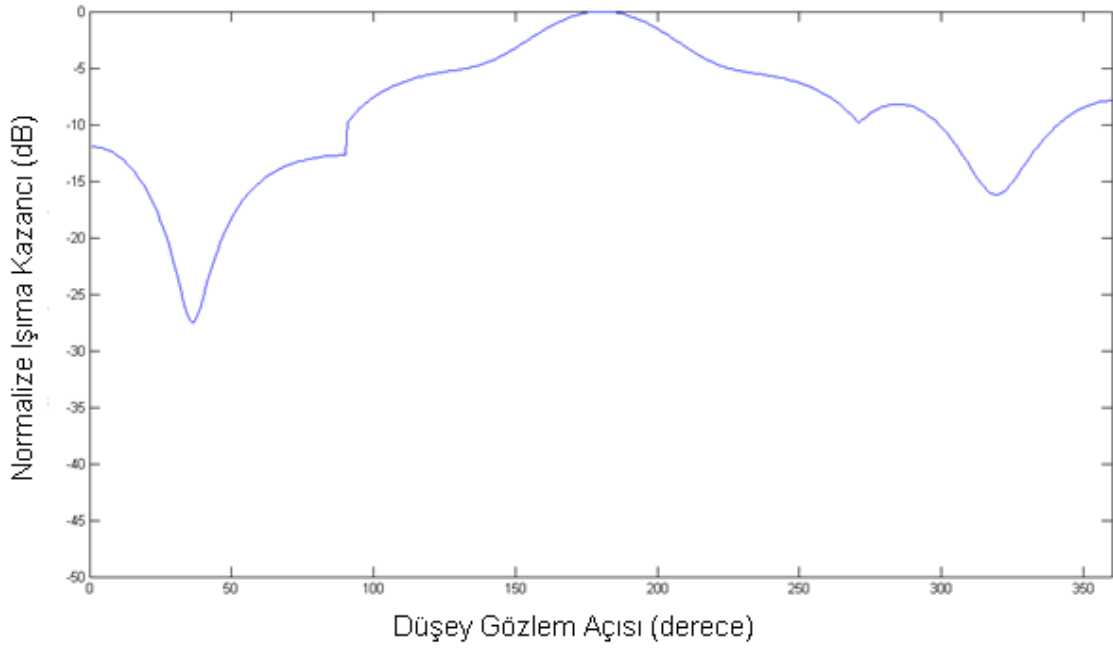
Şekil 4. 50 15 GHz için TEM Horn ışınma örüntüsü ve faz eğrileri



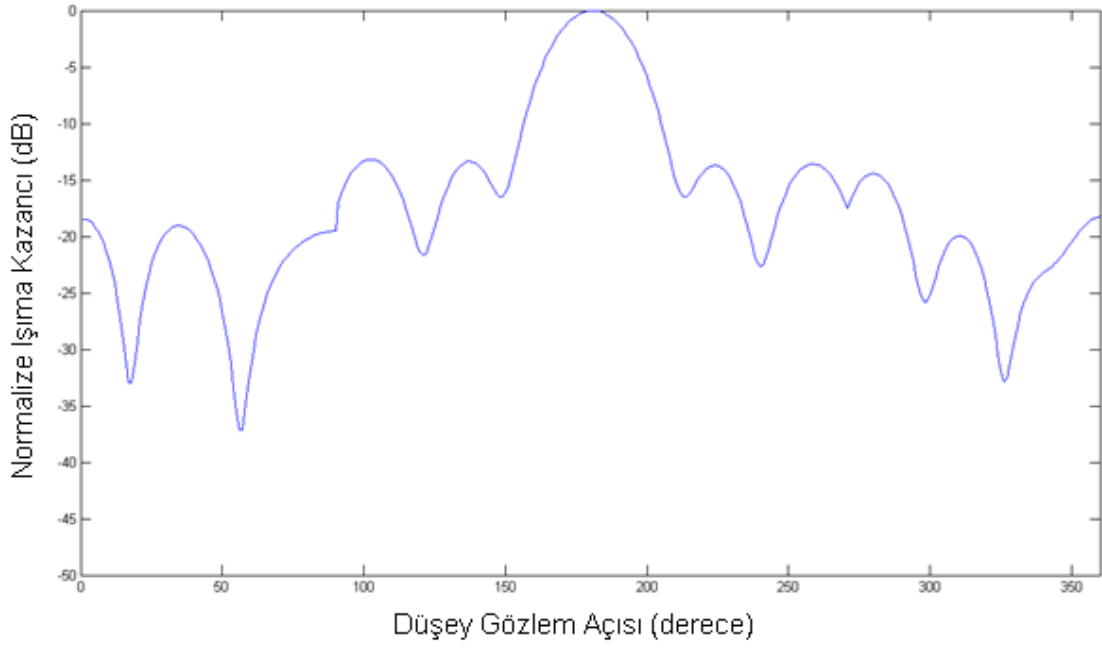
Şekil 4. 51 20 GHz için TEM Horn ışınma örüntüsü ve faz eğrileri



