

**YILDIZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**GEMİLERDE RADAR KESİT ALANI DÜŞÜRME
VE NÜMERİK YÖNTEMLE HESAPLANMASI**

Müh. Tahir KONTBAY

**FBE Elektronik ve Haberleşme Anabilim Dalı Haberleşme Programında
Hazırlanan**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Tez Danışmanı : Yrd. Doç.Dr. Hamid TORPİ

İSTANBUL, 2009

İÇİNDEKİLER

SİMGE LİSTESİ.....	iii
KISALTMA LİSTESİ.....	iv
ŞEKİL LİSTESİ.....	v
ÇİZELGE LİSTESİ.....	viii
ÖNSÖZ.....	ix
ÖZET.....	x
ABSTRACT.....	xi
1. GİRİŞ.....	1
2. NÜMERİK YÖNTEM.....	2
2.1. Zamanda Sonlu Farklar Yöntemi.....	2
2.2. FDTD ile Serbest Uzayın Bir Boyutlu Modeli.....	4
2.3. FDTD Metodu ve Kararlılık.....	6
2.4. YEE'nin Sonlu Farklar Algoritması.....	6
3. DİELEKTRİK VE KAYIPLI ORTAMLARDA YAYILM SENARYOLARI.....	15
3.1. Dielektrik Bir Ortamda Yayılım.....	15
3.2. Kayıplı Bir Ortamda Yayılım.....	19
3.3. Dielektrik ve Kayıplı Bir Ortamda 2 Boyutta Simülasyon.....	26
3.4. Mükemmel Uyumlandırılmış Plaka (PML).....	31
3.5. İki Boyutlu Düzlem Dalga Simülasyonu.....	44
3.6. Bir Dielektrik Silindire Çarpan Dalganın Simülasyonu.....	52
3.7. Gemi Yüzeyine Çarpan Düzlem Dalganın Simülasyonu.....	61
4. GEMİLERDE RKA (RADAR KESİT ALANI) ANALİZİ.....	69
4.1. RKA (Radar Kesit Alanı – RCS: Radar Cross Section).....	69
4.2. Basit Yüzeylerin RKA Değerleri.....	74
4.3. Gemilerde RKA Analizi.....	79
5. SONUÇLAR.....	84
KAYNAKLAR.....	86
ÖZGEÇMİŞ.....	87

SİMGE LİSTESİ

E	Elektrik Alan Şiddeti (N/C) = (V/m)
$\tilde{E}$	Normalize Elektrik Alan
D	Elektrik Akı Yoğunluğu (C/m ²)
ε	Ortamın Elektriksel Geçirgenliği (F/m)
ε_0	Dielektrik Sabiti ($8.854 \cdot 10^{-12}$ F/m)
ε_r	Bağıl Elektriksel Geçirgenlik
H	Magnetik Alan Şiddeti (A/m)
μ	Ortamın Magnetik Geçirgenliği (H/m)
μ_0	Serbest Uzay Geçirgenliği ($4\pi \cdot 10^{-7}$ H/m)
μ_r	Bağıl Magnetik Geçirgenlik
σ	Malzemenin İletkenliği ($1/(\Omega \cdot m)$), RCS Değeri (m^2)
f	Frekans (Hz)
η	Dalga Empedansı (Ω)
δ	Yardımcı Parametre
KH	Yazılım için Kullanılan Parametre (Kullanılan Hücre Sayısı)
Nstep	Yazılım için Kullanılan Parametre (İterasyon Sayısı)
spread	Yazılım için Kullanılan Parametre (Darbe Genişliği)
kstart	Yazılım için Kullanılan Parametre
ca(k)	Yazılım için Kullanılan Parametre
cb(k)	Yazılım için Kullanılan Parametre
mat(k)	Yazılım için Kullanılan Parametre
cons	Yazılım için Kullanılan Parametre
central	Yazılım için Kullanılan Parametre (Problem Uzayının Merkezi)
T	Yazılım için Kullanılan Parametre (Zaman Adımı)
Δx	x-yönündeki Hücre Mesafesi
Δy	y-yönündeki Hücre Mesafesi
$\tilde{A}$	Yansıma Katsayısı

KISALTMA LİSTESİ

FDTD	Zamanda Sonlu Farklar Metodu
PML	Perfectly Matched Layer (Mükemmel Uyumlandırılmış Tabaka)
RCS	Radar Cross Section (Radar Kesit Alanı)
RAM	Radar Absorbing Material (RSM, Radar Soğurucu Malzeme)

ŞEKİL LİSTESİ

Şekil 2.1 Farklar tasarımının gösterilimi	2
Şekil 2.2.FDTD Formülasyonunda E ve H alanlarının zaman ve konumda ayrışmaları	5
Şekil 2.3. Yee örgüsünün bir birim hücresinde alan bileşenlerinin pozisyonları.....	8
Şekil 2.4. 3D Yee Birim Hücresi.....	9
Şekil 2.5a. 100 zaman adımından sonra serbest uzayda bir darbenin FDTD simülasyonu	12
Şekil 2.5b. 150 zaman adımından sonra serbest uzayda bir darbenin FDTD simülasyonu.....	13
Şekil 2.5c. 200 zaman adımından sonra serbest uzayda bir darbenin FDTD simülasyonu	13
Şekil 3.1a. Nstep=150 için dielektrik sabiti 4 olan bir ortamın simülasyon sonuçları	17
Şekil 3.1b. Nstep=220 için dielektrik sabiti 4 olan bir ortamın simülasyon sonuçları	17
Şekil 3.1c. Nstep=250 için dielektrik sabiti 4 olan ortamın simülasyon sonuçları	18
Şekil 3.1d. Nstep=350 için dielektrik sabiti 4 olan ortamın simülasyon sonuçları	18
Şekil 3.1e. Nstep=250 için dielektrik sabiti 50 olan bir ortamın simülasyonu	19
Şekil 3.2a. Dielektrik Sabiti 4, iletkenliği 0.003(S/m) olan kayıplı ortama çarpan sinüzoidal dalganın simülasyonu	22
Şekil 3.2b. Dielektrik Sabiti 4, iletkenliği 0.04(S/m) olan kayıplı bir ortama çarpan sinüzoidal dalganın simülasyonu	23
Şekil 3.2c Dielektrik Sabiti 4, iletkenliği 0.04(S/m) olan kayıplı bir ortama çarpan Gauss darbesinin simülasyonu (Nstep=100)	24
Şekil 3.2d.. Dielektrik Sabiti 4, iletkenliği 0.04(S/m) olan kayıplı bir ortama çarpan Gauss darbesinin simülasyonu (Nstep=275)	24
Şekil 3.2e. Dielektrik sabiti 4, iletkenliği 0.04(S/m) olan kayıplı bir ortama çarpan Gauss darbesinin simülasyonu (Nstep=350)	25
Şekil 3.2f. Dielektrik sabiti 10, iletkenliği 0.1(S/m) olan kayıplı bir ortama çarpan Gauss darbesinin simülasyonu	25
Şekil 3.2g. Dielektrik sabiti 10, iletkenliği 0.1(S/m) olan kayıplı bir ortama çarpan Gauss darbesinin simülasyonu (Nstep=400)	26
Şekil 3.3. İki boyutlu TM analizi için E ve H alanlarının ayrışımı	27
Şekil 3.4a. Nstep=15 zaman adımı simülasyon sonucu	30
Şekil 3.4b. Nstep=30 zaman adımı simülasyon sonucu	30

Şekil 3.4c. Nstep=60 zaman adımı simülasyon sonucu	31
Şekil 3.5. PML ile ilgili parametrelerin gösterimi	36
Şekil 3.6a. PML modellemesi Nstep=60 zaman adımı simülasyon sonucu.....	43
Şekil 3.6b. PML modellemesi Nstep=100 zaman adımı simülasyon sonucu	43
Şekil 3.7 İki boyutlu problem uzayında toplam/saçılan alanların gösterimi	44
Şekil 3.8. Hem toplam, hem saçılan alanlardaki noktaların gösterimi	45
Şekil 3.9a. Nstep=25 için düzlem dalga simülasyonu	50
Şekil 3.9b. Nstep=60 için düzlem dalga simülasyonu	50
Şekil 3.9c. Nstep=100 için düzlem dalga simülasyonu	51
Şekil 3.9d. Nstep=120 için düzlem dalga simülasyonu	51
Şekil 3.10 Bir dielektrik silindire çarpan düzlemsel dalganın simülasyon diyagramı	52
Şekil 3.11a. Nstep=25 silindirik için saçılım simülasyonu	58
Şekil 3.11b. Nstep=50 silindirik için saçılım simülasyonu	59
Şekil 3.11c. Nstep=60 silindirik için saçılım simülasyonu	59
Şekil 3.11d. Nstep=100 silindirik için saçılım simülasyonu	60
Şekil 3.11e. Nstep=100 silindirik için saçılım simülasyonu	60
Şekil 3.12a. Nstep=150 için gemi yan yüzeyi saçılım simülasyonu.....	67
Şekil 3.12b. Nstep=190 için gemi ya yüzeyi saçılım simülasyonu.....	67
Şekil 3.13. Nstep=190, epsilon=2 için gemi yan yüzeyi saçılım smülasyonu.....	68
Şekil 4.1. Kenarı 0.25 olan plakanın X-Bandındaki RCS değerinin açığa göre değişimi	71
Şekil 4.2a. F117 ve B2 uçağı	73
Şekil 4.2.b Sea Shadow gemisi	73
Şekil 4.3. Eğimli düz plaka yansıması	74
Şekil 4,4a. FEKO’da küpün görünümü	75
Şekil 4.4b. Küpün RKA paterni	76
Şekil 4.5a FEKO’da kürenin görüntüsü	77

Şekil 4.5b Küreye ait RKA paterni (XY düzlemi)	77
Şekil 4.6a. Silindirin FEKO programındaki görünümü	78
Şekil 4.6b. Silindire ait RKA paterni (XY düzlemi).	78
Şekil 4.6c Silindire ait RKA paterni (YZ düzlemi)	79
Şekil 4.7 Radar sinyallerinin gemiye XY düzlemi boyunca (0^0 'den 360^0 'ye birer derece aralıklarla) gelme durumu	79
Şekil 4.8. Sea Shadow gemisinin FEKO programındaki görünümü: (a) çapraz, (b) ön, (c) yan.	80
Şekil 4.9 Sea Shadow gemisine ait RKA paterni (XY düzlemi)	81
Şekil 4.10 Radar sinyallerinin gemiye $\theta=45$ ile gelme durumu	81
Şekil 4.11 Sea Shadow gemisine ait RKA paterni ($\theta=45$)	82
Şekil 4.12 Radar sinyallerinin hedefe yatay (XY düzlemi) ve eğik açı ile (XY düzlemi ile 45^0 açı yapacak şekilde) gelmesi durumunda elde edilen RKA patern	83

ÇİZELGE LİSTESİ

Çizelge 2.1. Boşlukta 1D FDTD simülasyonu için hazırlanan yazılım	11
Çizelge 3.1. Dielektrik ortama çarpan darbenin simülasyonu için hazırlanan yazılım	16
Çizelge 3.2. Kayıplı ortam simülasyonu için hazırlanan yazılım	21
Çizelge 3.3. 2D kayıplı ortam simülasyonu için hazırlanan yazılım	28
Çizelge 3.4. Mükemmel uyumlandırılmış tabaka (PML) modelleme simülasyonu	38
Çizelge 3.5. Düzlem dalga simülasyonu	45
Çizelge 3.6. Dielektrik silindire çarpan düzlem dalganın 2D TM simülasyonu	52
Çizelge 3.7. Gemi yüzeyine çarpan düzlem dalganın 2D TM simülasyonu.....	61

ÖNSÖZ

‘Gemilerde Radar Kesit Alanı Düşürme ve Nümerik Yöntemle Hesaplanması’ konulu bu tezde amaç, Radar Kesit Alanı, geometrik düzenlemeyle veya dış yüzeyine soğurucu madde kaplanması suretiyle düşürülmüş olan gemilerde nümerik hesap yöntemi kullanılarak Radar Kesit Alanı küçülmesini deneysel olarak grafiklerle ortaya koymaktır. Bu amaç doğrultusunda çeşitli kaynaklar kullanılarak MATLAB VE FEKO Programlarıyla grafiksel sonuçlar ortaya çıkarılmıştır.

Tezin hazırlanmasında beni yönlendiren ve çalışmalarımda bana yol gösteren değerli hocam Doç.Dr.Hamid Torpi’ye, tüm eğitim hayatım boyunca bana sonsuz destek olan ve beni bugünlere getiren aileme, manevi desteğini her daim hissettiğim eşim Fatma Ergin Kontbay’a çok teşekkür ederim.

ÖZET

Bu çalışmada farklı yöntemlerle yapılan Radar Kesit Alanı küçültme işlemi, zamanda sonlu farklar algoritması kullanılarak ve farklı ortamlarda dalga hareketlerinin analizleri yapılarak modellenmiş ve bunlarla ilgili simülasyonlar gerçekleştirilmiştir. Analitik yöntemlerle çözülebilen bir elektromanyetik problemin, deneysel olarak modellenemesindeki zorluklar neticesinde, bu çözümlerin bilgisayar ortamına uygun hale getirilmesi gerekliliği ortaya çıkmıştır. Ancak analitik yöntemlerle yapılan çözümlerin yazılım kodlarına uygun olmamasına bağlı olarak ortaya çıkan problem, zamanda sonlu farklar yöntemiyle çözümler yapılarak ortadan kaldırılmıştır. Yapılan yazılımların, parametrelerin kullanıcı tarafından değişimine imkan verecek şekilde tasarımı, bu yazılımların, daha birçok, aynı tür, kompleks problemlerin çözümünde kullanılabilirliğini sağlamıştır. Ayrıca Matlab programında alınan neticeler ayrıca FEKO programıyla da teyit edilmiştir.

ABSTRACT

In this thesis, Radar Cross Section Reduction process that is done by several ways, is modelled and simulated in different environment using finite difference time domain algorithm. The result of some difficulties to make an experimental model for the electromagnetic problems which have been solved analytically, necessitated using computational methods to solve these problems. Application of solutions obtained by analytical method to the computer environment has created an adaptation problem and this problem has been solved using finite difference time domain method. Computer Programs are written to solve variety of problems, using changeable parameters. The results that had been derived from Matlab, have been confirmed by using FEKO.

1. GİRİŞ

Literatürde RADAR, RAdio Detecting and Ranging (Radyo Algılama ve Yön Tayini) kelimelerinin kısaltmasıdır. Uzaktaki cisimleri mikrodalga yansıtma metoduyla tespit eder. Askeri, meteorolojik, astronomik alanlarda, hava limanlarında, ticari gemilerde ve birçok alanda kullanılır.

2. Dünya Savaşı sırasında silah sistemlerinin gelişmesi radar teknolojisinde olağanüstü gelişmelere yol açtı ve özellikle buna bağlı olarak hava savunma sistemleri kurulmaya başlandı. Savaş sonrasında NATO ve Varşova Paktı Ülkeleri'nin ortak sınırlarına birçok radar sistemi yerleştirildi. Bu durum düşman tarafından geç tespit edilebilmeyi, hatta mümkünse hiç tespit edilmemeyi, düşmana karşı üstünlük sağlaması açısından önemli kıldı. Dolayısıyla ülkeler radarda görünmezlik üzerine çalışmalar başladılar. Burada görünmezlikten kasıt, gözetleme yapan birimlerin sensörlerinde alarm oluşturacak seviyede bir tespiti sebep olmamaktır. Ülkelerin radarda görünmezlik üzerine yaptığı çalışmalar, RKA'yı; yani kısaca bir cisme çarpan dalgaların radar alıcısına olan etkisini azaltma amacına yöneldi.

RKA (Radar Kesit Alanı), bir cismin veya platformun radardaki görünürlük miktarı veya elektromagnetik [EM] dalgalar olan radar sinyallerini yansıtma miktarı olarak tanımlanabilir. Bir başka deyişle RKA, bir cisme çarpa dalgaların radar alıcısına olan etkisidir. Bu etkiyi minimuma indirmek için kullanılan 2 yöntem mevcuttur: Birincisi platformların tasarımları ve geliştirilmeleri sürecinde geometrik şekillerini değiştirip düzenleyerek RKA azaltımı sağlanmasıdır. ABD Hava Kuvvetleri envanterindeki uçak ve yeni nesil hücumbotların alışılmışın dışındaki görünüşleri, radar sinyallerini geri yansıtmemak üzere yapılmış çalışmaların eseridir. RKA azaltıcı çalışmaların ikincisi radar soğurucu malzeme [RSM; Radar Absorbing Material, RAM] ile platformların yüksek RKA'ya sahip kısımlarının boyanmasıdır.

2. NÜMERİK YÖNTEM

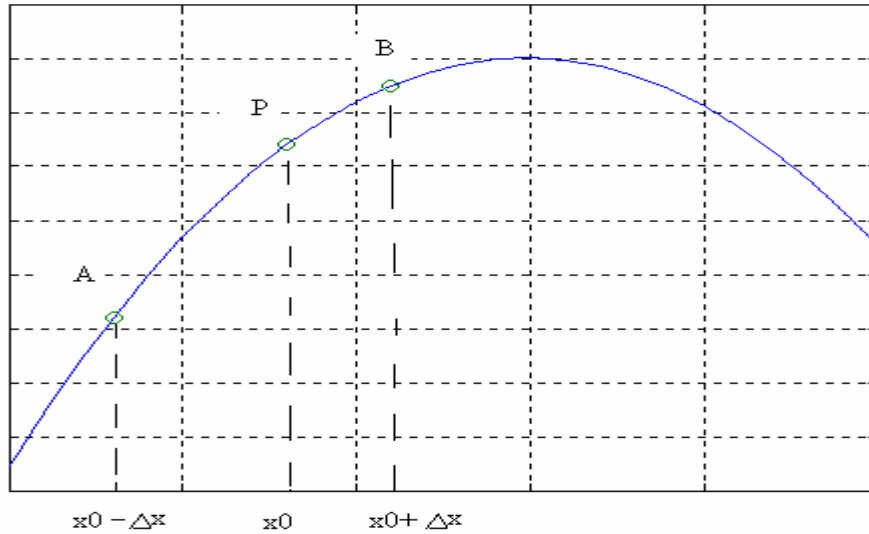
2.1. Zamanda Sonlu Farklar Yöntemi

Sonlu farklar çözümü temel olarak 3 adım içerir.

1. Düğümlerden oluşan ızgara şeklinde bir çözüm bölgesinin oluşturulması,
2. Diferansiyel denklemin, çözüm bölgesindeki her hangi bir noktadaki değerinin, komşu noktalardaki değerlere bağlı olarak değişen bir sonlu farklar denklemine dönüştürülmesi,
3. Önceden bilinen sınır şartları ve/veya başlangıç koşullarına bağlı olarak fark denklemlerinin çözülmesidir (Sadiku, 2000)

Verilen bir $f(x)$ fonksiyonunun x_0 noktasındaki türevi ileri sonlu farklar formülü (forward difference formula) ile şöyle tanımlanır:

$$f'(x_0) \approx \frac{f(x_0 + \Delta x) - f(x_0)}{\Delta x} \quad (2.1)$$



Şekil 2.1 Farklar tasarımının gösterilimi

Geriye sonlu farklar formülüyle de şöyle tanımlanabilir:

$$f'(x_0) \approx \frac{f(x_0) - f(x_0 - \Delta x)}{\Delta x} \quad (2.2)$$

Sonuç olarak $\overline{AB}$ 'nin eğimi merkezi farklar formülüyle şöyle tanımlanabilir:

$$f'(x_0) \approx \frac{f(x_0 + \Delta x) - f(x_0 - \Delta x)}{2\Delta x} \quad (2.3)$$

şeklinde ifade edilir.

Bu noktadan hareketle $f(x)$ 'in P noktasındaki 2. türevi hesaplanır.

$$f''(x_0) \approx \frac{f'(x_0 + \Delta x/2) - f'(x_0 - \Delta x/2)}{\Delta x}$$

$$f''(x_0) \approx \frac{1}{\Delta x} \left(\frac{f(x_0 + \Delta x) - f(x_0)}{\Delta x} - \frac{f(x_0) - f(x_0 - \Delta x)}{\Delta x} \right)$$

$$f''(x_0) \approx \left(\frac{f(x_0 + \Delta x) - 2f(x_0) + f(x_0 - \Delta x)}{(\Delta x)^2} \right) \quad (2.4)$$

Taylor serisi açılımı kullanarak aşağıdaki yaklaşıklılar elde edilebilir:

$$f(x_0 + \Delta x) = f(x_0) + \Delta x \cdot f'(x_0) + \frac{1}{2!}(\Delta x)^2 \cdot f''(x_0) + \dots \quad (2.5)$$

$$f(x_0 - \Delta x) = f(x_0) - \Delta x \cdot f'(x_0) + \frac{1}{2!}(\Delta x)^2 \cdot f''(x_0) + \dots \quad (2.6)$$

$(\Delta x)^3$ 'lü terimler ihmal edilerek, 2.5 ve 2.6 denklemlerinin toplanması sonucunda

$$f(x_0 + \Delta x) - f(x_0 - \Delta x) = 2f(x_0) + (\Delta x)^2 \cdot f''(x_0)$$

$$f''(x_0) = \frac{f(x_0 + \Delta x) - 2f(x_0) + f(x_0 - \Delta x)}{(\Delta x)^2}$$

olarak bulunur (Sadıku, 2000)

2.5 ve 2.6 denklemlerinde gerekli düzenlemeler yapılırsa,

$$f(x_0 + \Delta x) - f(x_0 - \Delta x) = 2\Delta x f'(x_0)$$

$$f'(x_0) \approx \frac{f(x_0 + \Delta x) - f(x_0 - \Delta x)}{2\Delta x}$$

elde edilir. $f(x,t)$ fonksiyonunun, sonlu farklar metodu ile çözümünü bulmak için, x-t düzlemi üzerindeki çözüm bölgesi yüzeyi Δx ve Δt şeklinde, eşit biçimde dikdörtgenlere ya da ağlara bölünür.

$$x = i\Delta x \quad i = 0,1,2,\dots$$

$$t = j\Delta t \quad j = 0,1,2,\dots$$

P noktasında f' 'in değeri,

$f_p = f(x, t) = f(i\Delta x, j\Delta t) = f(i, j)$ 'dir.