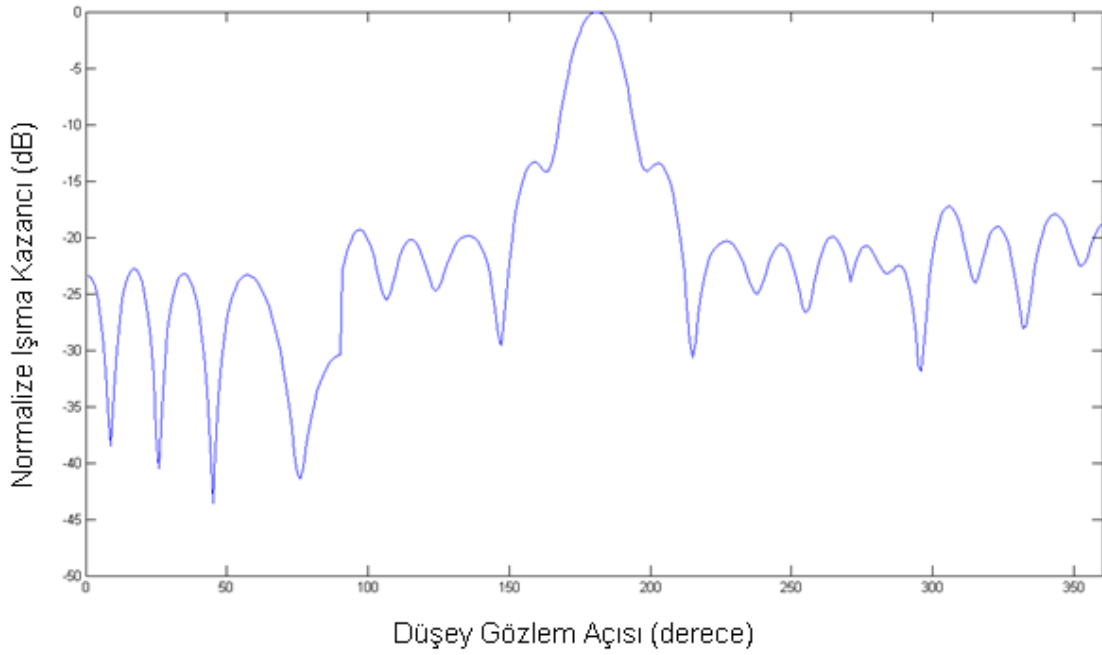
şekil 4. 52 300 MHz için reflektör antenin ışıma örüntüsü



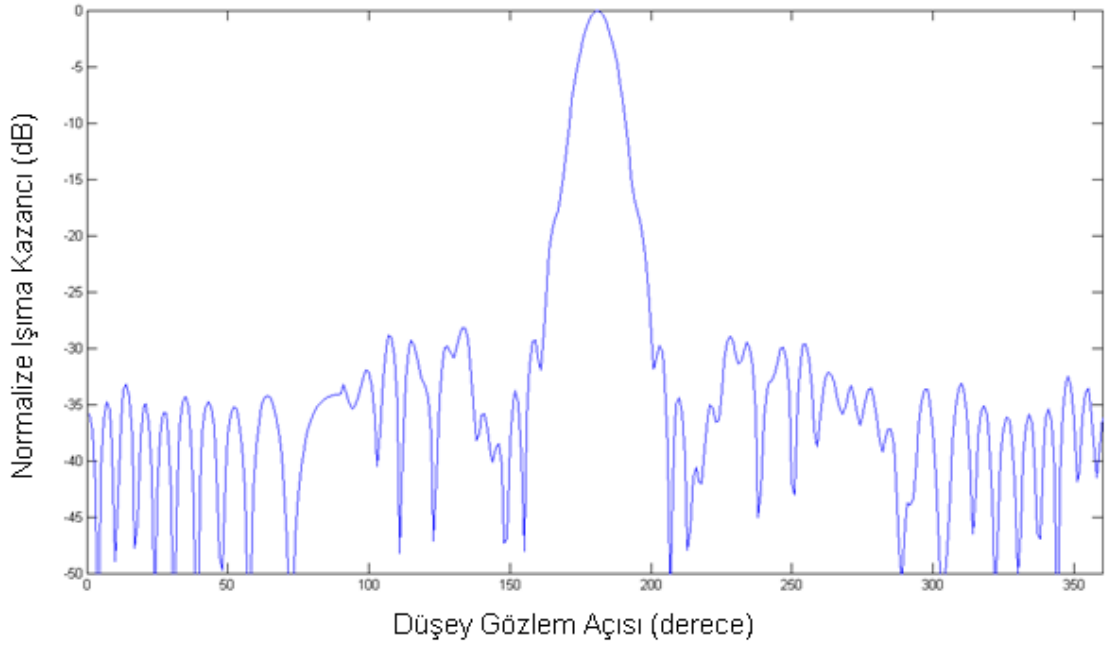
şekil 4. 53 500 MHz için reflektör antenin ışıma örüntüsü



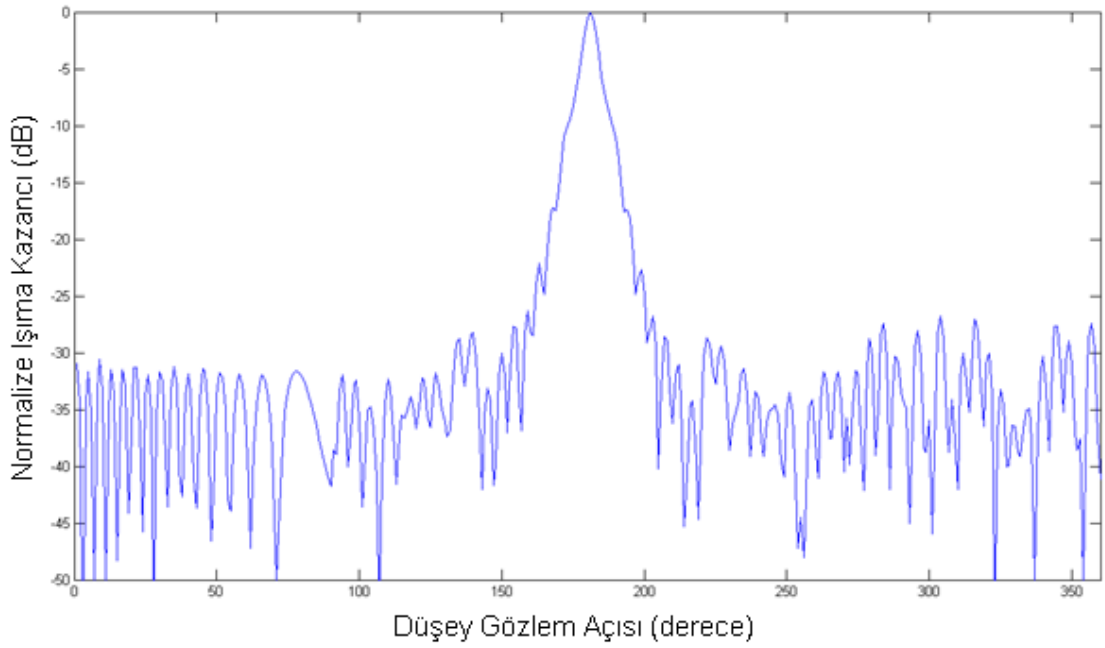
Ŗekil 4. 54.1 GHz için reflektör antenin ışıma örüntüsü