Bu ifade ile merkezi farklar yaklaşımı kullanılarak (i, j) 'inci düğümdeki f 'in türevleri bulunabilir.

$$f_{x|i,j} \approx \frac{f(i+1, j) - f(i-1, j)}{2\Delta x} \quad f_{t|i,j} \approx \frac{f(i, j+1) - f(i, j-1)}{2\Delta t} \quad (2.8a)$$

$$f_{xx|i,j} \approx \frac{f(i+1, j) - 2f(i, j) + f(i-1, j)}{(\Delta x)^2}$$

$$f_{tt|i,j} \approx \frac{f(i, j+1) - 2f(i, j) + f(i, j-1)}{(\Delta t)^2} \quad (2.8b)$$

2.2. FDTD ile Serbest Uzayın Bir Boyutlu Modeli

Serbest uzayda zamana bağlı Maxwell'in curl denklemleri,

$$\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = \frac{1}{\epsilon_0} \nabla \times \mathbf{H} \quad (2.9a)$$

$$\frac{\partial \vec{\mathbf{H}}}{\partial t} = -\frac{1}{\mu_0} \nabla \times \mathbf{E} \quad (2.9b)$$

olarak yazılır. $\mathbf{E}$ ve $\mathbf{H}$ üç boyutlu vektörlerdir (Vektör oldukları için koyu harflerle gösterilmiştir ve bu çalışmada vektörler koyu harflerle gösterilecektir). (2.9a) ve (2.9b) denklemleri E_x ve H_y 'nin kullanıldığı bir boyutlu durum için aşağıdaki şekilde düzenlenebilir:

$$\frac{\partial E_x}{\partial t} = -\frac{1}{\epsilon_0} \frac{\partial H_y}{\partial z} \quad (2.10a)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial t} = -\frac{1}{\mu_0} \frac{\partial E_x}{\partial z} \quad (2.10b)$$

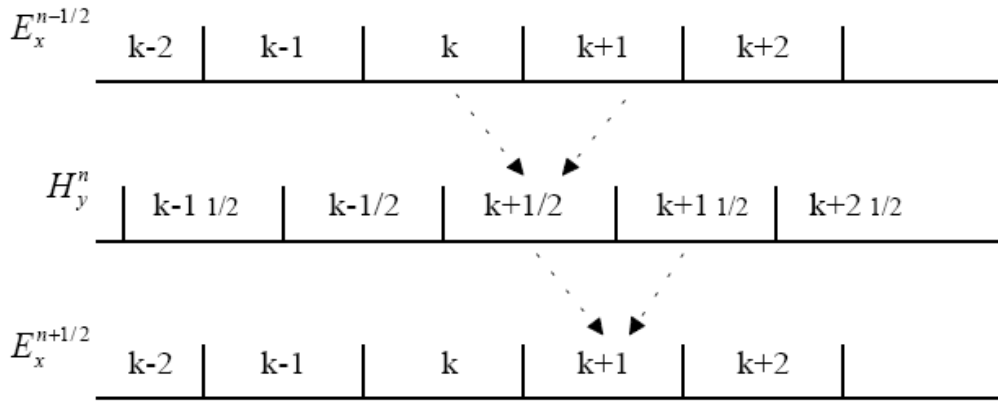
Bu denklemler elektrik alanı x manyetik alanı y doğrultusunda yönlendirilmiş ve z yönünde ilerleyen bir düzlemsel dalga'nın denklemleridir.

Geçici ve uzaysal türevlerin her ikisi ile beraber merkezi fark yaklaşımı kullanılarak aşağıdaki denklemler elde edilir:

$$\frac{E_x^{n+1/2}(k) - E_x^{n-1/2}(k)}{\Delta t} = -\frac{1}{\epsilon_0} \frac{H_y^n(k + \frac{1}{2}) - H_y^n(k - \frac{1}{2})}{\Delta x} \quad (2.11a)$$

$$\frac{H_y^{n+1}(k + \frac{1}{2}) - H_y^n(k + \frac{1}{2})}{\Delta t} = \frac{1}{\mu_0} \frac{E_x^{n+1/2}(k+1) - E_x^{n+1/2}(k)}{\Delta x} \quad (2.11b)$$

Burada n zamanı belirtir ve $t = \Delta t \cdot n$ şeklinde ifade edilir. Simülasyonda gerekli kod yazılımı için her şeyin ayrıştırılması zorunludur. $n+1$ terimi bir sonraki zaman adımını ifade eder. Parantezdeki terimler mesafeyi gösterir. K mesafeyi belirtir ve $z = \Delta x \cdot k$ 'dır. Dalga z yönünde ilerlediği için, artan adım sayılarında Δz 'nin kullanımının daha fazla duyarlılık sağladığı görülebilir. Fakat uzaysal artışlarda genel olarak Δx kullanılır ve burada da Δx kullanılmıştır. (2.11a) ve (2.11b) denklemleri **E** ve **H** alanlarının mesafeye ve zamana bağlı olarak birbirinden ayrıldığını farz eder. **E** alan değerleri arasına yerleştirilmiş olarak kabul edilen **H** alan değerlerini göstermek için $k+1/2$ ve $k-1/2$ ifadeleri kullanılır. Bu durum Şekil 2.2'de gösterilmektedir. Benzer olarak $n+1/2$ ve $n-1/2$ ifadeleri de sırayla n 'den önceki ve n 'den sonraki değerleri göstermektedir.



Şekil 2.2.FDTD Formülasyonunda **E** ve **H** alanlarının zaman ve konumda ayrışmaları

$$E_x^{n+1/2}(k) = E_x^{n-1/2}(k) - \frac{\Delta t}{\varepsilon_0 \Delta x} [H_y^n(k+1/2) - H_y^n(k-1/2)] \quad (2.12a)$$

$$H_y^{n+1}(k+1/2) = H_y^n(k+1/2) - \frac{\Delta t}{\mu_0 \Delta x} [E_x^{n+1/2}(k+1) - E_x^{n+1/2}(k)] \quad (2.12b)$$

Dikkat edilmelidir ki hesaplamalar zaman ve mesafe olarak birbirinden ayrılmıştır. Örneğin (2.12a) denkleminde E_x 'in yeni değeri, önceki E_x değerinden ve H_y 'nin son değerinden hesaplanır. Bu zamanda sonlu farklar metodunun temel modelidir (Umashankar ve Taflove 1993). (2.12a) ve (2.12b) denklemleri birbirine çok benzerdir fakat buradaki fark ε_0 ve μ_0 'ın genlik değerinde oluşturduğu farktır. Dolayısıyla E_x ve H_y genlik yönünden farklı olacaktır. Bu durumdan, aşağıdaki değişikli yapılarak kaçınılır.

$$\tilde{E} = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \bar{E} \quad (2.13)$$

Burada $\tilde{E}$ normalize elektrik alan değeridir.

$$\tilde{E}_x^{n+1/2}(k) = \tilde{E}_x^{n-1/2}(k) - \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \frac{\Delta t}{\Delta x} [H_y^n(k+1/2) - H_y^n(k-1/2)] \quad (2.14a)$$

$$H_y^{n+1}(k+1/2) = H_y^n(k+1/2) - \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \frac{\Delta t}{\Delta x} [\tilde{E}_x^{n+1/2}(k+1) - \tilde{E}_x^{n+1/2}(k)] \quad (2.14b)$$

Hücre boyutu Δx seçildiğinde zaman adımı Δt hesaplanabilir.

$$\Delta t = \frac{\Delta x}{2 \cdot c_0} \quad (2.15)$$

Burada c_0 serbest uzayda ışığın hızıdır. Buna bağlı olarak,

$$\frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \frac{\Delta t}{\Delta x} = c_0 \cdot \frac{(\Delta x/2) \cdot c_0}{\Delta x} = 1/2 \quad (2.16)$$

2.3 FDTD Metodu ve Kararlılık

Zaman adımının nasıl hesaplandığı çok önemli bir kavramdır. Yayılımda gerekli olan hücre mesafesi için minimum $\Delta t = \Delta x/c_0$ zamanı gerekir. Eğer iki boyutlu simülasyon yapılıyorsa

çift yönde yayılıma izin verilmesi zorunludur. Bu durumda gereken zaman $\Delta t = \frac{\Delta x}{\sqrt{2}c_0}$

şeklindedir. 3 boyutu simülasyon için de gereken zaman $\Delta t = \frac{\Delta x}{\sqrt{3}c_0}$ olacaktır. İyi bilinen

“Courant Condition” ile bu ifade edilebilir.

$$\Delta t \leq \frac{\Delta x}{\sqrt{n}c_0} \quad (2.17)$$

Burada n simülasyon boyutudur. Bu çalışmada $\Delta t = \frac{\Delta x}{2c_0}$ olarak kabul edilmiştir. Bu en

geçerli formül olmamakla birlikte, basit olduğu ve simülasyonu kolaylaştırdığı için bu ifade kullanılacaktır.

2.4 YEE'nin Sonlu Farklar Algoritması

1966'da Kane Yee $\rho=0$ ve $\sigma=0$ olan kayıpsız malzemelerde zamana bağlı Maxwell'in curl denklemleri için bir sonlu farklar denklem grubu oluşturdu. Yee'nin geliştirdiği

algoritma bir dalga denklemiyle elektrik alanın ve manyetik alanın tek başına çözümünden ziyade, Maxwell'in curl denklemleri kullanılarak zaman ve mesafeye bağlı şekilde elektrik ve manyetik alanın her ikisini de çözer. $\mathbf{E}$ ve $\mathbf{H}$ bilgisinin her ikisinin de kullanılarak çözüm yapılması, çözümü daha kuvvetli kılar. Elektrik ve manyetik alanın her ikisinin de mevcut veya elde edilebilir olduğu durumda kenar ve köşelere yakın teğetsel manyetik alan özellikleri, ince tellerin yakınındaki manyetik alan özellikleri, kenarlarda ve ince teller yakınındaki elektriksel alan değerleri gibi herhangi bir alan bilgisi tek başına modellenenir. Sonuç olarak Yee algoritması, eş zamanlı olarak, Maxwell denklemlerinin makroskobik integral formu ve diferansiyel formunun simülasyonunu sağlar (Taflove, 1995).

İzotropik bir ortamda Maxwell denkemleri

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\mu \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \quad (2.18a)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \sigma \mathbf{E} + \varepsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (2.18b)$$

olarak yazılabilir (Taflove, 1995).

(2.18) denklemlerindeki vektör, kartezyen koordinat sisteminde belirtilen, altı tane skaler denklemden oluşan bir sistemi ifade eder.

$$\frac{\partial H_x}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_y}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial y} \right) \quad (2.19a)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_z}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial z} \right) \quad (2.19b)$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x} \right) \quad (2.19c)$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} - \sigma E_x \right) \quad (2.19d)$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} - \sigma E_y \right) \quad (2.19e)$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} - \sigma E_z \right) \quad (2.19f)$$

Yee'nin notasyonunu takip ettiğimizde çözüm bölgesindeki bir ızgara noktasını

$$(i, j, k) = (i\Delta x, j\Delta y, k\Delta z) \quad (2.20)$$

olarak ve mesafe ile zamanın fonksiyonu

$$F^n(i, j, k) = F(i\delta, j\delta, k\delta, n\Delta t) \quad (2.21)$$

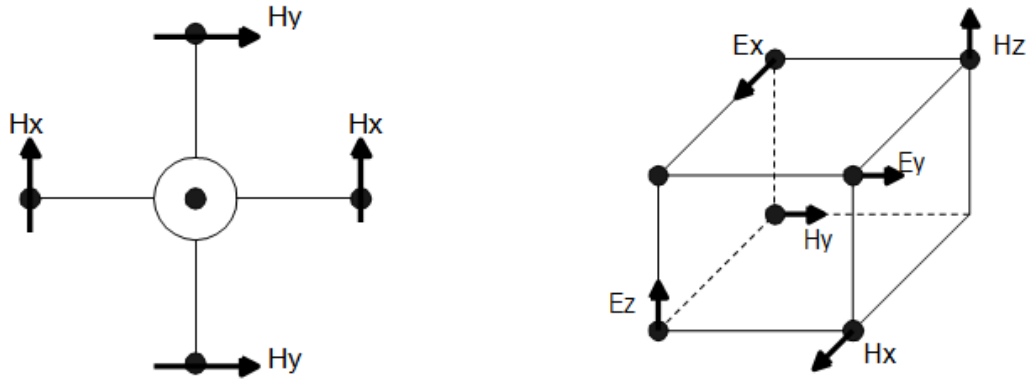
olarak tanımlayabiliriz.

Burada i, j, k ve n tamsayı olmak üzere $\delta = \Delta x = \Delta y = \Delta z$ mesafedeki artışı ve Δt zamandaki artışı ifade eder. Uzay ve zaman türevleri için merkezi fark yaklaşımı kullanılarak,

$$\frac{\partial F^n(i, j, k)}{\partial x} = \frac{F^n(i+1/2, j, k) - F^n(i-1/2, j, k)}{\delta} + O(\delta^2) \quad (2.22)$$

$$\frac{\partial F^n(i, j, k)}{\partial t} = \frac{F^{n+1/2}(i, j, k) - F^{n-1/2}(i, j, k)}{\Delta t} + O(\Delta t^2) \quad (2.23)$$

(2.19)'daki uzaysal türevlerin tümüne (2.22) denklemi uygulandığında Şekil (2.3)'de gösterildiği gibi örgünün bir birim hücresinde, $\mathbf{E}$ ve $\mathbf{H}$ alan bileşenleri pozisyon alırlar.



Şekil 2.3 Yee örgüsünün bir birim hücresinde alan bileşenlerinin pozisyonları

Bu denklemlere bağlı olarak (2.19) denkleminin sonlu farklar yaklaşımı;

$$H_x^{n+1/2}(i, j+1/2, k+1/2) = H_x^{n-1/2}(i, j+1/2, k+1/2) + \frac{\delta t}{\mu(i, j+1/2, k+1/2)\delta} \cdot [E_y^n(i, j+1/2, k+1) - E_y^n(i, j+1/2, k) + E_z^n(i, j, k+1/2) - E_z^n(i, j+1, k+1/2)] \quad (2.24a)$$

$$H_y^{n+1/2}(i+1/2, j, k+1/2) = H_y^{n-1/2}(i+1/2, j, k+1/2) + \frac{\delta t}{\mu(i+1/2, j, k+1/2)\delta} \cdot [E_z^n(i+1, j, k+1/2) - E_z^n(i, j, k+1/2) + E_x^n(i+1/2, j, k) - E_x^n(i+1/2, j, k+1)] \quad (2.24b)$$

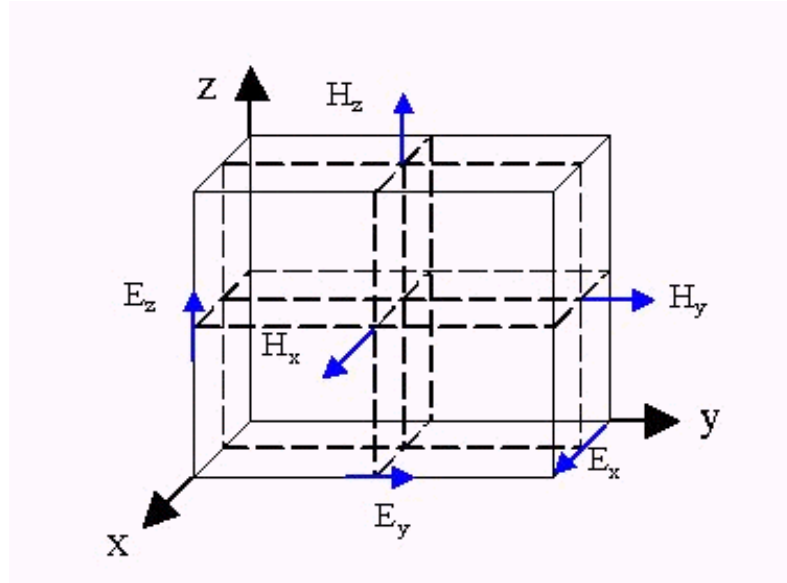
$$H_z^{n+1/2}(i+1/2, j+1/2, k) = H_z^{n-1/2}(i+1/2, j+1/2, k) + \frac{\delta t}{\mu(i+1/2, j+1/2, k)\delta} \cdot [E_x^n(i+1/2, j+1, k) - E_x^n(i+1/2, j, k) + E_y^n(i, j+1/2, k) - E_y^n(i+1, j+1/2, k)] \quad (2.24c)$$

$$E_x^{n+1}(i+1/2, j, k) = \left(1 - \frac{\sigma(i+1/2, j, k)\delta t}{\varepsilon(i+1/2, j, k)}\right) E_x^n(i+1/2, j, k) + \frac{\delta t}{\varepsilon(i+1/2, j, k)} \cdot \left[H_z^{n+1/2}(i+1/2, j+1/2, k) - H_z^{n+1/2}(i+1/2, j-1/2, k) + H_y^{n+1/2}(i+1/2, j, k-1/2) - H_y^{n+1/2}(i+1/2, j, k+1/2) \right] \quad (2.24d)$$

$$E_y^{n+1}(i, j+1/2, k) = \left(1 - \frac{\sigma(i, j+1/2, k)\delta t}{\varepsilon(i, j+1/2, k)}\right) E_y^n(i, j+1/2, k) + \frac{\delta t}{\varepsilon(i, j+1/2, k)} \cdot \left[H_x^{n+1/2}(i, j+1/2, k+1/2) - H_x^{n+1/2}(i, j+1/2, k-1/2) + H_z^{n+1/2}(i-1/2, j+1/2, k) - H_z^{n+1/2}(i+1/2, j+1/2, k) \right] \quad (2.24e)$$

$$E_z^{n+1}(i, j, k+1/2) = \left(1 - \frac{\sigma(i, j, k+1/2)\delta t}{\varepsilon(i, j, k+1/2)}\right) E_z^n(i, j, k+1/2) + \frac{\delta t}{\varepsilon(i, j, k+1/2)} \cdot \left[H_y^{n+1/2}(i+1/2, j, k+1/2) - H_y^{n+1/2}(i-1/2, j, k+1/2) + H_x^{n+1/2}(i, j-1/2, k+1/2) - H_x^{n+1/2}(i, j+1/2, k+1/2) \right] \quad (2.24f)$$

olarak ifade edilir (Taflove, 1995; Inumaru ve Hashimoto, 2000)



Şekil 2.4. 3D Yee birim hücresi

Şekil (2.4)'te verilen Yee birim hücresi incelendiğinde FDTD yapısı içi şu noktaları altını çizmek gerekir:

1. Her hücrede 3 elektrik alan ve 3 manyetik alan bileşeni vardır; hücre numarası (i, j, k) olarak ifade edilmektedir.
2. (i, j, k) Hücresinde, örneğin elektrik alanın x bileşeni $E_x(i, j, k)$ ve manyetik alanın y bileşeni $H_y(i, j, k)$ aynı indislerle belirtilmelerine karşın hücre içerisindeki konumları farklıdır. Elektrik alan bileşenleri hücrenin soldaki üç kenarın ortalarında, manyetik alan bileşenleri ise yine soldaki üç yüzey ortalarında tanımlıdır.

3. Hücre içerisinde farklı konumda olmalarının yanı sıra elektrik ve manyetik alan bileşenleri arasında zamanda da $\Delta t/2$ kadar fark vardır. Yani $t = 0, \Delta t, 2\Delta t, \dots$ anlarında elektrik alan bileşenleri hesaplanırken $t = \Delta t/2, 3\Delta t/2$ anlarında manyetik alan bileşeni hesaplanır.

4. FDTD uzayında herhangi bir noktada alan bileşenleri komşu noktadaki bileşenlerin aritmetik ortalaması ile bulunur. Örneğin (i, j, k) hücresinin merkezindeki E_z 'i bulmak için

$$E_z = \frac{E_z(i, j, k) + E_z(i+1, j, k) + E_z(i, j+1, k) + E_z(i+1, j+1, k)}{4}$$

kullanılmaktadır.

5. FDTD hacmi içerisindeki yüz binlerce hücrede, zaman iterasyonu boyunca (V/m) olarak elektrik alan ve (A/m) olarak manyetik alan değerleri hesaplanmaktadır. Herhangi bir noktada istenilen alan bileşenleri biriktirilerek $E(t)$ ve $H(t)$ zaman değişimi elde edilebilir. Bu sayede yapının hem geçici hem de sürekli zaman davranışı gözlenebilmektedir. Zaman davranışından da Fourier dönüşümü ile $E(f)$ ve/veya $H(f)$ frekans davranışı bulunabilir.

6. FDTD hacmi içinde kaynak uygulama problemi oldukça kolay bir biçimde çözümlenebilmektedir. Modellenen yapıya ve gerçekleştirilmek istenen analize bağımlı olarak kaynağın farklı noktalara ve farklı şekilde uygulanması gerekebilir. Kaynak tek bir noktada ve/veya birkaç bileşene de uygulanabilir.

7. FDTD hacmi içerisindeki tüm hücrelerde elektrik ve manyetik alan bileşenleri hesaplandığı için, yapının herhangi bir noktasındaki gerilim ve akım değerlerini hesaplamak mümkündür. Genel olarak x_1 ve x_2 olarak tanımlanan iki nokta arasında t anındaki potansiyel farkı, iki noktayı birleştiren doğru üzerindeki elektrik alanın integrali alınarak bulunabilir. Sayısal olarak ise herhangi bir (i, j, k) hücresindeki gerilim ve akım, Gauss ve Amper Yasaları'ndan elde edilebilir. Örneğin V_z ve I_z ;

$$V_z(i, j, k) = -E_z(i, j, k) \times \Delta z \quad (2.25)$$

$$I_z(i, j, k) = [H_z(i, j-1, k) - H_z(i, j, k)] \times \Delta x + [H_y(i, j, k) - H_y(i-1, j, k)] \times \Delta y \quad (2.26)$$

Bu denklem ve algoritmalara bağlı olarak (2.14a) ve (2.14b) denklemleri Matlab bilgisayar koduna şu şekilde dönüştürülür.

$$Ex(k) = Ex(k) + 0.5 * (Hy(k-1) - Hy(k)) \quad (2.27a)$$

$$Hy(k) = Hy(k) + 0.5 * (Ex(k) - Ex(k+1)) \quad (2.27b)$$

* işareti programda çarpma işlemini tanımlamaktadır.