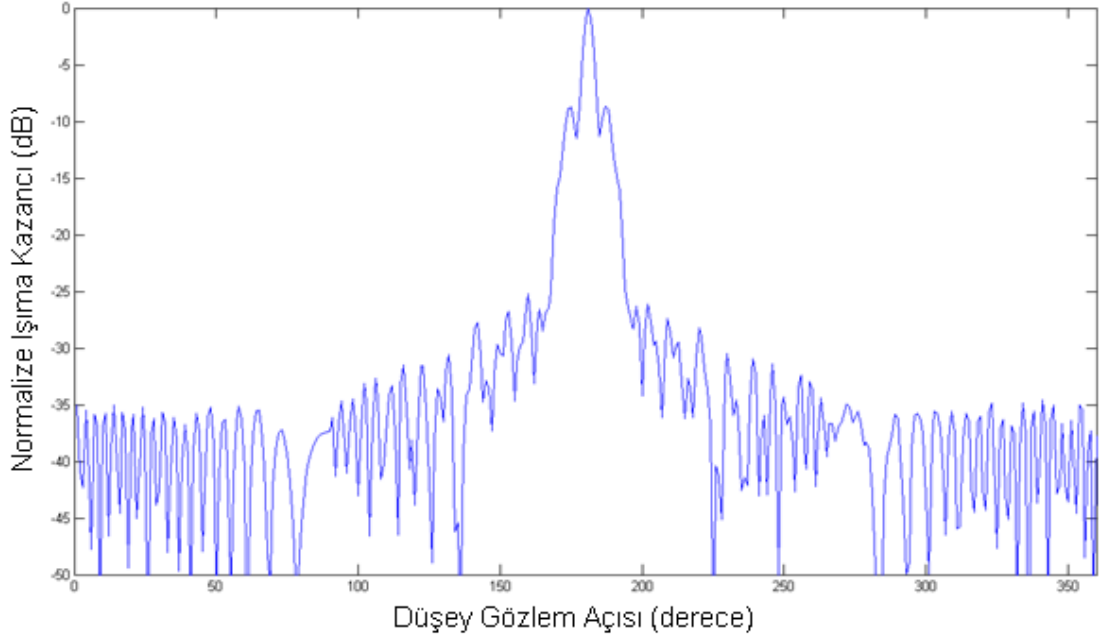
Ŗekil 4. 55.2 GHz için reflektör antenin ışıma örüntüsü



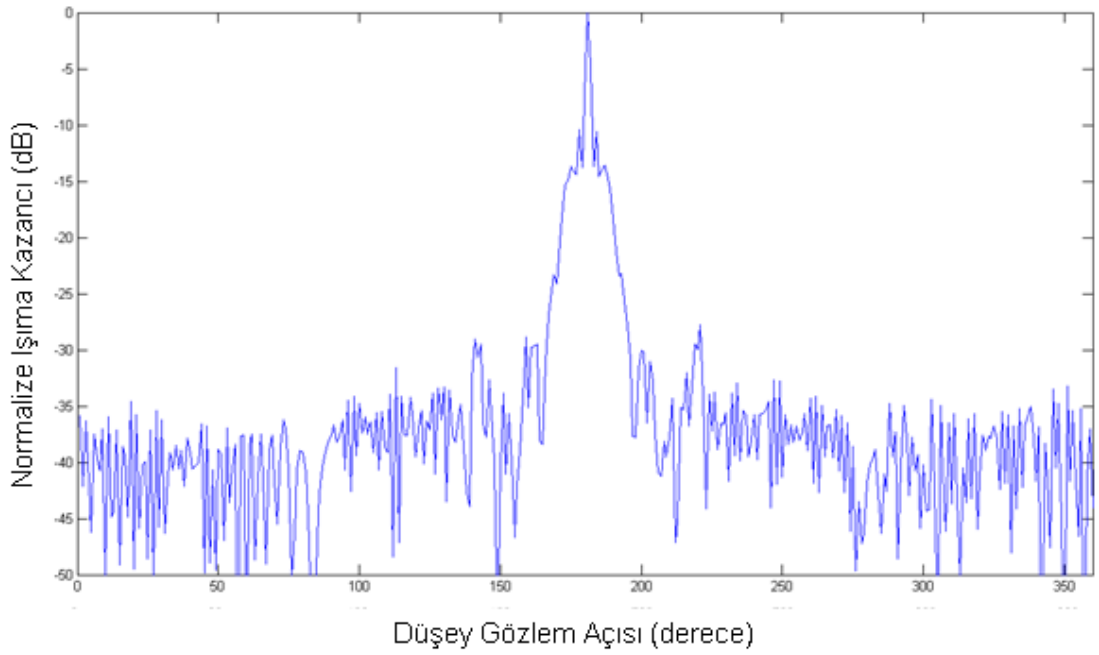
şekil 4. 56 5 GHz için reflektör antenin ışma örüntüsü