Burada n , $(n+1/2)$ ve $(n-1/2)$ ifadeleri bulunmadığına dikkat edilmelidir. FDTD metodunda zaman, ima edilir. (2.27a) denkleminde eşitliğin sağ tarafındaki E_x değeri, $(n-1/2)$ deki önceki E_x değerini, sol taraftaki E_x değeri ise $(n+1/2)$ anındaki son E_x değerini göstermektedir. Bununla beraber pozisyonlar açıkça belirtilmiştir. Tek fark program içinde gösterilimde $(k+1/2)$ ve $(k-1/2)$ yerine k ve $(k-1)$ kullanılmasıdır.

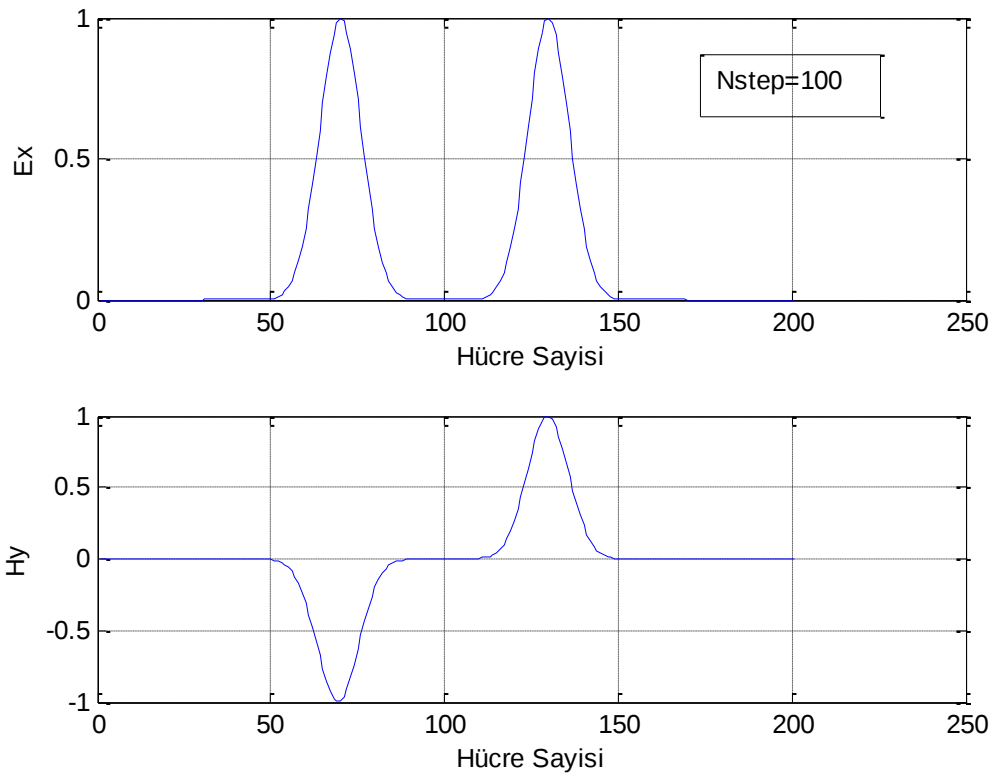
Çizelge 2.1 Boşlukta 1D FDTD simülasyonu için hazırlanan yazılım

```
%f1d11.m BOSLUKTA 1D FDTD SIMULASYONU
%SABİTLER
KH=200;           %Kullanılacak Hücre Sayısı
c=40;             %Gelen Darbenin Merkezi
central=KH/2      %Problem Uzayının Merkezi
spread=12;        %Gelen Darbenin Genişliği
Eo=1;
T=0;
dt=0,5;
dx=0,5;
Nstep=100;        %iterasyon sayısı (değiştirilebilir)
% İlk Şartlar
for k=1:KH+1
    Ex(k)=0; Hy(k)=0;
end
% Gauss Darbesi
for n=1:Nstep
    T=T+1;
    for k=2:KH
        Ex(k)=Ex(k)+0.5*(Hy(k-1)-Hy(k));
    end
    pulse=exp(-0.5*((c-T)/spread)^2);
    Ex(central)=pulse;
    for k=2:KH
        Hy(k)=Hy(k)+0.5*(Ex(k)-Ex(k+1));
    end
end
end
```

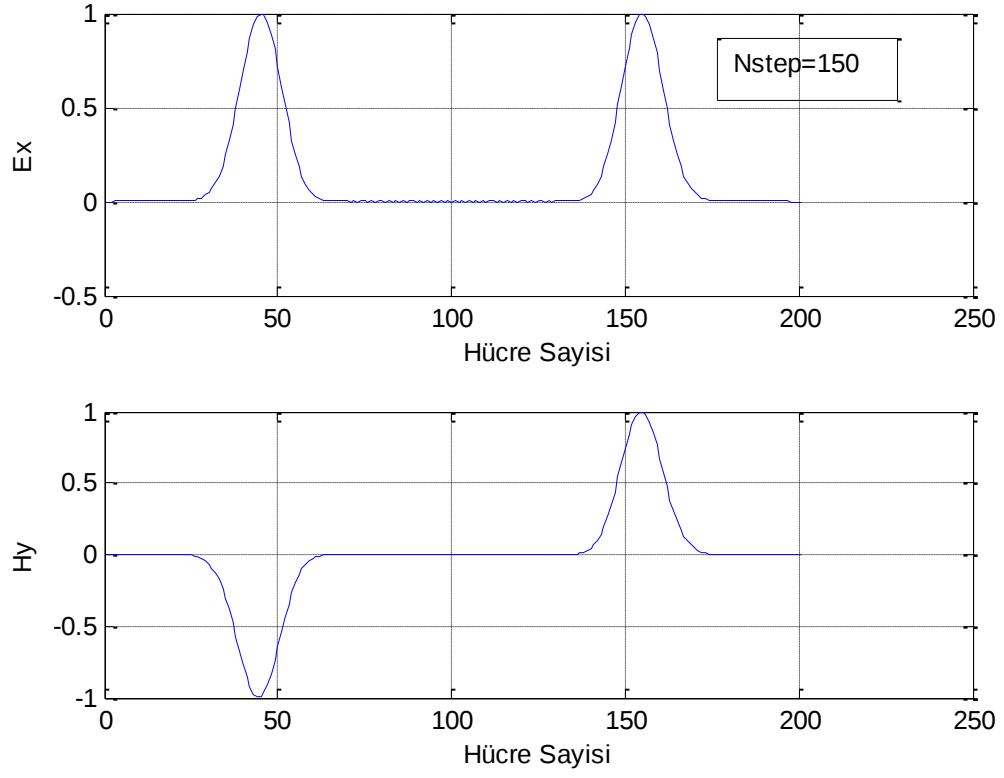
```
subplot(2,1,1);
plot (Ex);
xlabel('Hücre Sayısı');
ylabel('Ex');
grid on;
```

```
subplot(2,1,2);
plot(Hy);
xlabel('Hücre Sayısı');
ylabel('Hy');
grid on;
```

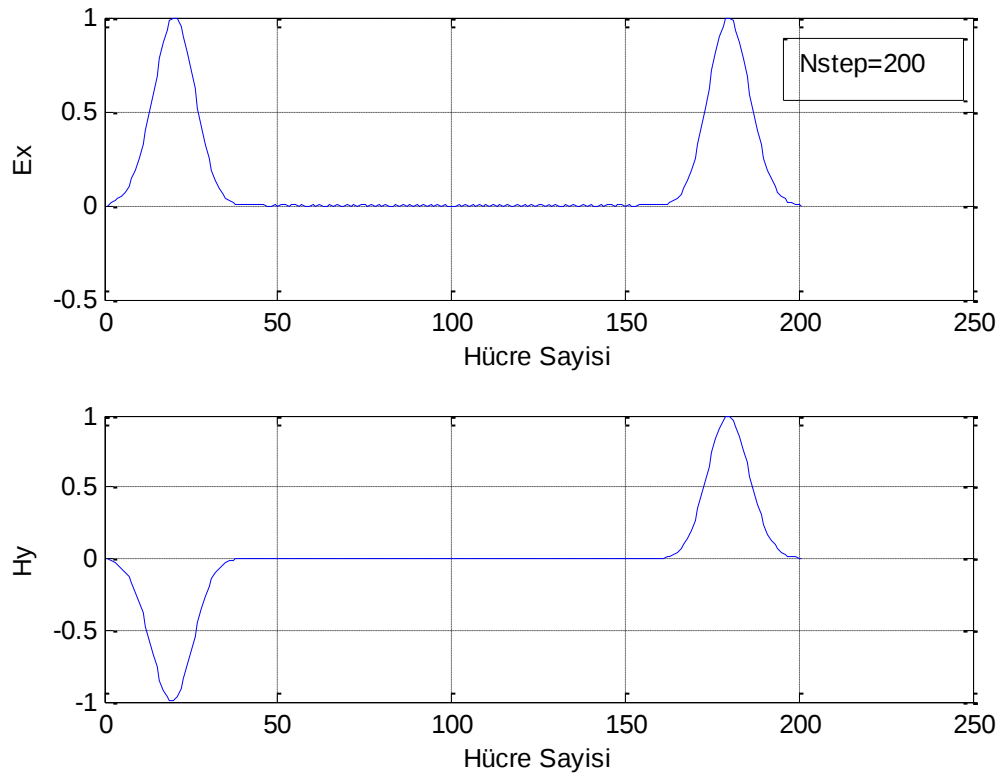
fld11.m programı temel, bir boyutlu FDTD programıdır. Program, problem uzayının merkezinde bir Gauss darbesi üretir ve darbe şekil 2.5'te gösterildiği gibi her iki yönde de yayılır. Her iki yönde de E_x alanı pozitifdir, fakat H_y alanı negatif yönde negatif değerler alır.



Şekil 2.5a. 100 zaman adımından sonra serbest uzayda bir darbenin FDTD simülasyonu



Şekil 2.5b. 150 zaman adımından sonra serbest uzayda bir darbenin FDTD simülasyonu



Şekil 2.5c. 200 zaman adımından sonra serbest uzayda bir darbenin FDTD simülasyonu

Programla ilgili dikkate değer noktalar şöyle belirtilebilir:

1. E_x ve H_y değerleri ayrı döngülerle hesaplanır. Yukarıda tanımlandığı gibi birbirinden ayrı çalışır.
2. E_x değeri hesaplandıktan sonra kaynak hesaplanır. k =central noktasındaki E_x değeri basitçe belirlenir. Bu ‘hard source’ olarak tanımlanır, belirli bir değer FDTD ızgarası üzerine uygulanır.

3. DİELEKTRİK VE KAYIPLI ORTAMLARDA YAYILIM SENARYOLARI

3.1. Dielektrik Bir Ortamda Yayılım

Dielektrik Sabiti birden farklı olan, yani boşluk olmayan bir ortamdaki yayılımın simülasyonunu gerçekleştirebilmek için öncelikle bağıl dielektrik sabiti ϵ_r , Maxwell denkleminde ilave edilir (Grote, 2000).

$$\frac{\partial E}{\partial t} = \frac{1}{\epsilon_r \epsilon_0} \nabla \times H \quad (3.1a)$$

$$\frac{\partial H}{\partial t} = -\frac{1}{\mu_0} \nabla \times E \quad (3.1b)$$

Burada yapılacak olan yine bir boyutlu simülasyondur. Denklem (2.13) yeniden düzenlenirse,

$$\frac{\partial \tilde{E}_x(t)}{\partial t} = \frac{1}{\epsilon_r \sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \frac{\partial H_y(t)}{\partial z}$$

$$\frac{\partial H_y(t)}{\partial t} = -\frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \frac{\partial \tilde{E}_x(t)}{\partial z}$$

ve sonlu farklar yaklaşımı kullanılırsa ,

$$\frac{\tilde{E}_x^{n+1/2}(k) - \tilde{E}_x^{n-1/2}(k)}{\Delta t} = \frac{1}{\epsilon_r \sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \cdot \frac{H_y^n(k+1/2) - H_y^n(k-1/2)}{\Delta x} \quad (3.2a)$$

$$\frac{H_y^{n+1}(k+1/2) - H_y^n(k+1/2)}{\Delta t} = -\frac{1}{\mu_0} \cdot \frac{\tilde{E}_x^{n+1/2}(k+1) - \tilde{E}_x^{n+1/2}(k)}{\Delta x} \quad (3.2b)$$

denklemleri elde edilir.

$$\frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \frac{\Delta t}{\Delta x} = \frac{1}{2} \quad \text{olduğuna göre bunu 3.2 denkleminde uygularsak,}$$

$$\tilde{E}_x^{n+1/2}(k) = \tilde{E}_x^{n-1/2}(k) + \frac{1/2}{\epsilon_r} [H_y^n(k+1/2) - H_y^n(k-1/2)] \quad (3.3a)$$

$$H_y^{n+1}(k+1/2) = H_y^n(k+1/2) - \frac{1}{\mu_0} [\tilde{E}_x^{n+1/2}(k+1) - \tilde{E}_x^{n+1/2}(k)] \quad (3.3b)$$

denklemlerine ulaşılır.

Bu denklemlere bağlı olarak program için gerekli kodlar belirlenir.

$$Ex(k) = Ex(k) + mat(k) * (Hy(k-1) - Hy(k)) \quad (3.4a)$$

$$Hy(k) = Hy(k) + 0.5 * (Ex(k) - Ex(k+1)) \quad (3.4b)$$

Burada dielektrik malzemeyi belirten k 'nın değerleri üzerinde,

$$mat(k) = \frac{0.5}{\epsilon} \quad (3.5)$$

olur.

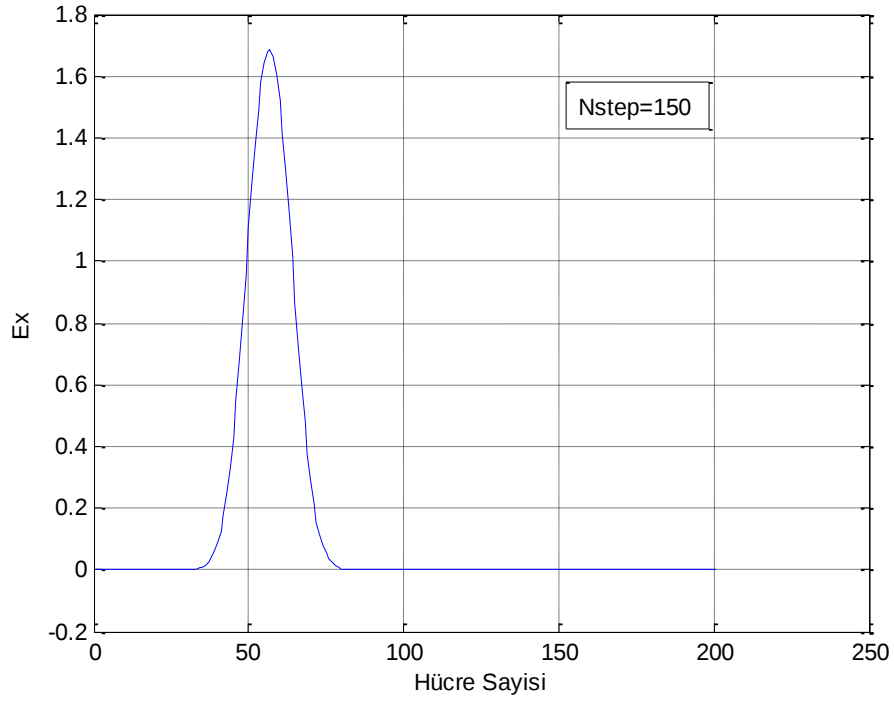
Çizelge 3.1 Dielektrik ortama çarpan darbenin simülasyonu için hazırlanan yazılım

%f1d13. Dielektrik ortama çarpan darbenin simülasyonu

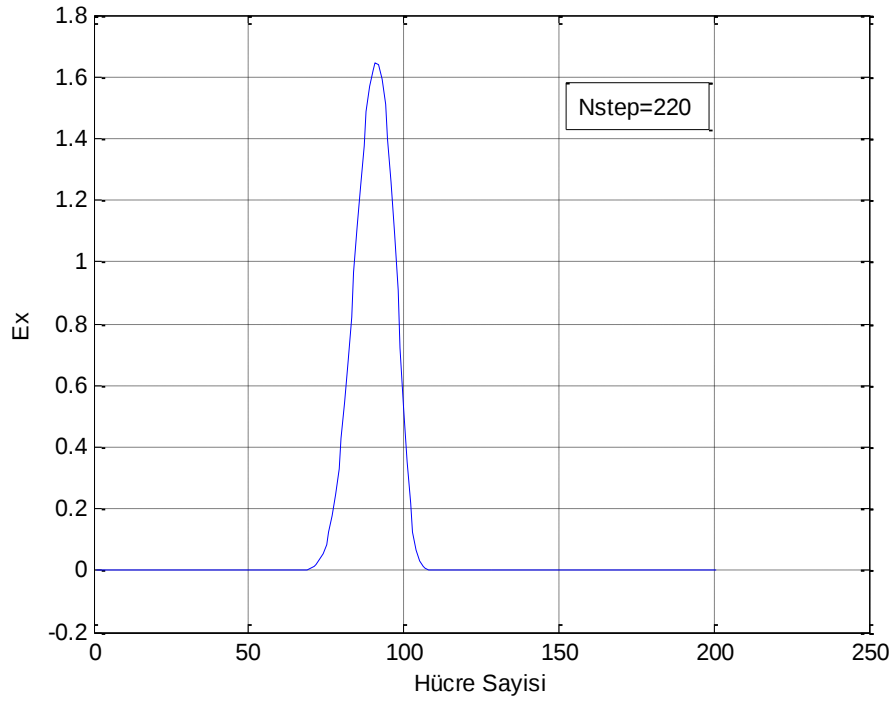
```
KH = 200; c= 40; central = KH/2; spread = 12; T = 0;
Nstep = 400;
kstart = 100;
epsilon = 4;
% ilk şartlar
for k = 1:KH+1
    Ex(k) = 0; Hy(k) = 0;
end
for k = 1:KH+1
    mat(k) = 0.5;
end
for k = kstart:KH+1
    mat(k) = 0.5/epsilon;
end
% gauss darbesi
for n = 1:Nstep
    T = T+1;
    for k=2:KH
        Ex(k) = Ex(k) + mat(k)*(Hy(k-1)-Hy(k));
    end
    pulse = exp(-0.5*((c-T)/spread)^2);
    Ex(5) = Ex(5) + pulse;
    for k = 2:KH
        Hy(k) = Hy(k) + 0.5*(Ex(k)-Ex(k+1));
    end
end
plot(Ex);
xlabel('Hücre Sayısı');
```

```
ylabel('Ex');
```

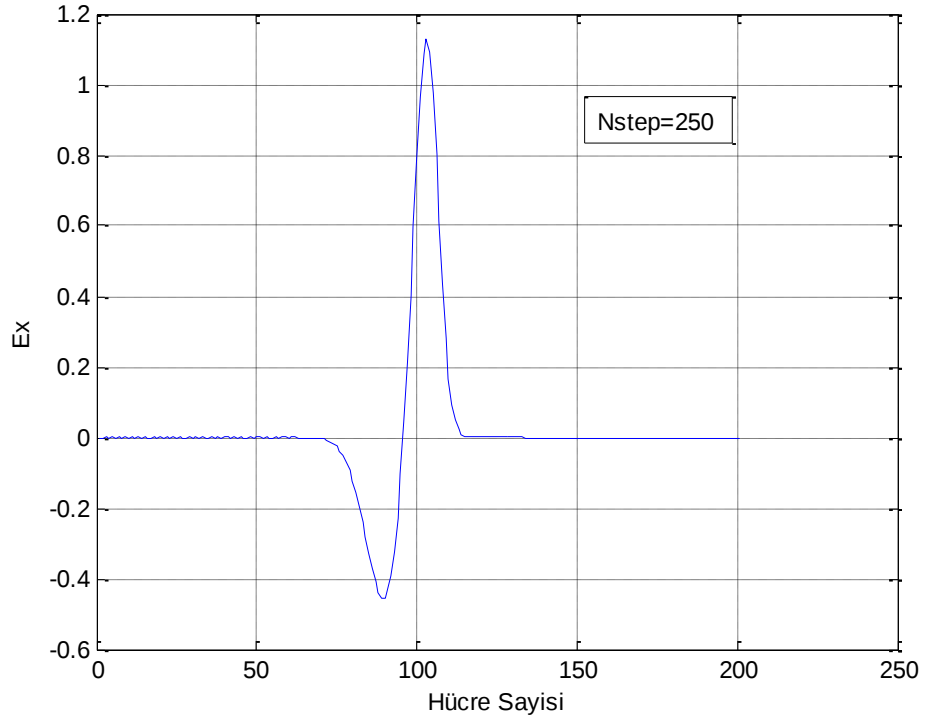
```
grid on
```



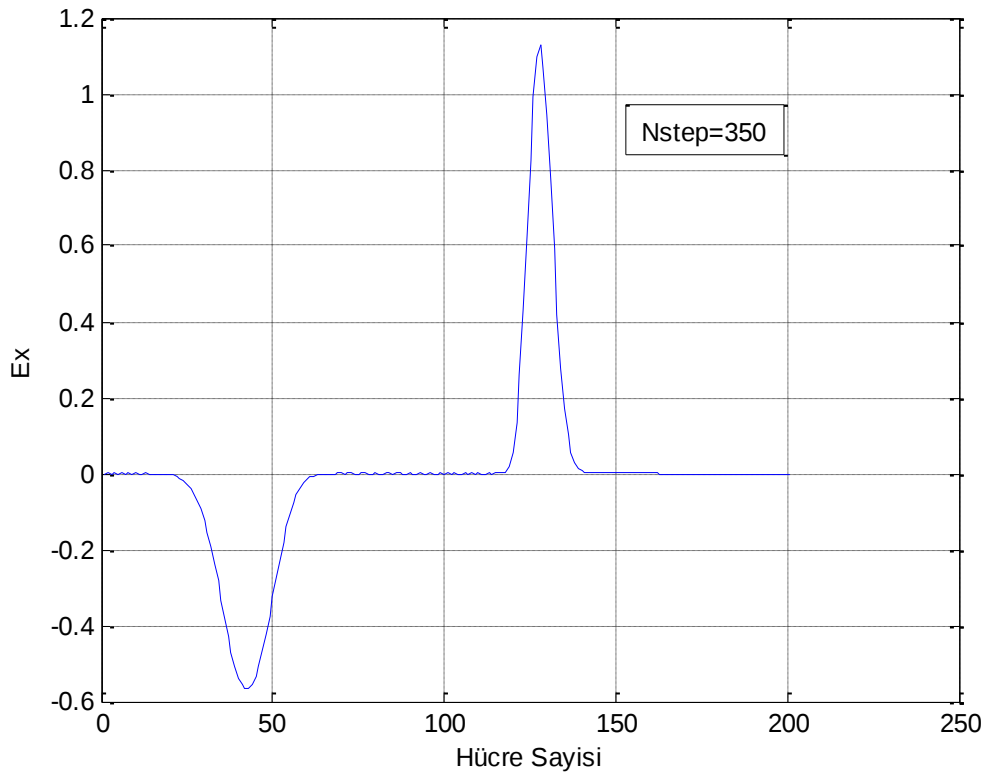
Şekil 3.1a. Nstep=150 için dielektrik sabiti 4 olan bir ortamın simülasyon sonuçları



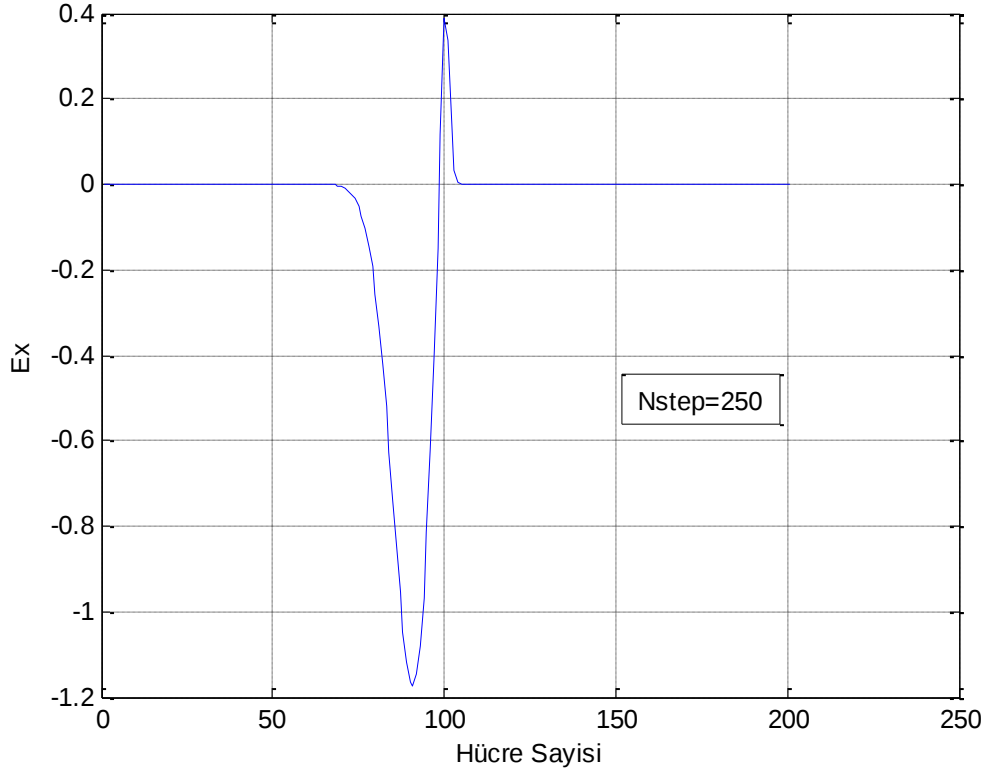
Şekil 3.1b. Nstep=220 için dielektrik sabiti 4 olan bir ortamın simülasyon sonuçları



Şekil 3.1c $N_{step}=250$ için dielektrik sabiti 4 olan ortamın simülasyon sonuçları



Şekil 3.1d $N_{step}=350$ için dielektrik sabiti 4 olan ortamın simülasyon sonuçları



Şekil 3.1e Nstep=250 için dielektrik sabiti 50 olan bir ortamın simülasyonu

f1d13.m programında boşlukta ilerleyip dielektrik bir ortama çarpan darbenin simülasyonu yapılmıştır. Bu ortam (3.15) eşitliğindeki *mat* parametresiyle belirtilmiştir. Şekil 3.1, Şekil 3.2 ve Şekil 3.3 dielektrik sabiti 4 olan bir ortamı göstermektedir. Değişen sadece iterasyon sayısıdır. Burada EM teorisinin temel prensiplerine göre darbenin bir kısmı ortam içerisinde ilerlerken bir kısmı da geri yansımaktadır.

3.2. Kayıplı Bir Ortamda Yayılım

Şimdiye kadar yapılan simülasyonlar, bağıl dielektrik sabiti ϵ_r 'nin belirttiği basit bir ortamın veya serbest uzaydaki elektromagnetik yayılımın simülasyonlarıdır. Bununla birlikte, birçok ortam iletkenlik olarak belirtilen bir kayıp terimine sahiptir. Bu kayıp sebebiyle yayılan enerjide zayıflama meydana gelir. Önce zamana bağlı Maxwell'in curl denklemleri ele alınarak, iletkenliği olan bir ortamdaki yayılımı simüle etmek için daha genel bir formda yazılmalıdır.

$$\epsilon \frac{\partial E}{\partial t} = \nabla \times H - J \quad (3.6a)$$

$$\frac{\partial H}{\partial t} = -\frac{1}{\mu_0} \nabla \times E \quad (3.6b)$$

J akım yoğunluğu olup $J = \sigma E$ 'dir. Burada σ iletkenliktir. Bu, (3.6a) denkleminde yazılıp dielektrik sabitine bölünürse,

$$\frac{\partial E}{\partial t} = \frac{1}{\epsilon_r \epsilon_0} \nabla \times H - \frac{\sigma}{\epsilon_r \epsilon_0} E$$

olur.

Temel bir boyutlu simülasyon denklemini düzenlenirse

$$\frac{\partial E_x(t)}{\partial t} = -\frac{1}{\epsilon_r \epsilon_0} \cdot \frac{\partial H_y(t)}{\partial z} - \frac{\sigma}{\epsilon_r \epsilon_0} E_x(t)$$

ve (2.13) denkleminde değişen dönüşümü yapılırsa,

$$\frac{\partial \tilde{E}_x(t)}{\partial t} = \frac{1}{\epsilon_r \sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \cdot \frac{\partial H_y(t)}{\partial z} - \frac{\sigma}{\epsilon_r \epsilon_0} \tilde{E}_x(t) \quad (3.7a)$$

$$\frac{\partial H_y(t)}{\partial t} = -\frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \frac{\partial \tilde{E}_x(t)}{\partial z} \quad (3.7b)$$

denklemleri elde edilir.

(2.11) denkleminde benzer şekilde konuma ve zamana bağlı türevlerin her ikisi için de sonlu farklar yaklaşımı ele alındığında

$$\frac{\tilde{E}_x^{n+1/2}(k) - \tilde{E}_x^{n-1/2}(k)}{\Delta t} = -\frac{1}{\epsilon_r \sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \frac{H_y^n(k+1/2) - H_y^n(k-1/2)}{\Delta x} - \frac{\sigma}{\epsilon_r \epsilon_0} \frac{\tilde{E}_x^{n+1/2}(k) + \tilde{E}_x^{n-1/2}(k)}{2} \quad (3.8)$$

denkleminde ulaşılır.

Daha önce elde ettiğimiz

$$\frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \frac{\Delta t}{\Delta x} = \frac{1}{2}$$

denklemini kullanarak,

$$E_x^{n+1/2}(k) \left[1 + \frac{\Delta t \cdot \sigma}{2 \epsilon_r \epsilon_0} \right] = \tilde{E}_x^{n-1/2}(k) \left[1 - \frac{\Delta t \cdot \sigma}{2 \epsilon_r \epsilon_0} \right] - \frac{1/2}{\epsilon_r} [H_y^n(k+1/2) - H_y^n(k-1/2)] \quad (3.9)$$

denklemini elde edilir. Bu denklemler bu aşamada program için gerekli kodlara dönüştürülebilir.

$$Ex(k) = ca(k) * Ex(k) + cb(k) * (Hy(k-1) - Hy(k)) \quad (3.9a)$$

$$Hy(k) = Hy(k) + 0.5 * (Ex(k) - Ex(k+1)) \quad (3.9b)$$

Burada,

$$ca(k) = (1 - cons) / (1 + cons) \quad (3.10a)$$

$$cb(k) = 0.5 / (\epsilon * (1 + cons)) \quad (3.10b)$$

olarak tanımlanır. Cons olarak tanımlanan parametre ise (3.9) denklemindeki $\left[1 - \frac{\Delta t \cdot \sigma}{2\epsilon_r \epsilon_0} \right]$

çarpanıdır;

$$cons = (dt * sigma) / (2 * \epsilon * \epsilonpsilon) \quad (3.10c)$$

Çizelge 3.2 Kayıplı ortam simülasyonu için hazırlanan yazılım

%fld15.m Kayıplı Ortam Simülasyonu

KH = 200; c = 40; central = KH/2;

spread = 12; T = 0;

Nstep = 200; %(değiştirilebilir)

kstart = 100;

ddx = 0.01;

dt = ddx/(6e8);

eps = 8,85419e-12;

% ilk şartlar

f = 700e6; sigma = 0.003;

%sigma = 0.04;

epsilon = 4;

for k = 1: KH+1

ca(k) = 1;

cb(k) = 0.5;

end

cons = dt*sigma/(2*eps*epsilon);

for k = 1:KH+1

Ex(k) = 0; Hy(k) = 0;

end

for k = kstart : KH+1

ca(k) = (1-cons)/(1+cons);

cb(k) = 0.5/(epsilon*(1+cons));

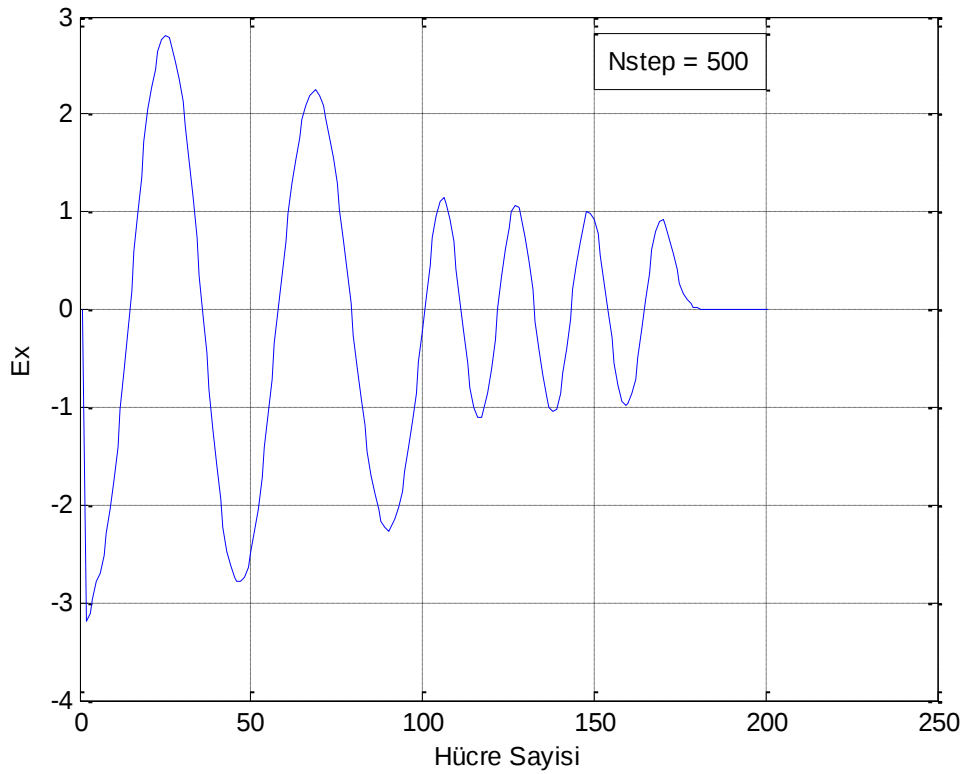
end

% gauss darbresi

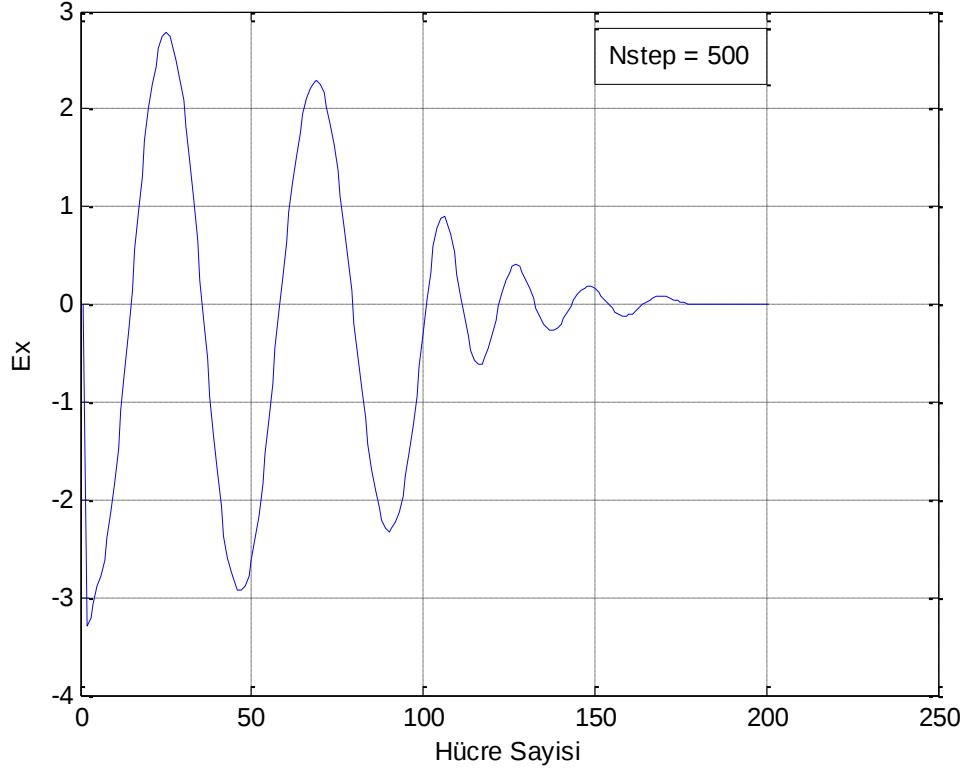
```

for n = 1 : Nstep
    T = T+1
    for k = 2 : KH
        Ex(k) = ca(k)*Ex(k)+cb(k)*(Hy(k-1)-Hy(k));
    end
    pulse = sin (2*pi*f*dt*T);
    %pulse = exp(-0.5*((c-T)/spread)^2);
    Ex(5) = Ex(5)+pulse;
    for k = 2:KH
        Hy(k)=Hy(k)+0.5*(Ex(k)-Ex(k+1));
    end
end
plot(Ex);
xlabel('Hücre Sayısı');
ylabel('Ex');
grid on

```



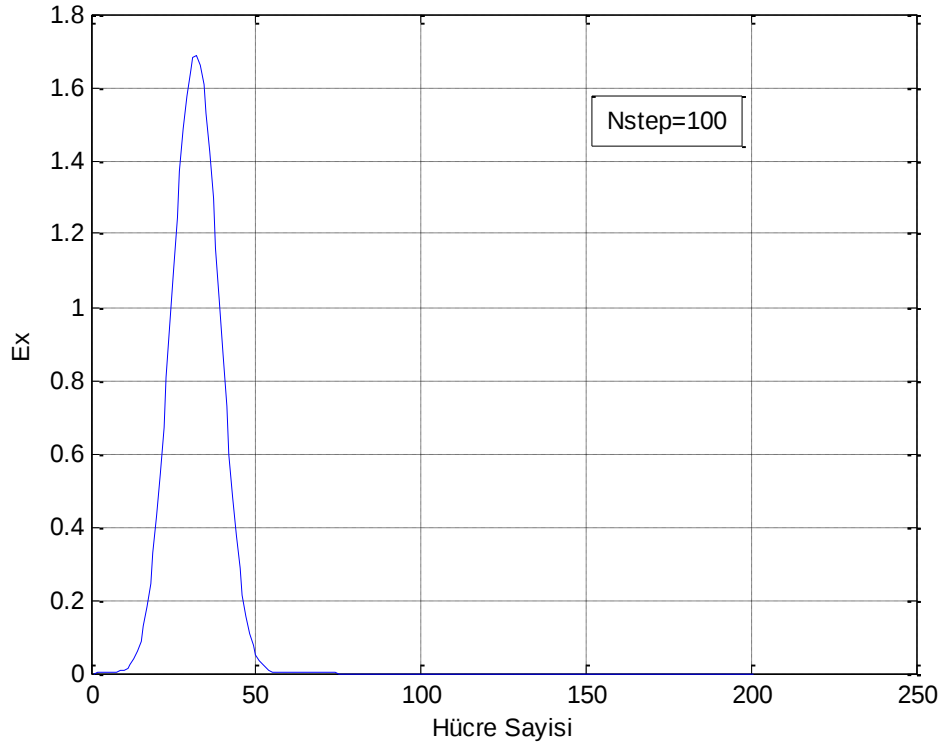
Şekil 3.2a. Dielektrik sabiti 4, iletkenliği 0.003(S/m) olan kayıplı ortama çarpan sinüzoidal dalganın simülasyonu



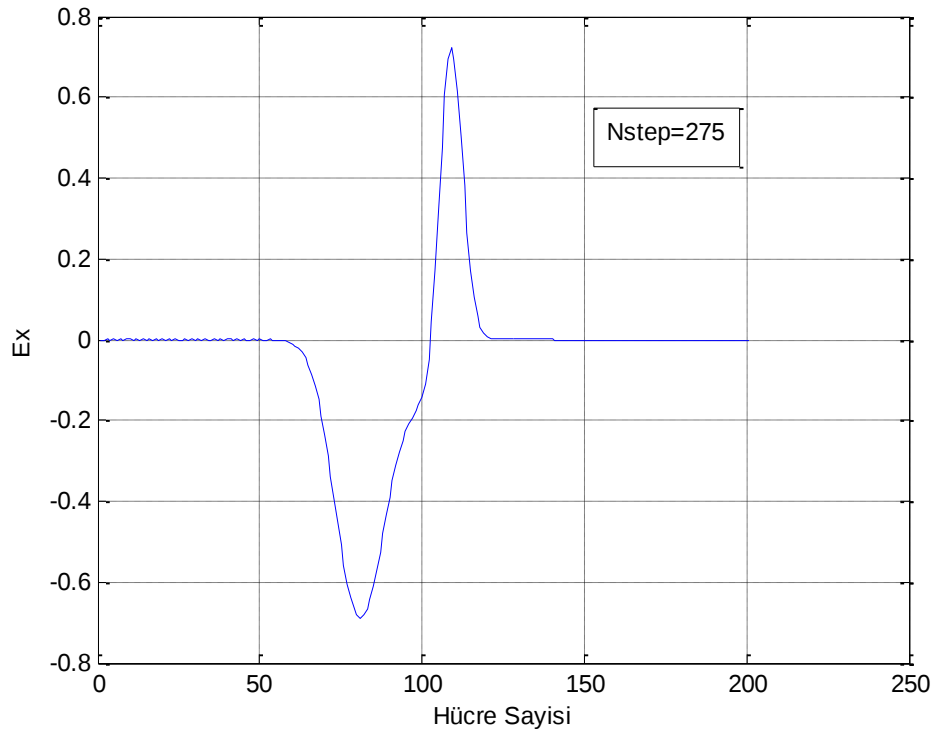
Şekil 3.2b. Dielektrik sabiti 4, iletkenliği 0.04(S/m) olan kayıplı bir ortama çarpan sinüsoidal dalganın simüasyonu

f1d15.m programı, dielektrik sabiti ve iletkenliği 0.003 olan kayıplı bir ortama çarpan sinüsoidal dalgayı simüle etmektedir. Kaynak 700 MHz'dir ve 5 numaralı hücreye yerleştirilmiştir. Dalga en sol noktada üretilir ve sağa doğru yayılır. Diğer ortama çarptığı hücre 100. hücredir. Sinüsoidal dalga ortama çarpınca bir kısmı geri yansır, diğer kısmı iletilir. İkinci kısmın iletkenlik değerine bağlı olarak dalga sönümlenir.

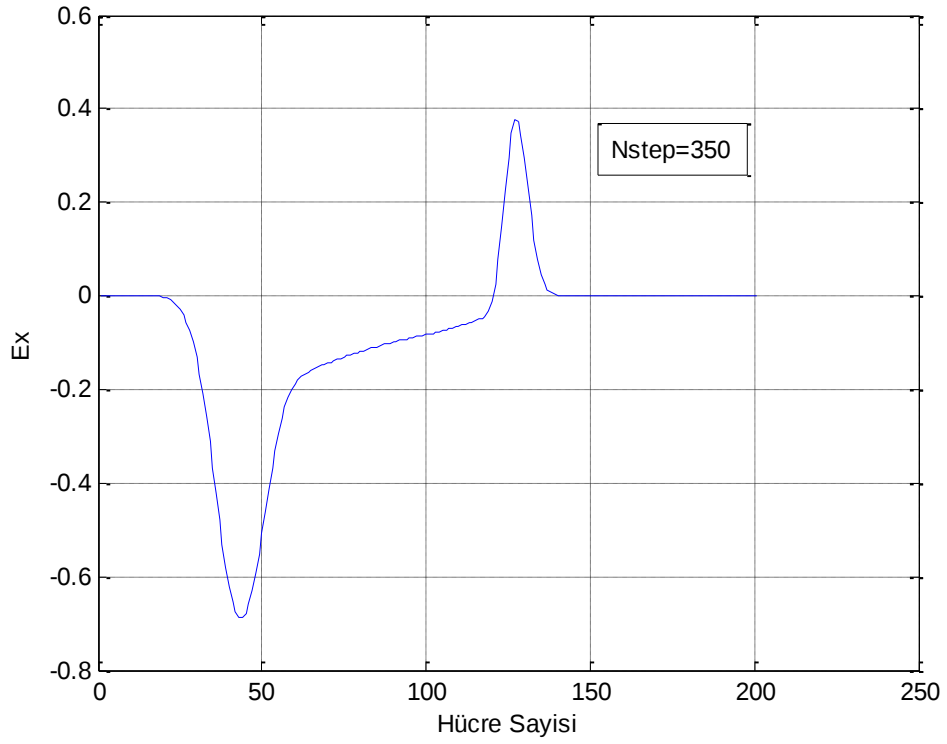
Eğer kaynak olarak sinüsoidal dalga değil de bir gauss darbesi kullanılırsa aşağıdaki sonuçlar elde edilir. Bu durumda da ortam değişimi 100'üncü hücrede başlamış, kaynak yine 5 numaralı hücreye yerleştirilmiştir.