şekil 4. 57 8 GHz için reflektör antenin ışma örüntüsü

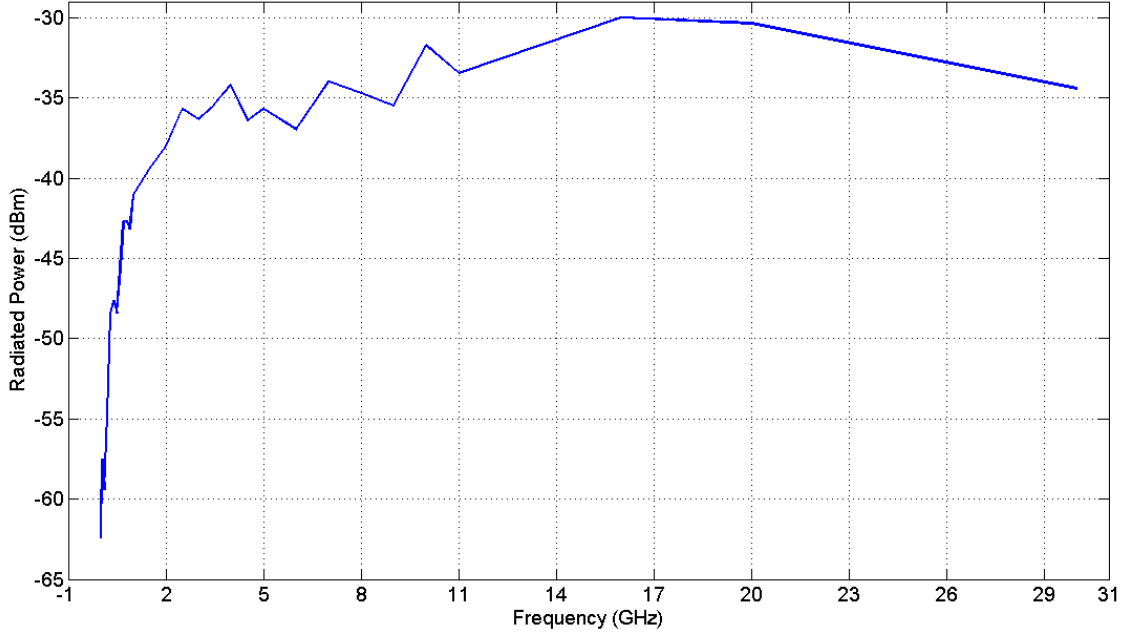


Ŗekil 4. 58 10 GHz için reflektör antenin ışma örüntüsü



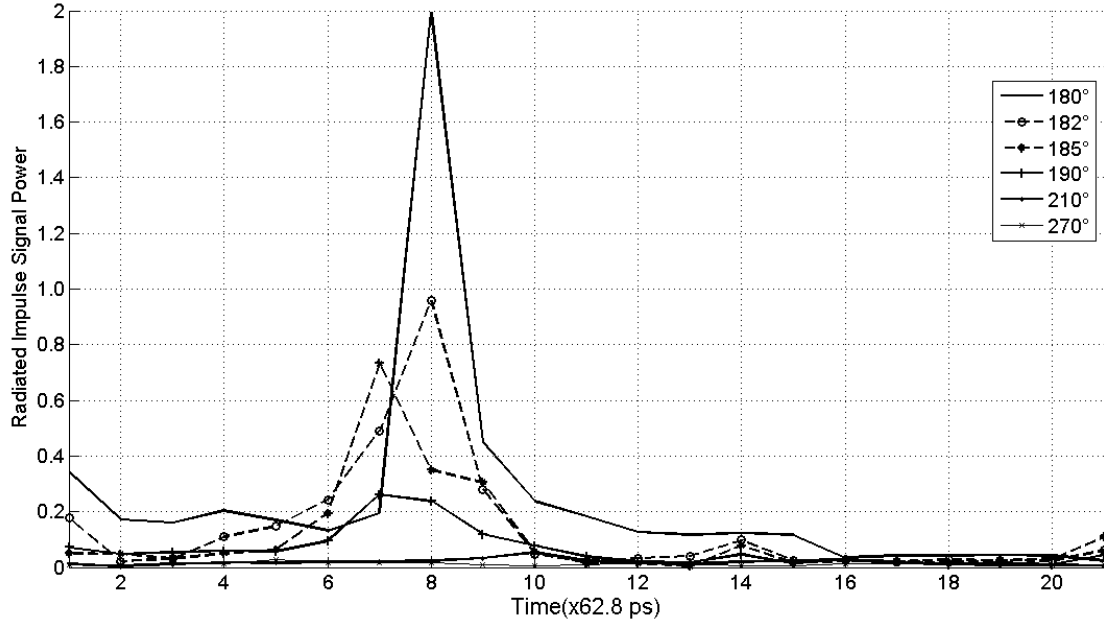
Ŗekil 4. 59 20 GHz için reflektör antenin ışma örüntüsü

Vivaldi yapıdaki anten ile birlikte incelediğimiz parabolik reflektör antenin frekans bandı boyunca ışıma gücüne bakarak antenin çalışma bandını görebiliriz. 300 MHz gibi alt kesim frekansından başlayıp 30 GHz e kadar çalışabilmektedir.



Şekil 4. 60 Frekans bandı boyunca antenin ışıma gücü

Aşağıdaki şekilde ise antenin belli açı değerleri için bütün frekans bandı boyunca verdiği darbe cevabını görmekteyiz. En yüksek güçteki cevabını antenin bakış yönünde yani 180 derecede görmekteyiz. Açı kenarlara doğru açıldıkça parabolik reflektör antenin karakteristiğinden beklendiği gibi güç hızlı bir şekilde düşmektedir.



Şekil 4. 61 Antenin farklı açılara göre darbe cevabı

5. SONUÇ

Geniş bant gereksinimi duyan radar ve haberleşme sistemlerinde anten bloğunun fiziki tasarımı hafiflik ve küçük boyut gereksinimleri dolayısıyla ciddi derecede zor olmaktadır. Bu bağlamda TEM horn antenin gerekli parametreleri optimize edildiğinde geniş bantlı, yüksek kazançlı, dar huzmeli ve düşük VSWR'li karakteristikleri sağladığı ve bow-tie , spiral anten gibi alternatif antenlere karşı tercih nedeni olduğu bilinmektedir.

Projede ilk olarak anten parametrelerine farklı değerler vererek optimize TEM horn anteni elde edilmiştir. Projenin bu aşamasında alt kesim frekansını TEM horn'un kol uzunluğunun belirlediği görülmüştür. Ayrıca yapısal empedansını kol açıklık açısının belirlediği sayısal analizler sonucunda anlaşılmıştır.

TEM Horn antenin çalışma frekansını artırmak için başka anten yapılarıyla birleştirilmesi amaçlanmış bunun için TEM Horn antenin yakın alan analizi yapılmıştır.

İkinci kısımda ise TEM Horn antenle birleştireceğimiz parabolik reflektör anten yapısı incelenmiş ve boyutu, derinliği ve besleme antene olan uzaklığı değiştirilerek daha geniş frekans bandına sahip bir yapı elde edilmeye çalışılmıştır.