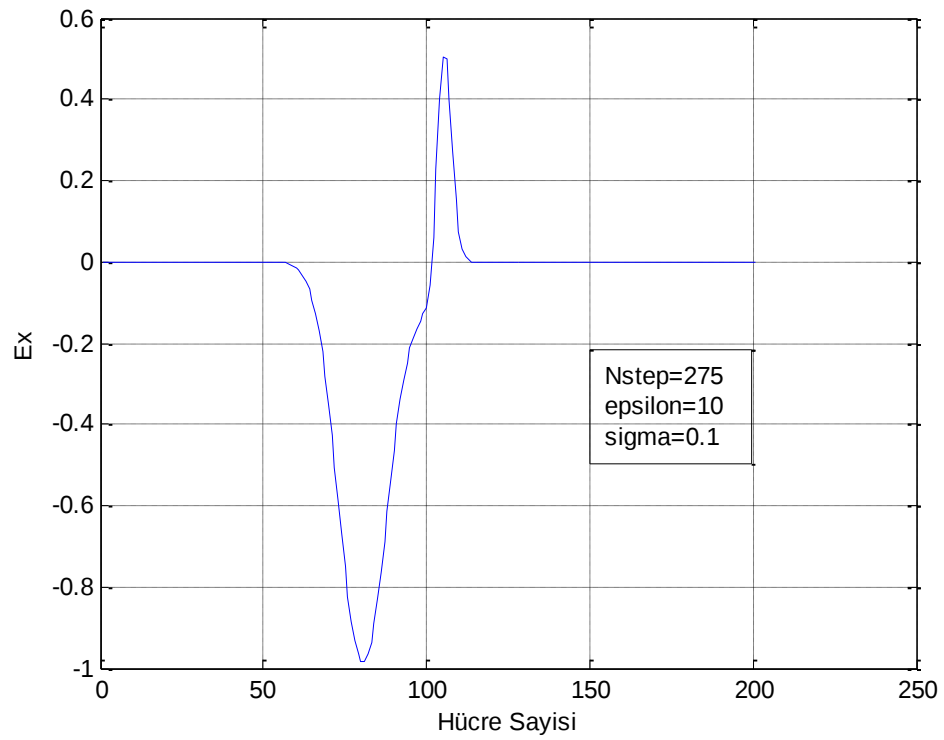
Şekil 3.2c Dielektrik sabiti 4, iletkenliği 0.04(S/m) olan kayıplı bir ortama çarpan Gauss darbesinin simülasyonu ($N_{step}=100$)



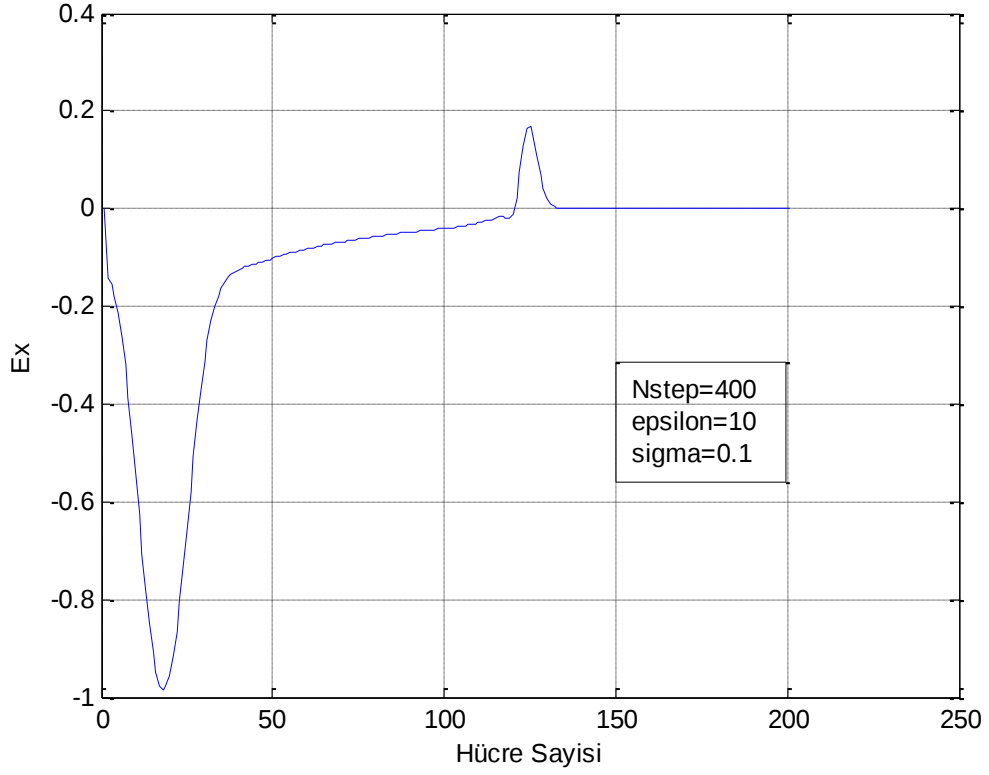
Şekil 3.2d.. Dielektrik sabiti 4, iletkenliği 0.04(S/m) olan kayıplı bir ortama çarpan gauss darbesinin simülasyonu ($N_{step}=275$)



Şekil 3.2e. Dielektrik sabiti 4, iletkenliği 0.04(S/m) olan kayıplı bir ortama çarpan gauss darbesinin simülasyonu ($N_{step}=350$)



Şekil 3.2f. Dielektrik sabiti 10, iletkenliği 0.1(S/m) olan kayıplı bir ortama çarpan gauss darbesinin simülasyonu



Şekil 3.2g. Dielektrik sabiti 10, iletkenliği 0.1(S/m) olan kayıplı bir ortama çarpan gauss darbesinin simülasyonu (Nstep=400)

Darbe ikinci ortam içerisinde ilerlerken iletkenliğe bağlı olarak genliği azalır. Yansıyan dalganın genliği ise herhangi bir kayıp olmadığından sabit kalır.

3.3. Dielektrik ve Kayıplı Bir Ortamda 2 Boyutta Simülasyon

Normalleştirilmiş Maxwell denklemlerini tekrar ele alalım.

$$\frac{\partial \tilde{D}}{\partial t} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \cdot \nabla \times H \quad (3.11a)$$

$$\tilde{D}(\omega) = \epsilon_r(\omega) \cdot \tilde{E}(\omega) \quad (3.11b)$$

$$\frac{\partial H}{\partial t} = -\frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \nabla \times \tilde{E} \quad (3.11c)$$

$\tilde{E}_x, \tilde{E}_y, \tilde{E}_z, H_x, H_y, H_z$ alanları için:

1. $\tilde{E}_z, H_x$ ve H_y bileşenlerinden oluşan transfer manyetik mod **(TM)**,
2. $\tilde{E}_x, \tilde{E}_y$ ve H_z bileşenlerinden oluşan transfer elektrik mod **(TE)** mevcuttur.

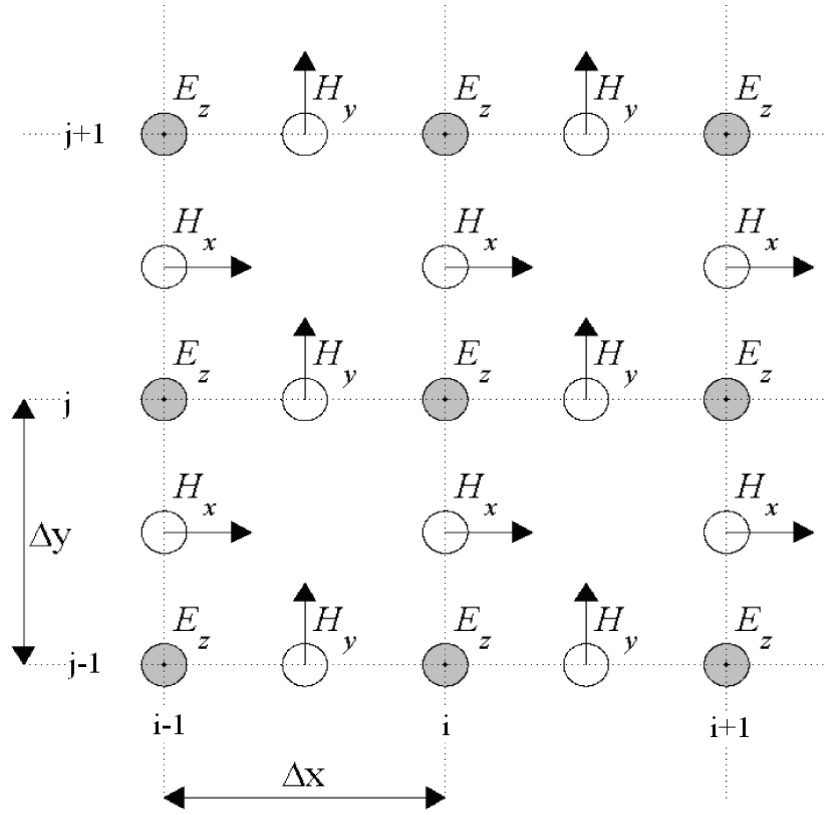
Bu çalışmada TM modu ele alınacaktır. Böylece denklem (3.11) aşağıdaki şekilde yazılır.

$$\frac{\partial D_z}{\partial t} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) \quad (3.12a)$$

$$D_z = \tilde{\epsilon}_r(\omega) \cdot E_z(\omega) \quad (3.12b)$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial t} = -\frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \left(\frac{\partial E_z}{\partial y} \right) \quad (3.12c)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \left(\frac{\partial E_z}{\partial x} \right) \quad (3.12d)$$



Şekil 3.3. İki boyutlu TM analizi için E ve H alanlarının ayrışımı

Denklem (3.12a), (3.12c) ve (3.12d)'den sonlu farklar denklemleri aşağıdaki biçimde elde edilir.

$$\frac{D_z^{n+1/2}(i, j) - D_z^{n-1/2}(i, j)}{\Delta t} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \left(\frac{H_y^n(i+1/2, j) - H_y^n(i-1/2, j)}{\Delta x} \right) - \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \left(\frac{H_x^n(i, j+1/2) - H_x^n(i, j-1/2)}{\Delta y} \right) \quad (3.13a)$$

$$\frac{H_x^{n+1}(i, j+1/2) - H_x^n(i, j+1/2)}{\Delta t} = -\frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \frac{E_z^{n+1/2}(i, j+1) - E_z^{n+1/2}(i, j)}{\Delta y} \quad (3.13b)$$

$$\frac{H_y^{n+1}(i+1/2, j) - H_y^n(i+1/2, j)}{\Delta t} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \frac{E_z^{n+1/2}(i+1, j) - E_z^{n+1/2}(i, j)}{\Delta x} \quad (3.13c)$$

Bir boyutlu simülasyonda yapıldığı şekilde $\Delta t = \frac{\Delta x}{2c_0}$ olarak denklemin kodları elde edilir.

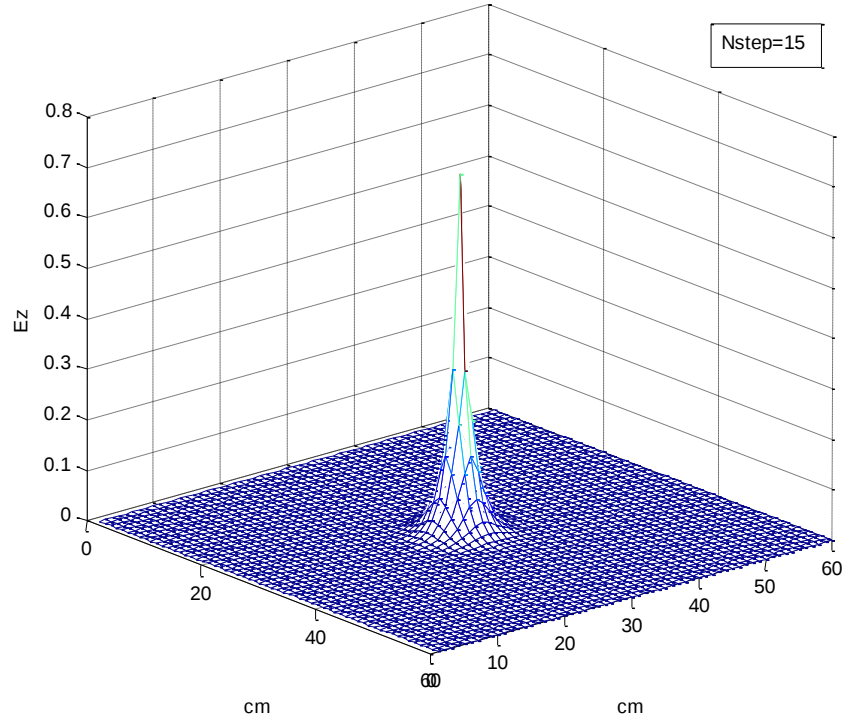
Çizelge 3.3. 2D kayıplı ortam simülasyonu için hazırlanan yazılım

```
%fdd2D1.m
%2D TM Program
IE=60; % x-ekseni uzay adımı
JE=60; % y-ekseni uzay adımı
%Sabitler
ic=IE/2;
jc=JE/2;
ddx=0.01; % Hücre Boyu
dt=ddx/6e8; % Zaman Adımı
eps=8.8541878*(10^-12);
muo=12.56637*(10^-7);
zo=sqrt(muo/eps); %Karakteristik Empedans
c=20;
spread=6;
T=0;
Nstep=60;
for j = 1:JE
    for i = 1:IE
        Ez(i,j) = 0;
        dz(i,j) = 0;
        Hx(i,j) = 0;
        Hy(i,j) = 0;
        ga(i,j) = 1.0
    end
end
end
for n = 1:Nstep
    T=T+1;
    % dz hesabı
```

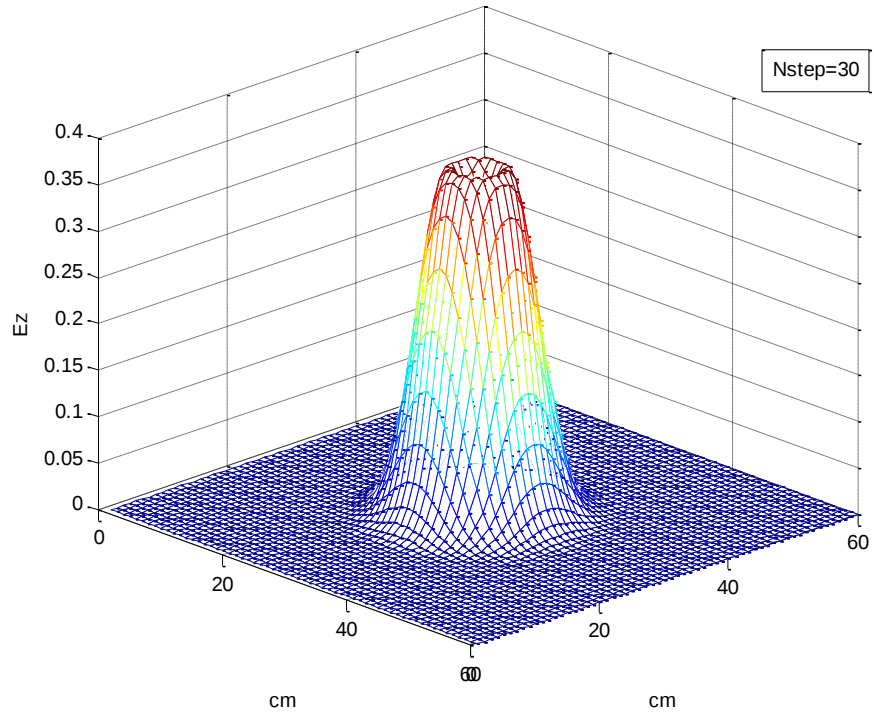
```

for j = 2:JE
    for i = 2:IE
        dz(i,j)=dz(i,j)+0.5*(Hy(i,j)-Hy(i-1,j)-Hx(i,j)+Hx(i,j-1));
    end
end
% Pulse
pulse=exp(-0.5*((c-T)/spread)^2);
dz(ic,jc)=pulse;
% Ez'nin Hesabı
for j=2:JE
    for i=2:IE
        Ez(i,j)=ga(i,j)*dz(i,j);
    end
end
% Hx'in Hesabı
for j=2:JE-1
    for i=2:IE-1
        Hx(i,j)=Hx(i,j)+0.5*(Ez(i,j)-Ez(i,j+1));
    end
end
% Hy'nin Hesabı
for j=2:JE-1
    for i=2:IE-1
        Hy(i,j)=Hy(i,j)+0.5*(Ez(i+1,j)-Ez(i,j));
    end
end
end
hold on;
display(Ez);
mesh(Ez(1:IE,1:JE));
grid on
xlabel ('cm');
ylabel ('cm');
zlabel ('Ez');

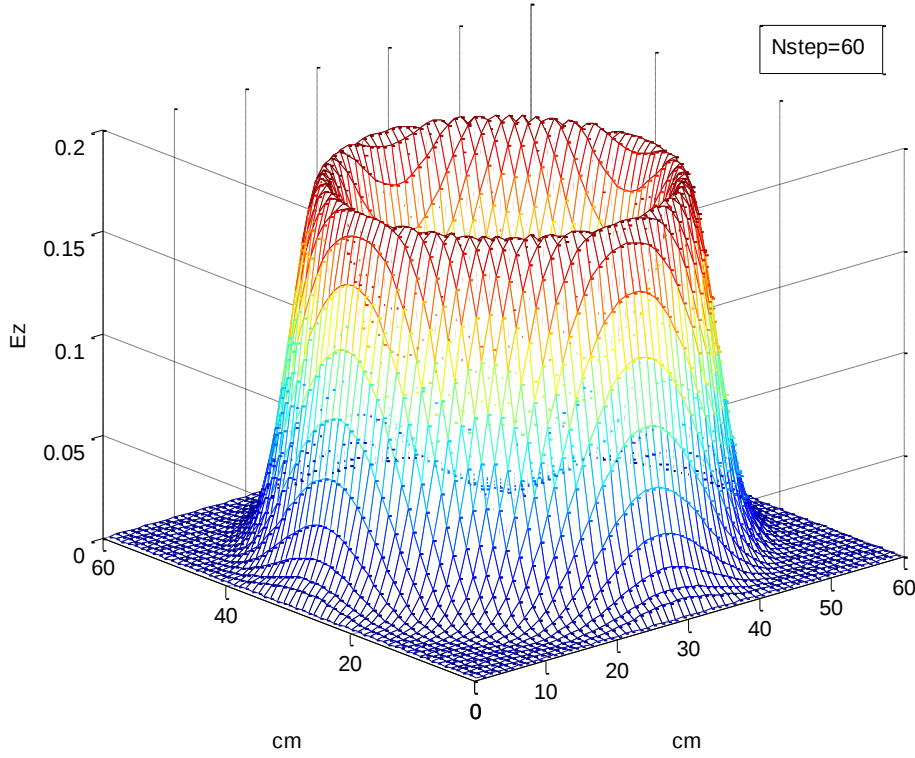
```



Şekil 3.4a. $N_{\text{step}}=15$ zaman adımı simülasyon sonucu



Şekil 3.4b. $N_{\text{step}}=30$ zaman adımı simülasyon sonucu



Şekil 3.4c. Nstep=60 zaman adımı simülasyon sonucu

Program, çözüm bölgesinin merkezinde bir gauss darbesi üreterek yayılımını simüle etmiştir. 15, 30 ve 60 zaman adımı sonra darbenin nasıl şekil aldığı Şekil 3.4a, Şekil 3.4b ve Şekil 3.4c’te görülmektedir.

3.4. Mükemmel Uyumlandırılmış Plaka (PML)

FDTD kullanılarak simüle edilebilen alan boyutları, bilgisayar olanaklarıyla sınırlıdır. Şekil 3.4c’te noktasal bir kaynak tarafından üretilen ve serbest uzayda yayılan ve serbest uzayda yayılan bir dalgayı simüle ettiğimizi farz edelim. Dalga dışa doğru yayılır ve sonuçta matrislerin nasıl boyutlandırıldığı programda belli olan, izin verilebilen bölgenin sonuna gelecektir. Bu bölgenin adresleme işlemi için hiçbir şey yapılmazsa önceden tahmin edilmeyen yansımalar içeriye doğru geri gelecektir. Burada yansıyan parça ve gelen dalgayı belirlemek için herhangi bir metot yoktur. Bu durum, FDTD kullanıldığı sürece soğurma sınır şartlarının bulunması gerekliliğini doğurur.