Bu sayede TEM Horn antenin düşük alt kesim frekansı sayesinde horn anten beslemeli parabolik reflektörden daha geniş frekans bandına sahip anten elde edilmiştir.

Son kısımda incelediğimiz vivaldi yapıdaki TEM Horn anten ise antenin fiziksel yapısından dolayı huzme oluşumunun daha düşük frekanslardan başladığı görülmüş ve bu sayede antenin band genişliği artırılmıştır.

KAYNAKLAR

Akkaya İ., (1997), “*Antenler ve Propagasyon*”, Sistem Yayıncılık, İstanbul.

Balanis, Constantine A. , “*Antenna Theory, Analysis and Design* ” , John Willey Publications, 1997

Demet S. , Armağan Ş. , Sevinç Aydınlık B. ,Melikşah E. , Ahmet Serdar T. , “Dielektrik Cisimlerin Tespiti için Geniş Frekans Bantlı Yere Nüfuz Eden Radar Tasarımı”, Tübitak, Marmara Araştırma Merkezi, Bilişim Teknolojileri Araştırma Enstitüsü

Güneş F. “*Mikrodalga ve Lab. Dersi Ders Notları*”

Karachua E. and Türk A. S., “*E-Polarized Scalar Wave Diffraction By Perfectly Conductive Arbitrary Shaped Cylindrical Obstacles With Finite Thickness*”, International Journal of Infrared and Millimeter Waves, Vol. 22, No. 10, October 2001

Pozar D. M. , “*Microwave Engineering*”, John Wiley & Sons, 1998

Ruck, G. T. , “*Radar Cross Section Handbook*”, Plenum, New York, 1970

Sevgi L. , “*Elektromagnetik Problemler ve Sayısal Yöntemler*”, Birsen Yayınevi, İstanbul, 1999

Türk A. S. , “*Ultra-Wideband TEM Horn Design For Ground Penetrating Impulse Radar Systems*”, Microwave and Optical Technology Letters, Vol.41, No.5, June 2004

Türk A. S. , “*Hyper-Wide Band TEM Horn Array Design For Multi Band Ground Penetrating Impulse Radar* ”, Microwave and Optical Technology Letters, Vol.50, No.1, January 2008

Türk A. S. , “*Ultra-Wideband Vivaldi Antenna Design For Multisensor Adaptive Ground Penetrating Impulse Radar* ”, Microwave and Optical Technology Letters, Vol.48, No.5, May 2006

Türker T., “*Analitik Regülerizasyon Yöntemi İle Keyfi Şekilli Metal Dalga Kılavuzları Modellenmesi*”, Gebze Yüksek Teknoloji Enstitüsü, Yüksek Lisans Tezi, 2008

Yalçın U., Umul Y. Z., “*Odak Dışı Beslemeli Silindirik Parabolik Reflektör Antenlere Ait Işıma İntegralinin Optimizasyonu*”, Uludağ Üniversitesi Mühendislik-Mimarlık Fakültesi

Dergisi, Cilt 10, Sayı 2, 2005

Yalçın U., “İçbükey İletken Bir Yüzeyin Kenarından Kırınan Elektromagnetik Dalgaların Fiziksel Optik Hesabıyla Asimptotik Hesabı”, Union Radio Science International (URSI) Birinci Ulusal Kongresi, 2002

ÖZGEÇMİŞ

Doğum tarihi 14.02.1983

Doğum yeri Bartın

Lise 1997-2001 Tokat Anadolu Öğretmen Lisesi

Lisans 2002-2008 Yıldız Teknik Üniversitesi Elektrik-Elektronik Fak.
Elektronik ve Haberleşme Mühendisliği Bölümü

Yüksek Lisans 2008-2010 Yıldız Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü
Elektronik ve Haberleşme Müh. Anabilim Dalı,
Haberleşme Programı

Çalıştığı kurum(lar)

2008-2009 Empatik iletişim Ltd Şti.

2009-Devam ediyor YTÜ Elektronik ve Hab. Müh. Araştırma Görevlisi