Bu esnek ve etkili soğurma sınır şartları durumlarından biri Berenger tarafında geliştirilen mükemmel uyumlandırılmış tabakadır. Temel fikir şudur. Bir dalga A ortamında yayılıyorsa

ve B ortamına çarpıyorsa yansıma miktarı ortamın dielektrik sabiti ε ve manyetik geçirgenlik sabiti μ ile belirlenen iki ortamın karakteristik empedansı (3.15) açıklanır. Ortamın karakteristik empedansına bağlı olarak yansıma sabiti (3.14)'te verilmiştir.

$$\Gamma = \frac{\eta_A - \eta_B}{\eta_A + \eta_B} \quad (3.14)$$

$$\eta = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} \quad (3.15)$$

Şimdiye kadar μ 'nün sabit olduğunu kabul ettik. Ancak μ , ε ile değişiyorsa, yani η sabitse, Γ sıfı olabilir ve herhangi bir yansıma olmaz. Fakat bu durum bizim problemimizi çözmez, çünkü darbe yeni ortamda yayılmaya devam etmektedir. Darbenin sınıra çarpmadan önce sönümlenmesini sağlayacak kayıplı bir ortam olması gerekir. Bu ε ve μ 'nün her ikisinin de kompleks yapılmasıyla sağlanır, çünkü imajiner kısım gecikmeye neden olan parçadır. Denklem (3.12)'ye geri dönerek fourier domenine geçelim. Bunun için $\frac{d}{dt} = j\omega$ olur.

$$j\omega D_z = c_0 \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) \quad (3.16a)$$

$$D_z(w) = \dot{\varepsilon}_r(w) E_z(w) \quad (3.16b)$$

$$j\omega H_x = -c_0 \frac{\partial E_z}{\partial y} \quad (3.16c)$$

$$j\omega H_y = -c_0 \frac{\partial E_z}{\partial x} \quad (3.16d)$$

Normalize edilmiş birimler için denklem (3.16a), (3.16c) ve (3.16d)'deki türev ifadelerini elimine ettiğimizi hatırlayalım. Bu ifadelerin yerine gerçek olmayan dielektrik sabiti ve permeabiliteler kullanılacaktır ($\dot{\varepsilon}_{Fz}$, $\dot{\mu}_{Fx}$ ve $\dot{\mu}_{Fy}$).

$$j\omega D_z \dot{\varepsilon}_{Fz}(x) \dot{\varepsilon}_{Fz}(y) = c_0 \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) \quad (3.17a)$$

$$D_z(w) = \dot{\varepsilon}_r(w) E_z(w) \quad (3.17b)$$

$$j\omega H_x \dot{\mu}_{Fx}(x) \dot{\mu}_{Fx}(y) = -c_0 \frac{\partial E_z}{\partial y} \quad (3.17c)$$

$$j\omega H_y \dot{\mu}_{Fy}(x) \dot{\mu}_{Fy}(x) = -c_0 \frac{\partial E_z}{\partial x} \quad (3.17d)$$

Dikkat edilecek birkaç nokta şudur: İlk olarak ε_F değeri akı yoğunluğu D ile ilişkili fakat E ile değildir. İkinci olarak denklem (3.17c) ve (3.17d) deki μ_F ve denklem (3.17a) daki ε_F 'in her birine, biri x biri de y yönü için iki değer ilave edilir. Son olarak denklem (3.17b)'ye hiçbir şey eklenmez. PML'yi sağlamak için kullanılan gerçek olmayan değerler ortamın özelliğini yansıtan $\dot{\varepsilon}_r(w)$ 'nin reel değerleri ile ilgilidir. Bir PML'nin iki temel şartı vardır.

1. Ortamın gerisinden PML'ye giden empedans sabit olmalıdır.

$$\eta_0 = \eta_m = \sqrt{\frac{\dot{\mu}_{Fx}}{\dot{\varepsilon}_{Fx}}} = 1 \quad (3.18)$$

Birimler normalleştirildiğinden empedans 1'e eşittir.

2. Sınıra dikey doğrultuda (örneğin x-yönünde), bağıl dielektrik sabiti ve bağıl manyetik geçirgenlik sabiti bu yönün tersinde olan diğer yönlerde olmalıdır.

$$\dot{\varepsilon}_{Fx} = \frac{1}{\dot{\varepsilon}_{Fy}} \quad (3.19a)$$

$$\dot{\mu}_{Fx} = \frac{1}{\dot{\mu}_{Fy}} \quad (3.19b)$$

Burada bu sabitlerin her biri kompleks kabul edilecektir.

$$\dot{\varepsilon}_{Fm} = \varepsilon_{Fm} + \frac{\sigma_{Dm}}{j\omega\varepsilon_0} \quad m=x \text{ veya } y \text{ için} \quad (3.20a)$$

$$\dot{\mu}_{Fm} = \mu_{Fm} + \frac{\sigma_{Hm}}{j\omega\mu_0} \quad m=x \text{ veya } y \text{ için} \quad (3.20b)$$

Denklem (3.20a) ve (3.20b)'deki parametrelerin aşağıdaki şekilde seçilmesi yeterli olacaktır.

$$\varepsilon_{Fm} = \mu_{Fm} = 1 \quad (3.21a)$$

$$\frac{\sigma_{Dm}}{\varepsilon_0} = \frac{\sigma_{Hm}}{\mu_0} = \frac{\sigma_D}{\varepsilon_0} \quad (3.21b)$$

(3.21) denklemi (3.18)'de yerine yazıldığında 1 sonucunu verir.

$$\eta_0 = \eta_m = \sqrt{\frac{\dot{\mu}_{Fx}}{\dot{\varepsilon}_{Fx}}} = \sqrt{\frac{1 + \sigma(x)/j\omega\varepsilon_0}{1 + \sigma(x)/j\omega\varepsilon_0}} = 1$$

Yalnızca x-yönünde bir PML ele alalım. Böylece denklem (3.17)'deki $\dot{\varepsilon}_F$ ve $\dot{\mu}_F$ 'nin yalnızca x'e bağlı değerlerini ele alacağız.

$$j\omega D_z \dot{\varepsilon}_{Fx}(x) = c_0 \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right)$$

$$j\omega H_x \dot{\mu}_{Fx}(x) = -c_0 \frac{\partial E_z}{\partial y}$$

$$j\omega H_y \dot{\mu}_{Fy}(x) = c_0 \frac{\partial E_z}{\partial x}$$

ve denklem (3.21)'in değerleri kullanılarak (3.22) elde edilir.

$$j\omega \left(\frac{\sigma_D(x)}{j\omega \epsilon_0} \right) D_z = c_0 \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) \quad (3.22a)$$

$$j\omega \left(\frac{\sigma_D(x)}{j\omega \epsilon_0} \right)^{-1} H_z = -c_0 \frac{\partial E_z}{\partial y} \quad (3.22b)$$

$$j\omega \left(\frac{\sigma_D(x)}{j\omega \epsilon_0} \right) H_y = c_0 \frac{\partial E_z}{\partial x} \quad (3.22c)$$

Denklem (3.22)'de verilen ifadelerle FDTD uygulanırsa,

$$j\omega \left(1 + \frac{\sigma_D(x)}{j\omega \epsilon_0} \right) D_z = j\omega D_z + \frac{\sigma_D(x)}{\epsilon_0} D_z$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial D_z}{\partial t} + \frac{\sigma_D(i)}{\epsilon_0} D_z &\cong \frac{D_z^{n+1/2}(i, j) - D_z^{n-1/2}(i, j)}{\Delta t} + \frac{\sigma_D(i)}{\epsilon_0} \cdot \frac{D_z^{n+1/2}(i, j) - D_z^{n-1/2}(i, j)}{2} \\ &= D_z^{n+1/2}(i, j) \frac{1}{\Delta t} \left[1 + \frac{\sigma_D(i) \Delta t}{2\epsilon_0} \right] - D_z^{n-1/2}(i, j) \frac{1}{\Delta t} \left[1 - \frac{\sigma_D(i) \Delta t}{2\epsilon_0} \right] \end{aligned}$$

eşitliği elde edilir. Bu eşitliği (3.22a)'da yerine yazarsak

$$\begin{aligned} D_z^{n+1/2}(i, j) &= gi3(i) \cdot D_z^{n-1/2}(i, j) \\ &+ gi2(i) \cdot 0,5 [H_y^n(i+1/2, j) - H_y^n(i-1/2, j) - H_x^n(i, j+1/2) - H_x^n(i, j-1/2)] \end{aligned} \quad (3.23)$$

elde ederiz. Burada bir kez daha aşağıdaki ifadeyi kullandık.

$$\frac{\Delta t}{\Delta x} c_0 = \frac{\Delta x / (2 \cdot c_0)}{\Delta x} c_0 = \frac{1}{2}$$

gi2 ve gi3 parametreleri

$$gi2(i) = \frac{1}{1 + \sigma_D(i) \cdot \Delta t / (2 \cdot \epsilon_0)} \quad (3.24a)$$

$$gi3(i) = \frac{1 - \sigma_D(i) \cdot \Delta t / (2 \cdot \epsilon_0)}{1 + \sigma_D(i) \cdot \Delta t / (2 \cdot \epsilon_0)} \quad (3.24b)$$

ifadeleri ile verilir. (3.22c) ifadesi

$$\begin{aligned} H_y^{n+1}(i+1/2, j) &= fi3(i+1/2) \cdot H_y^n(i+1/2, j) \\ &+ fi2(i+1/2) \cdot 0,5 \cdot [E_z^{n+1/2}(i+1, j) - E_z^{n+1/2}(i, j)] \end{aligned} \quad (3.25)$$

şeklinde dzenlenebilir. Burada;

$$f12(i+1/2) = \frac{1}{1 + \sigma_D(i+1/2) \cdot \Delta t / (2\varepsilon_0)} \quad (3.26a)$$

$$f13(i+1/2) = \frac{1 - \sigma_D(i+1/2) \cdot \Delta t / (2\varepsilon_0)}{1 + \sigma_D(i+1/2) \cdot \Delta t / (2\varepsilon_0)} \quad (3.26b)$$

şeklindedir. Hy'nin FDTD ızgarasındaki pozisyonu nedeniyle bu parametrelerin (i+1/2)'de hesaplandığına dikkat edin.

Denklem (3.22b) yeniden düzenlenerek aşağıdaki biçimde yazılır.

$$j\omega H_x = -c_0 \left[\frac{\partial E_z}{\partial y} + \frac{\sigma_D(x)}{\varepsilon_0} \frac{1}{j\omega} \frac{\partial E_z}{\partial y} \right]$$

Mesafeye bağlı türev ifadesi

$$\frac{\partial E_z}{\partial y} \cong \frac{E_z^{n+1/2}(i, j+1) - E_z^{n+1/2}(i, j)}{\Delta x} \cong -\frac{curl_e}{\Delta x}$$

olarak yeniden yazılabilir. Bu FDTD ile

$$\frac{H_x^{n+1/2}(i, j+1/2) - H_x^n(i, j+1/2)}{\Delta t} = -c_0 \left[-\frac{curl_e}{\Delta x} - \frac{\sigma_D(x)}{\varepsilon_0} \Delta t \sum_{n=0}^T \frac{curl_e}{\Delta x} \right]$$

olarak ifade edilebilir. Toplamın önündeki ekstra Δt 'ye dikkat ediniz. Bu zaman domeni integral yaklaşımının bir parçasıdır. Sonuç olarak,

$$\begin{aligned} H_x^{n+1}(i, j+1/2) &= H_x^n(i, j+1/2) + \frac{c_0 \cdot \Delta t}{\Delta x} curl_e + \frac{\Delta t \cdot c_0}{\Delta x} \frac{\sigma_D(x) \cdot \Delta t}{\varepsilon_0} I_{Hx}^{n+1/2}(i, j+1/2) \\ &= H_x^n(i, j+1/2) + \frac{c_0 \cdot \Delta t}{\Delta x} curl_e + \frac{\sigma_D(x) \cdot \Delta t}{2\varepsilon_0} I_{Hx}^{n+1/2}(i, j+1/2) \end{aligned}$$

ifadesini elde ederiz. (3.22b) denkleminden aşağıdaki denklemler türetilir.

$$curl_e = E_z^{n+1/2}(i, j) - E_z^{n+1/2}(i, j+1) \quad (3.27a)$$

$$I_{Hx}^{n+1/2}(i, j+1/2) = I_{Hx}^{n-1/2}(i, j+1/2) + curl_e \quad (3.27b)$$

$$H_x^{n+1}(i, j+1/2) = H_x^n(i, j+1/2) + 0,5 \cdot curl_e + f11(i) \cdot I_{Hx}^{n+1/2}(i, j+1/2) \quad (3.27c)$$

Burada;

$$f11(i) = \frac{\sigma(i) \cdot \Delta t}{2\varepsilon_0}$$

f ve g parametrelerinin hesabında iletkenlik değişimine gerek duyulmaz. Yardımcı bir parametre olarak

$$\kappa n = \frac{\sigma \cdot \Delta t}{2\varepsilon_0}$$

ifadesini hesaplayabiliriz ve bu PML içerisinde girdikçe artar. f ve g parametreleri

$$\kappa n(i) = 0,333 * \left(\frac{i}{pml_boyu} \right)^3 \quad i = 1, 2, \dots, pml_boyu \quad (3.28)$$

$$f1(i) = \kappa n(i) \quad (3.29a)$$

$$g2(i) = \left(\frac{1}{1 + \kappa n(i)} \right) \quad (3.29b)$$

$$g3(i) = \left(\frac{1 - \kappa n(i)}{1 + \kappa n(i)} \right) \quad (3.29c)$$

olarak hesaplayabiliriz. Denklem (3.28) ifadesindeki parantez içerisinde 0 ile 1 arasında değiştiğine dikkat ediniz. “0,333” sayısı ampirik olarak hesaplanır ve bu sayı kararlı kalan en büyük sayıdır. Yukarıdaki parametrelerin değişim aralıkları aşağıda verilmiştir:

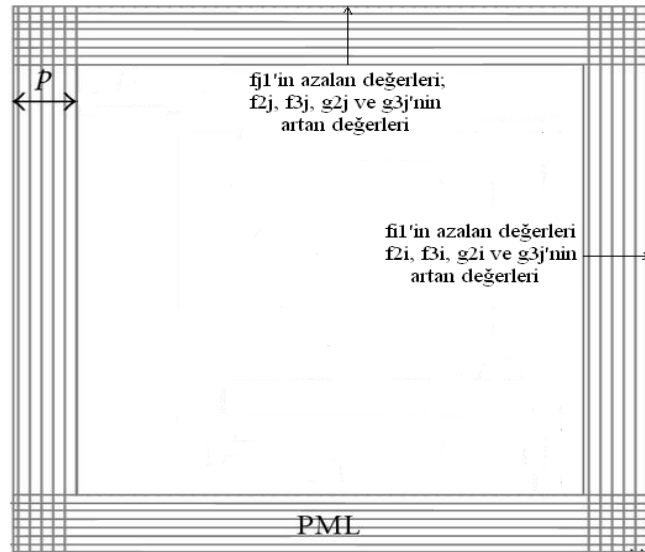
$$f1(i) \quad \quad \quad 0 \text{’den } 0,333 \text{’e} \quad (3.30a)$$

$$g2(i) \quad \quad \quad 1 \text{’den } 0,75 \text{’e} \quad (3.30b)$$

$$g3(i) \quad \quad \quad 1 \text{’den } 0,5 \text{’e} \quad (3.30c)$$

Ana problem uzayı boyunca $g2$ ve $g3$ 1 iken $f1$ sıfırdır. Bu nedenle programın ana parçasından PML’ye bir geçiş mevcuttur.

Şu ana kadar x -yönündeki PML’yi analiz ettik. Benzer şekilde y -yönü için de analizler yapılmalıdır.



Şekil 3.5. PML ile ilgili parametrelerin gösterimi

$$j\omega \left(1 + \frac{\sigma_D(x)}{j\omega \epsilon_0}\right) \left(1 + \frac{\sigma_D(y)}{j\omega \epsilon_0}\right) D_z = c_0 \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) \quad (3.31a)$$

$$j\omega \left(1 + \frac{\sigma_D(x)}{j\omega \epsilon_0}\right)^{-1} \left(1 + \frac{\sigma_D(y)}{j\omega \epsilon_0}\right) H_x = c_0 \left(-\frac{\partial E_z}{\partial y} \right) \quad (3.30b)$$

$$j\omega \left(1 + \frac{\sigma_D(x)}{j\omega \epsilon_0}\right) \left(1 + \frac{\sigma_D(y)}{j\omega \epsilon_0}\right)^{-1} H_y = c_0 \left(\frac{\partial E_z}{\partial x} \right) \quad (3.30c)$$

Daha önceki benzer yöntemi kullanarak, (3.23) denklemini aşağıdaki biçimi alır;

$$D_z^{n+1/2}(i, j) = gi3(i) \cdot gi3(j) \cdot D_z^{n-1/2}(i) \\ + gi2(i) \cdot gi2(j) \cdot 0,5 [H_y^n(i+1/2, j) - H_y^n(i-1/2, j) - H_x^n(i, j+1/2) + H_y^n(i, j-1/2)]$$

y-doğrultusundaki Hy ifadesi

$$curl_e = E_z^{n+1/2}(i+1, j) - E_z^{n+1/2}(i, j) \quad (3.32a)$$

$$I_{Hy}^{n+1/2}(i+1/2, j) = I_{Hy}^{n-1/2}(i+1/2, j) + curl_e \quad (3.32b)$$

$$H_y^{n+1}(i+1/2, j) = fi3(i+1/2) \cdot H_y^n(i+1/2, j) \\ - fi2(i+1/2) \cdot 0,5 \cdot curl_e + fj1(j) \cdot I_{Hy}^{n+1/2}(i+1/2, j) \quad (3.32c)$$

ve sonuç olarak x-doğrultusundaki Hx ifadesi ise şu şekilde elde edilir.

$$curl_e = E_z^{n+1/2}(i, j) - E_z^{n+1/2}(i, j+1)$$

$$I_{Hx}^{n+1/2}(i, j+1/2) = I_{Hx}^{n-1/2}(i, j+1/2) + curl_e$$

$$H_x^{n+1}(i, j+1/2) = fj3(j+1/2) \cdot H_x^n(i, j+1/2) - fi2(j+1/2) \cdot 0,5 \cdot curl_e + fi1(i) \cdot I_{Hx}^{n+1/2}(i, j+1/2)$$

PML ile ilgili parametrelerin tamamı aşağıda verilmiştir.

$$fi1(i) \& fj1(j) \quad 0 - 0,333 \text{ aralığında} \quad (3.33a)$$

$$fi2(i), gi2(i), fj2(j) \& gj2(j) \quad 1 - 0,75 \text{ aralığında} \quad (3.33b)$$

$$fi3(i), gi3(i) \& fj3(j) \& gj3(j) \quad 1 - 0,5 \text{ aralığında} \quad (3.33c)$$

Fi1 ve fj1 parametrelerini sıfıra, diğer parametreleri 1'e ayarlayarak problem uzayının ana parçasında PML basitçe kapatılabilir. Bu parametreler bir boyutlu parametrelerdir, bu yüzden çok az hafıza gerektirir. Ancak I_{Hx} ve I_{Hy} iki boyutlu parametrelerdir.

Çizelge 3.4 Mükemmel uyumlandırılmış tabaka (PML) modelleme simülasyonu

%fdd2D2.m PML Problemi

%*****

KH=60;

Nstep=60;

IE=KH;

JE=KH;

ic=(IE/2)-5;

jc=(JE/2)-5;

pi=3.14159;

epso=8.8e-12;

muo=4*pi*1.e-7;

ddx=0.01; %Hücre Boyu

dt=ddx/6e8;

t0=20;

w=8;

npml=56;

ia=7;

f=1500e6

%Toplam/Saçılan Alan Sınırları

%*****

ib=IE-ia-1;

ja=7;

jb=JE-ja-1;

%Dizilerin Başlangıçları

%*****

for j=1:JE

 for i=1:IE

 dz(i,j)=0,0;

 hx(i,j)=0,0;

 hy(i,j)=0,0;

 ihx(i,j)=0,0;

 ihy(i,j)=0,0;

 ga(i,j)=1.0;

```

        hx_inc(i,j)=0;
        hy_inc(i,j)=0;
        ez_inc(i,j)=0;
    end
end

%PML Parametrelerinin Hesabı
%*****
for i=1:IE
    gi2(i)=1.0;
    gi3(i)=1.0;
    fi1(i)=0.0;
    fi2(i)=1.0;
    fi3(i)=1.0;
end
for j=1:JE
    gj2(j)=1.0;
    gj3(j)=1.0;
    fj1(j)=0.0;
    fj2(j)=1.0;
    fj3(j)=1.0;
end
for i=1:npml
    xnum=npml-i;
    xd=npml;
    xxn=xnum/xd;
    xn=0.33*(xxn)^3;

    gi2(i)=1.0/(1.0+xn);
    gi2(IE-1-i)=1.0/(1.0+xn);
    gi3(i)=(1-xn)/(1+xn);
    gi3(IE-i-1)=(1-xn)/(1+xn);
    xxn=(xnum-0.5)/xd;
    xn=0.25*(xxn)^3;

```

```

    fi1(i)=xn;
    fi1(IE-2-i)=xn;
    fi2(i)=1/(1+xn);
    fi2(IE-2-i)=1/(1+xn);
    fi3(i)=(1-xn)/(1+xn);
    fi3(IE-2-i)=(1-xn)/(1+xn);
end

```

```

for j=1:npml
    xnum=npml-j;
    xd=npml;
    xxn=xnum/xd;
    xn=0.33*(xxn)^3;

    gj2(j)=1.0/(1.0+xn);
    gj2(JE-1-j)=1.0/(1+xn);
    gj3(j)=(1-xn)/(1+xn);
    gj3(JE-j-1)=(1-xn)/(1+xn);

```

```

    xxn=(xnum-0.5)/xd;
    xn=0.25*(xxn)^3;
    fj1(j)=xn;
    fj1(JE-2-j)=xn;
    fj2(j)=1/(1+xn);
    fj2(JE-2-j)=1/(1+xn);
    fj3(j)=(1-xn)/(1+xn);
    fj3(JE-2-j)=(1-xn)/(1+xn);
end

```

```

t0=40;

```

```

T=0;

```

```

w=12;

```

```

for T=1:Nstep

```

```

    T=T+1;

```

```

%Ana FDTD Döngüsü Başlangıcı
%*****

%dz hesabı
for j=2:JE
    for i=2:IE
        dz(i,j)=gi3(i)*gj3(j)*dz(i,j)
        +gi2(i)*gj2(j)*0.5*(hy(i,j)-hy(i-1,j)-hx(i,j)+hx(i,j-1));
    end
end

%Sinüzoidal Kaynak
%*****

pulse=sin(2*pi*f*dt*T);
dz(30,30)=pulse;

%Ez Hesabı
for j=2:JE
    for i=2:IE
        ez(i,j)=ga(i,j)*dz(i,j);
    end
end

%PML'nin bir parçası olarak Ez'nin 0'a ayarlanması
%*****

for j=1:JE-1
    ez(1,j)=0,0;
    ez(IE-1,j)=0.0;
end
for i=1:IE-1
    ez(i,1)=0,0;
    ez(i,JE-1)=0.0;
end

%Hx'in Hesabı

```

```

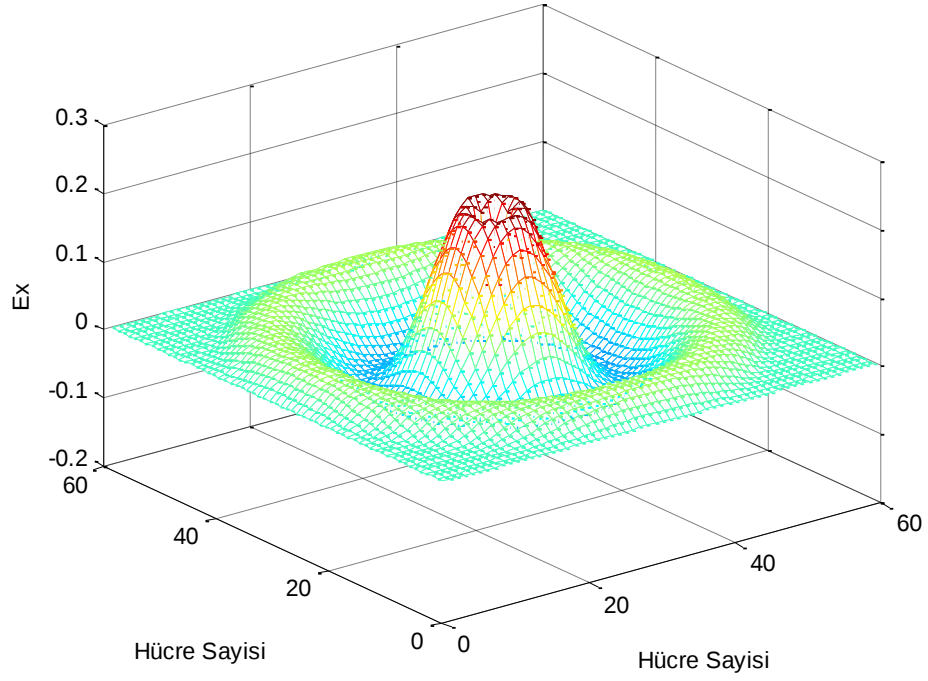
%*****
for j=1:JE-1
    for i=1:IE
        curl_e=ez(i,j)-ez(i,j+1);
        ihx(i,j)=ihx(i,j)+fi1(i)*curl_e;
        hx(i,j)=fj3(j)*hx(i,j)+fj2(j)*0.5*(curl_e+ihx(i,j));
    end
end

%Hy'nin Hesabı
%*****
for j=1:JE-1
    for i=1:IE-1
        curl_e=ez(i+1,j)-ez(i,j);
        ihy(i,j)=ihy(i,j)+fj1(j)*curl_e;
        hy(i,j)=fi3(i)*hy(i,j)+fi2(i)*0.5*(curl_e+ihy(i,j));
    end
end

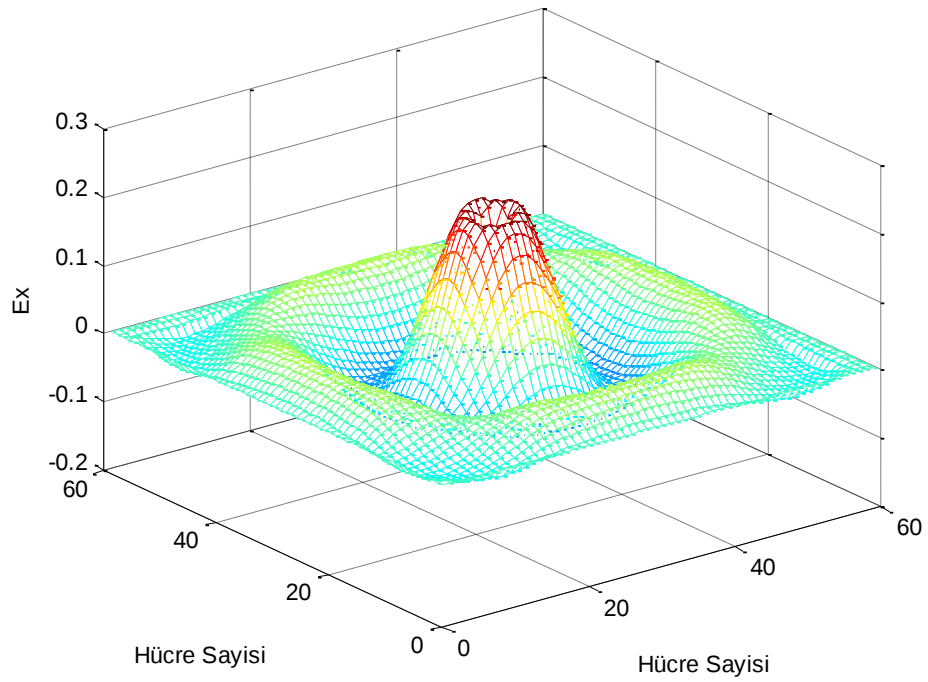
end

mesh(ez(1:IE,1:JE));
xlabel('Hücre Sayısı');
ylabel('Hücre Sayısı');
zlabel('Ex');
grid on

```



Şekil 3.6a. PML modellemesi Nstep=60 zaman adımı simülasyon sonucu



Şekil 3.6b. PML modellemesi Nstep=100 zaman adımı simülasyon sonucu

3.5. İki Boyutlu Düzlem Dalga Simülasyonu

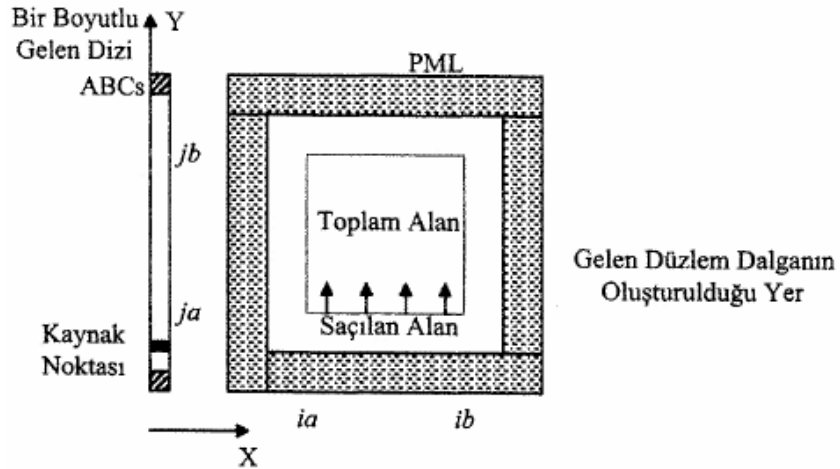
Düzlemsel dalgaların simülasyonu genellikle nümerik elektromagnetikle ilgilidir. RKA hesaplamalarında olduğu gibi problemlerin çoğu düzlemsel dalgaları ele alır. Belli bir mesafeden sonra çoğu antenden yayılan alanlar için düzlem dalga yaklaşımında bulunulabilir.

Bir düzlem dalgayı 2D FDTD programı ile simüle etmek için problem uzayı, toplam alanlar ve saçılan alanlardan oluşan iki bölgeye ayrılacaktır. (Şekil 3.7)

Bunu yapmanın iki temel nedeni vardır:

1. Yayılan düzlem dalga soğurulma sınır şartları ile girişim yapmamalıdır.
2. Soğurulma sınır şartlarındaki yük minimize edilmelidir.

Bu sınır şartları mükemmel değildir. Örneğin çarpan dalganın belli noktaları problem uzayına geri yansır. Sınıra çarparak yayılan alan miktarı hataya bağlı olarak bir miktar azalacaktır.



Şekil 3.7 İki boyutlu problem uzayında toplam/saçılan alanların gösterimi

Gelen bir boyutlu dizi ile bir düzlemsel dalgayı üretmek kolaydır. Bir nokta kaynak seçilir ve gelen Ez alanı bu nokta kaynağa ilave edilir. Böylece her iki yönde ilerleyen düzlem dalga elde edilir. Dalga bir boyutlu olduğundan sınır şartları mükemmeldir.

Şekil 3.8’de gösterildiği gibi, problem uzayının her noktasındaki iki-boyuttaki alan, hem toplam alan ya da diğer alanlardan ibarettir ve sınır üzerinde mevcut alan yoktur. Ancak, eğer bir nokta toplam alan içerisindeyse, bu nokta değeri güncelleştiği zaman mesafeye bağlı

türevi hesaplamak için dış noktaları kullanır ve bu noktanın değeri değiştiğinde noktanın değiştirilmesi gerekir. PML’de değiştirilmesi gerekli üç yer mevcuttur:

1. $j=j_a$ veya $j=j_b$ ’de D_z ’nin değeri

$$D_z(i, j_a) = D_z(i, j_a) + (0.5) \cdot H_{x_inc}(j_a - 1/2) \quad (3.34a)$$

$$D_z(i, j_b) = D_z(i, j_b) - (0.5) \cdot H_{x_inc}(j_b + 1/2) \quad (3.34b)$$

2. $j=j_a$ veya $j=j_b$ ’nin tam dışında H_x

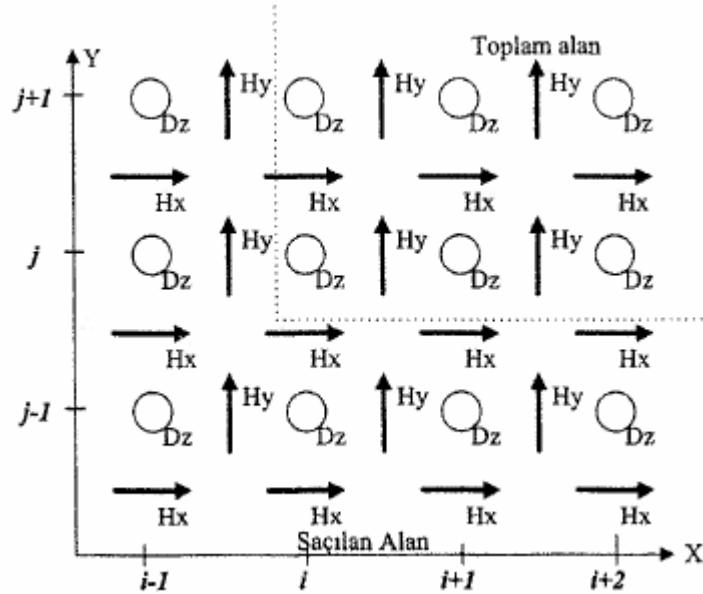
$$H_x(i, j_a - 1/2) = H_x(i, j_a - 1/2) + (0.5) \cdot E_{z_inc}(j) \quad (3.35a)$$

$$H_x(i, j_b + 1/2) = H_x(i, j_b + 1/2) - (0.5) \cdot E_{z_inc}(j) \quad (3.35b)$$

3. $i=i_a$ veya $i=i_b$ ’nin tam dışında H_y

$$H_y(i_a - 1/2, j) = H_y(i_a - 1/2, j) - (0.5) \cdot E_{z_inc}(j) \quad (3.36a)$$

$$H_y(i_b + 1/2, j) = H_y(i_b + 1/2, j) + (0.5) \cdot E_{z_inc}(j) \quad (3.36b)$$



Şekil 3.8. Hem toplam, hem saçılan alanlardaki noktaların gösterimi

Çizelge 3.5 Düzlem dalga simülasyonu

%fdd2D3.m-Problem 3.2

%*****

%Düzlemsel Dalga Kaynağı ile 2D TM Program

KH=60;

Nstep=60;

t0=20;

```

w=8;

IE=KH;
JE=KH;
ic=IE/2;
jc=JE/2;
ia=7;    % Toplam Saçılan Alan Sınırları
ib=IE-ia-1;

ja=7;
jb=JE-ja-1;

pi=3.14159;
epso=8.8e-12;
muo=4*pi*1.e-7;
ddx=0.01;
dt=ddx/6e8;
T=0;
for j=1:JE
    ez_inc(j)=0;
    hx_inc(j)=0;
end
for j=1:JE
    for i=1:IE

        ez_inc(i,j)=0;
        dz(i,j)=0;
        hx(i,j)=0.0;
        hy(i,j)=0.0;
        hx_inc(i,j)=0;
        hy_inc(i,j)=0;
        ga(i,j)=1.0;
        gb(i,j)=0.0;
        ihx(i,j)=0.0;

```

```

        ihy(i,j)=0.0;
        iz(i,j)=0.0;
    end
end
ez_inc_low_m1=0;
ez_inc_low_m2=0;
ez_inc_high_m1=0;
ez_inc_high_m2=0;
for i=1:IE
    gi2(i)=1.0;
    gi3(i)=1.0;
    fi1(i)=0.0;
    fi2(i)=1.0;
    fi3(i)=1.0;
    epsilon(i)=0.0;
    sigma(i)=0.0;
end
for j=1:JE
    gj2(j)=1.0;
    gj3(j)=1.0;
    fj1(j)=0.0;
    fj2(j)=1.0;
    fj3(j)=1.0;
end
for n=1:Nstep
    T=T+1;
    for j=2:JE
        ez_inc(j)=ez_inc(j)+0.5*(hx_inc(j-1)-hx_inc(j));
    end
    ez_inc(1)=ez_inc_low_m2;
    ez_inc_low_m2=ez_inc_low_m1;
    ez_inc_low_m1=ez_inc(2);

    ez_inc(JE-1)=ez_inc_high_m2;

```

```

ez_inc_high_m2=ez_inc_high_m1;
ez_inc_high_m1=ez_inc(JE);

for j=2:JE
    for i=2:IE
        dz(i,j)=gi3(i)*gj3(j)*dz(i,j)+gi2(i)*gj2(j)*(0.5
            *(hy(i,j)-hy(i-1,j)-hx(i,j)+hx(i,j-1)));
    end
end

% Kaynak

%pulse=sin(2*pi*400*1e6*dt*T);
pulse=exp(-0.5*((t0-T)/w)^2);
ez_inc(3)=pulse;

for i=ia:ib
    dz(i,ja)=dz(i,ja)+0.5*hx_inc(ja-1);
    dz(i,jb)=dz(i,jb)-0.5*hx_inc(jb);
end
for j=1:JE-1
    for i=1:IE-1
        %ez(i,j)=ga(i,j)*dz(i,j);
        ez(i,j)=ga(i,j)*dz(i,j);
    end
end
for j=2:JE-1
    ez(2,j)=0.0;
    ez(IE-1,j)=0.0;
end
for i=2:IE-1
    ez(i,1)=0.0;
    ez(i,JE-1)=0.0;
end

```

```

for j=2:JE
    %for i=2:IE
        hx_inc(j)=hx_inc(j)+0.5*(ez_inc(j)-ez_inc(j+1));
    %end
end
for j=1:JE-2
    for i=1:IE-1
        curl_e=ez(i,j)-ez(i,j+1);
        ihx(i,j)=ihx(i,j)+fi1(i)*curl_e;
        hx(i,j)=fj3(j)*hx(i,j)+fj2(j)*(0.5)*(curl_e+ihx(i,j));
    end
end

% Gelen Hx Değerleri
for i=ia:ib
    hx(i,ja-1)=hx(i,ja-1)+0.5*ez_inc(ja);
    hx(i,jb)=hx(i,jb)-0.5*ez_inc(jb);
end

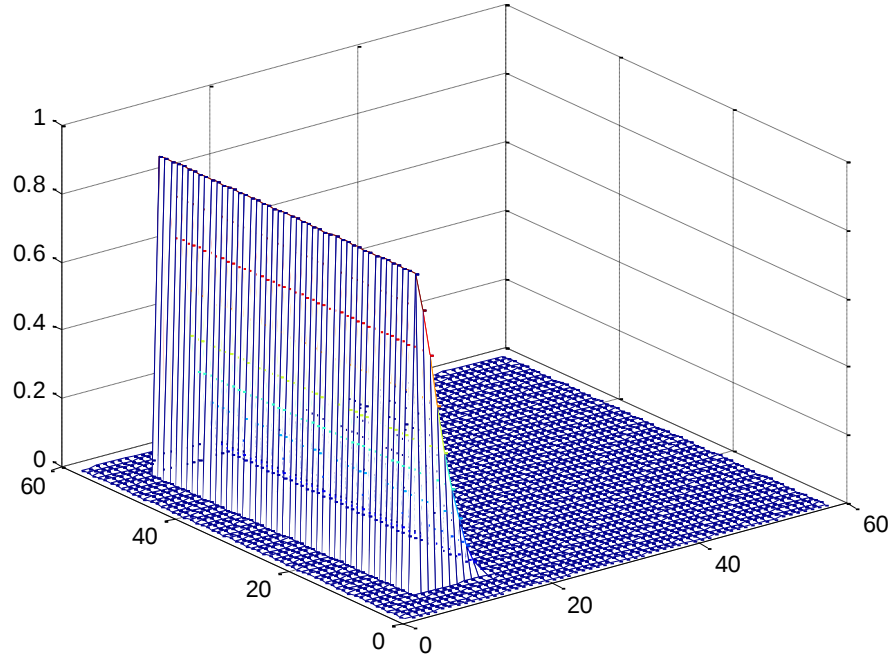
% Hy'nin Hesabı
for j=1:JE-1
    for i=1:IE-2
        curl_e=ez(i+1,j)-ez(i,j);
        ihy(i,j)=ihy(i,j)+fj1(j)*curl_e;
        hy(i,j)=fi3(i)*hy(i,j)+fi2(i)*0.5*(curl_e+ihy(i,j));
    end
end

% Gelen Hy Değerleri
for j=ja:jb
    hy(ia-1,j)=hy(ia-1,j)-0.5*ez_inc(j);
    hy(ib,j)=hy(ib,j)+0.5*ez_inc(j);
end

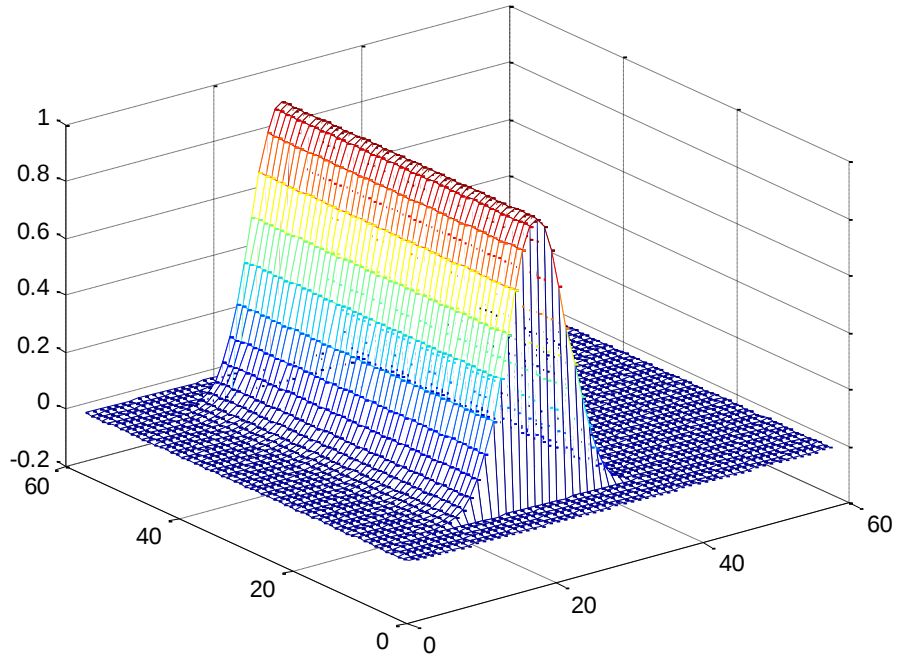
end

mesh(ez(1:IE-2,1:JE-2))

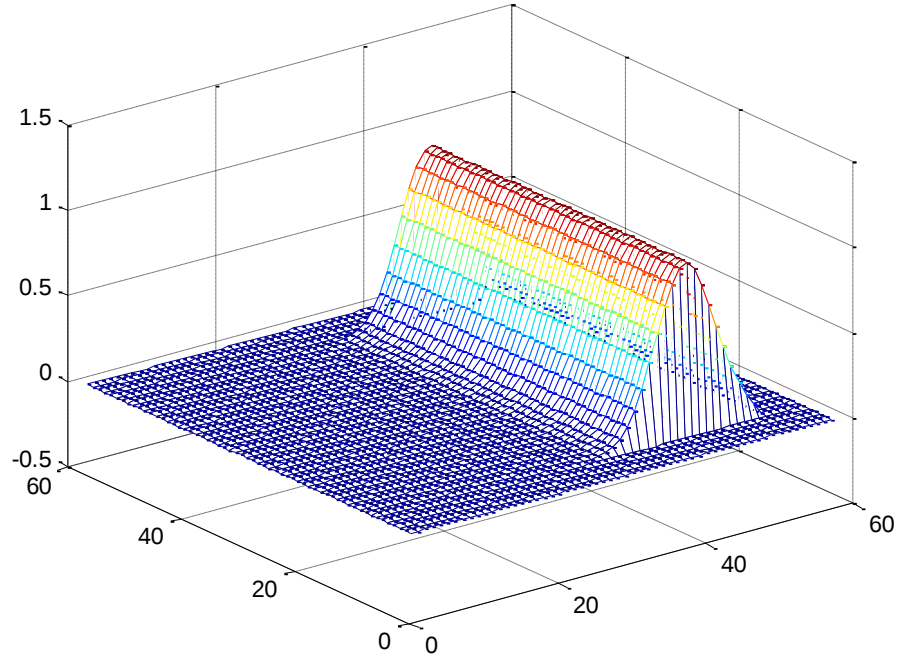
```



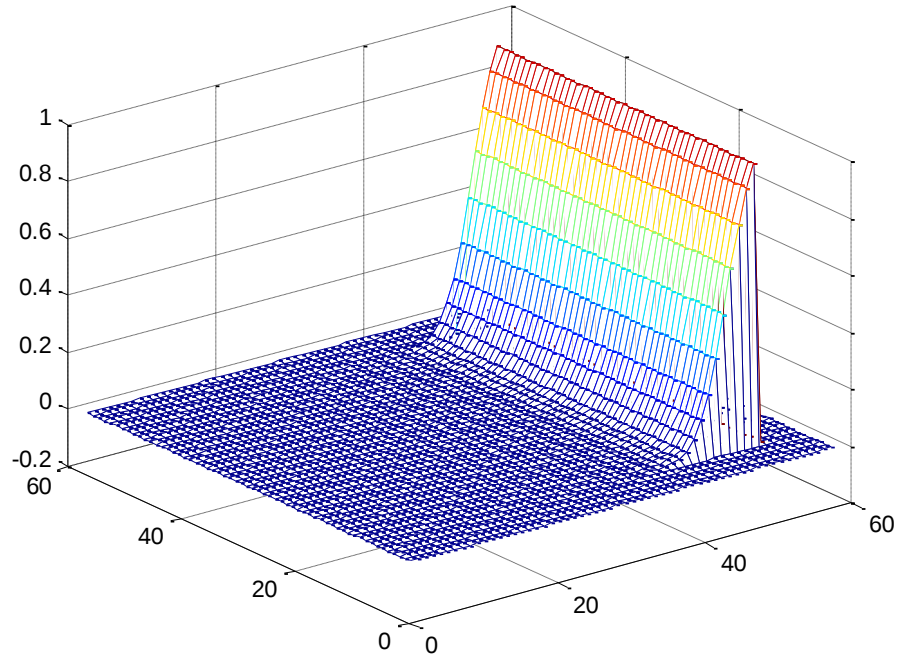
Şekil 3.9a. Nstep=25 için düzlem dalga simülasyonu



Şekil 3.9b. Nstep=60 için düzlem dalga simülasyonu



Şekil 3.9c. Nstep=100 için düzlem dalga simülasyonu

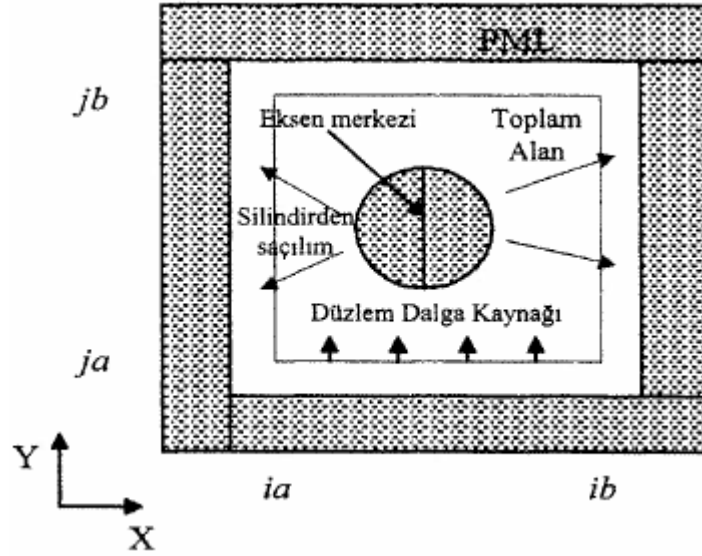


Şekil 3.9d. Nstep=120 için düzlem dalga simülasyonu

3.6. Bir Dielektrik Silindire Çarpan Dalganın Simülasyonu

Bir önceki bölümde düzlemsel dalgayı simüle ettik. Bu bölümde ise bir obje ile girişim yapan bir düzlemsel dalgayı simüle edeceğiz. Bunun için objenin dielektrik sabiti ve iletkenlik gibi elektromagnetik özelliklerinin bilinmesi gerekir. Burada yarıçapı 15cm, dielektrik katsayısı $\epsilon=20$ ve iletkenliği $\sigma=0.0003$ ile tanımlı bir silindiri ele alalım.

Problem uzayının boşlukta başladığını kabul ediyoruz. Her hücre için problem uzayının merkezine olan mesafe hesaplanır, eğer mesafe yarıçaptan küçük ise dielektrik sabit ve iletkenlik ϵ ve σ ya ayarlanır. Dielektrik silindir ile girişim yapan bir düzlemsel dalgayı simüle etmek için gereken problem uzay diyagramı Şekil 3.25'te verilmiştir.



Şekil 3.10 Bir dielektrik silindire çarpan düzlemsel dalganın simülasyon diyagramı

Çizelge 3.6. Dielektrik silindire çarpan düzlem dalganın 2D TM simülasyonu

%Dielektrik Silindire Çarpan Düzlem Dalganın 2D TM Simülasyonu

IE=60;

JE=60;

ic=IE/2;

jc=JE/2;

% Toplam Saçılan Alan Sınırları

ia=7;

ib=IE-ia-1;

```

ja=7;
jb=JE-ja-1;
pi=3.14159;
epso=8.8e-12;
muo=4*pi*1.e-7;
ddx=0.01;
dt=ddx/6e8;
t0=25;
T=0;
w=8;
Nstep=120;
radius=15;
npml=1;

for j=1:JE
    ez_inc(j)=0; hx_inc(j)=0;
end
for j=1:JE
    for i=1:IE
        ez_inc(i,j)=0;
        dz(i,j)=0;
        hx(i,j)=0.0;
        hy(i,j)=0.0;
        hx_inc(i,j)=0;
        hy_inc(i,j)=0;
        ga(i,j)=1.0;
        gb(i,j)=0.0;
        ihx(i,j)=0.0;
        ihy(i,j)=0.0;
        iz(i,j)=0.0;
    end
end
ez_inc_low_m1=0;
ez_inc_low_m2=0;

```

```

ez_inc_high_m1=0;
ez_inc_high_m2=0;
for i=1:IE
    gi2(i)=1.0;
    gi3(i)=1.0;
    fi1(i)=0.0;
    fi2(i)=1.0;
    fi3(i)=1.0;
    epsilon(i)=0.0;
    sigma(i)=0.0;
end
epsilon=20;
sigma=0.0003;
for j=1:JE
    gj2(j)=1.0;
    gj3(j)=1.0;
    fj1(j)=0.0;
    fj2(j)=1.0;
    fj3(j)=1.0;
end
for i=1:npml
    xnum=npml-i;
    xd=npml;
    xxn=xnum/xd;
    xn=0.33*(xxn)^3;

    gi2(i)=1.0/(1.0+xn);
    gi2(IE-1-i)=1.0/(1+xn);
    gi3(i)=(1-xn)/(1+xn);
    gi3(IE-i-1)=(1-xn)/(1+xn);
    xxn=(xnum-0.5)/xd;
    xn=0.25*(xxn)^3;
    fi1(i)=xn;
    fi1(IE-2-i)=xn;

```

```

    fi2(i)=1/(1+xn);
    fi2(IE-2-i)=1/(1+xn);
    fi3(i)=(1-xn)/(1+xn);
    fi3(IE-2-i)=(1-xn)/(1+xn);
end
for j=1:npml
    xnum=npml-j;
    xd=npml;
    xxn=xnum/xd;
    xn=0.33*(xxn)^3;

    gj2(j)=1.0/(1.0+xn);
    gj2(JE-1-j)=1.0/(1+xn);
    gj3(j)=(1-xn)/(1+xn);
    gj3(JE-i-1)=(1-xn)/(1+xn);
    xxn=(xnum-0.5)/xd;
    xn=0.25*(xxn)^3;
    fj1(j)=xn;
    fj1(JE-2-i)=xn;
    fj2(j)=1/(1+xn);
    fj2(JE-2-j)=1/(1+xn);
    fj3(j)=(1-xn)/(1+xn);
    fj3(JE-2-j)=(1-xn)/(1+xn);
end
for j=ja:jb
    for i=ia:ib
        xdist=(ic-i);
        ydist=(jc-j);
        dist=sqrt((xdist)^2+(ydist)^2);
        if dist<=radius
            ga(i,j)=(1./(epsilon+sigma*(dt/epso)));
            gb(i,j)=sigma*(dt/epso);
        end
    end
end
end

```

```

end
for n=1:Nstep
    T=T+1;
    for j=2:JE
        ez_inc(j)=ez_inc(j)+0.5*(hx_inc(j-1)-hx_inc(j));
    end
    ez_inc(1)=ez_inc_low_m2;
    ez_inc_low_m2=ez_inc_low_m1;
    ez_inc_low_m1=ez_inc(2);

    ez_inc(JE-1)=ez_inc_high_m2;
    ez_inc_high_m2=ez_inc_high_m1;
    ez_inc_high_m1=ez_inc(JE);
    for j=2:JE
        for i=2:IE
            dz(i,j)=gi3(i)*gj3(j)*dz(i,j)+gi2(i)*gj2(j)*(0.5)*(hy(i,j)-hy(i-1,j)-hx(i,j)+hx(i,j-1)));
        end
    end
    end
    % Kaynak
    pulse=sin(2*pi*400*1e6*dt*T);
    pulse=exp(-0.5*((t0-T)/w)^2);
    ez_inc(3)=pulse;
    for i=ia:ib
        dz(i,ja)=dz(i,ja)+0.5*hx_inc(ja-1);
        dz(i,jb)=dz(i,jb)-0.5*hx_inc(jb);
    end
    end
    for j=1:JE-1
        for i=1:IE-1
            ez(i,j)=ga(i,j)*(dz(i,j)-iz(i,j));
            iz(i,j)=iz(i,j)+gb(i,j)*ez(i,j);
        end
    end
    end
    for j=2:JE-1
        ez(2,j)=0.0;

```

```

    ez(IE-1,j)=0.0;
end
for i=2:IE-1
    ez(i,1)=0.0;
    ez(i,JE-1)=0.0;
end
for j=2:JE
    hx_inc(j)=hx_inc(j)+0.5*(ez_inc(j)-ez_inc(j+1));
end

%Hx'in Hesabı
%*****
for j=1:JE-2
    for i=1:IE-1
        curl_e=ez(i,j)-ez(i,j+1);
        ihx(i,j)=ihx(i,j)+fi1(i)*curl_e;
        hx(i,j)=fj3(j)*hx(i,j)+fj2(j)*(0.5)*(curl_e+ihx(i,j));
    end
end

% Gelen Hx Değerleri
%*****
for i=ia:ib
    hx(i,ja-1)=hx(i,ja-1)+0.5*ez_inc(ja);
    hx(i,jb)=hx(i,jb)-0.5*ez_inc(jb);
end

% Hy'nin Hesabı
%*****
for j=1:JE-1
    for i=1:IE-2
        curl_e=ez(i+1,j)-ez(i,j);
        ihy(i,j)=ihy(i,j)+fj1(j)*curl_e;
        hy(i,j)=fi3(i)*hy(i,j)+fi2(i)*0.5*(curl_e+ihy(i,j));
    end
end

```

```

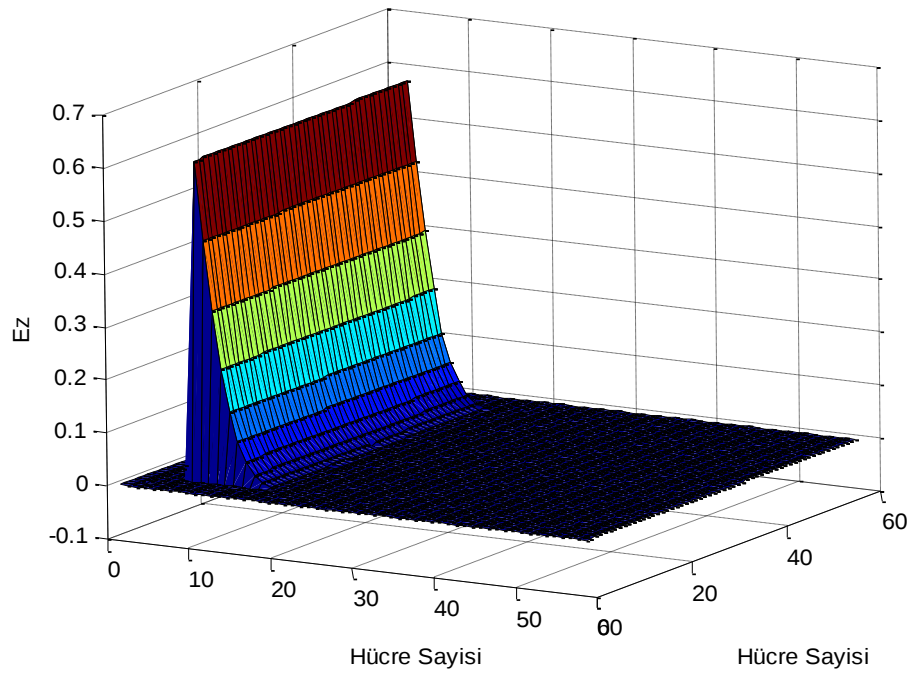
end
end

% Gelen Hy Değerleri
%*****

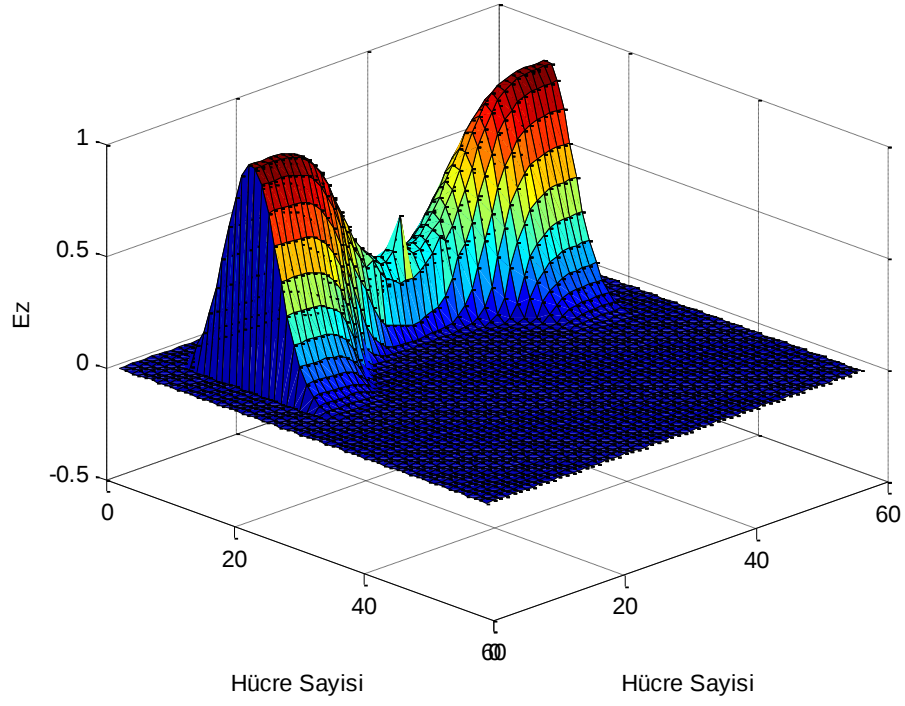
for j=ja:jb
    hy(ia-1,j)=hy(ia-1,j)-0.5*ez_inc(j);
    hy(ib,j)=hy(ib,j)+0.5*ez_inc(j);
end
end

surf(ez(1:IE-2,1:JE-2));
xlabel('Hücre Sayisi');
ylabel('Hücre Sayisi');
zlabel('Ez');

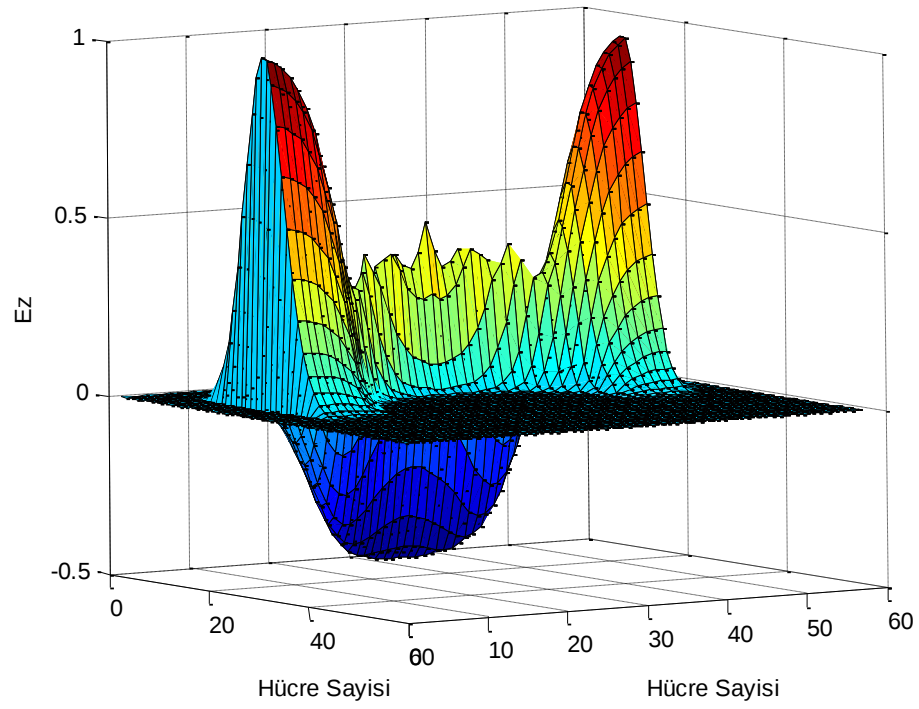
```



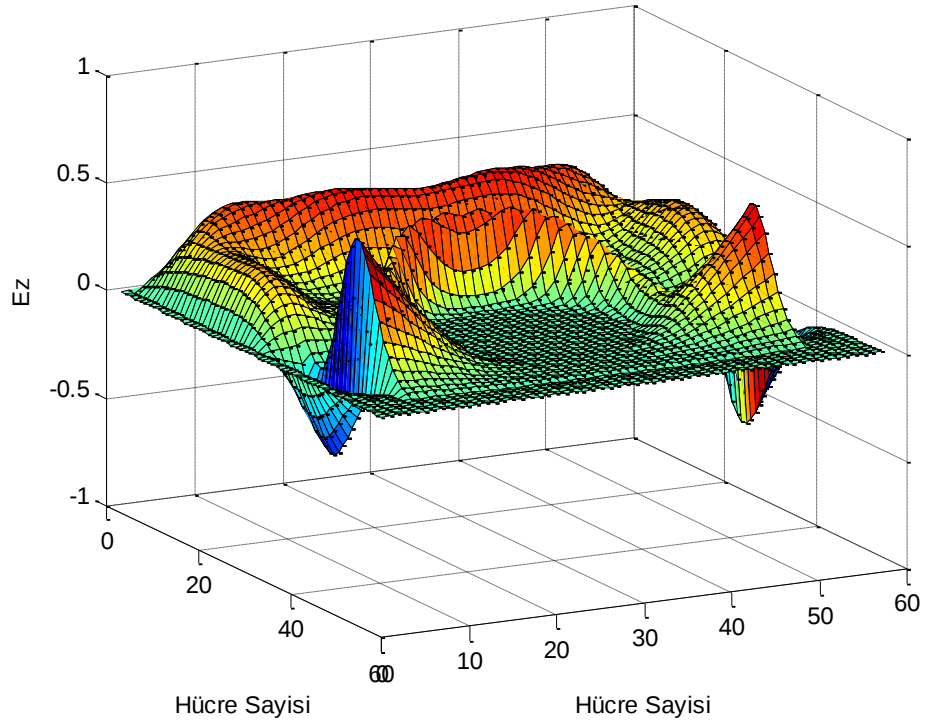
Şekil 3.11a. Nstep=25 silindirik için saçılım simülasyonu



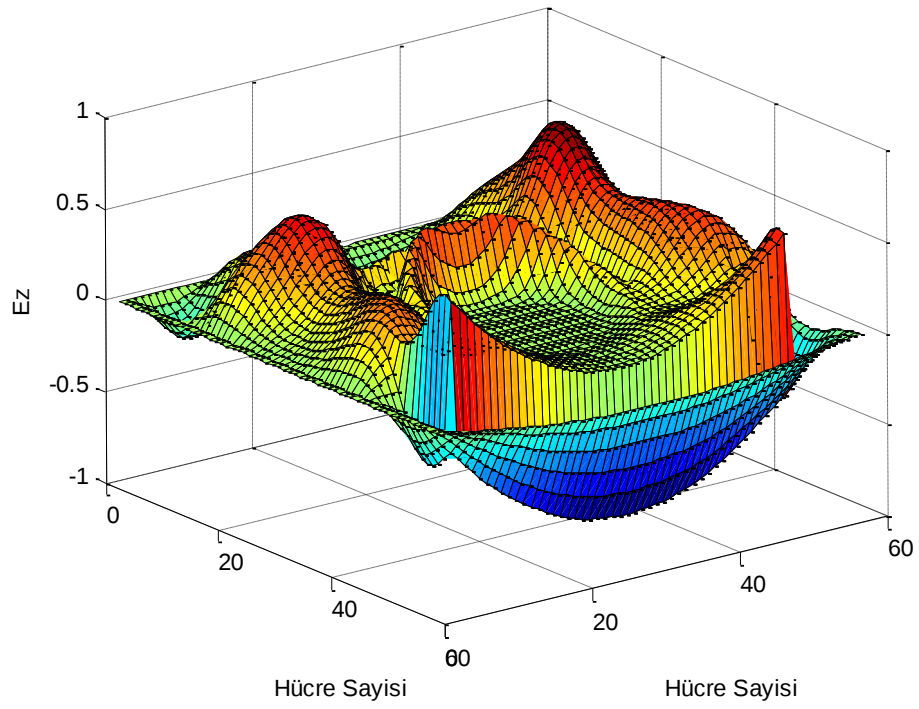
Şekil 3.11b. Nstep=50 silindirik için saçılım simülasyonu



Şekil 3.11c. Nstep=60 silindirik için saçılım simülasyonu



Şekil 3.11d. Nstep=100 silindirik için saçılım simülasyonu



Şekil 3.11e. Nstep=120 silindirik için saçılım simülasyonu

3.7. Gemi Yüzeyine Çarpan Düzlem Dalganın Simülasyonu

Bölüm 3.5'te, belli bir mesafeden sonra antenden yayılan alanlar için düzlem dalga yaklaşımında bulunulabileceği belirtmişti. Bununla birlikte Bölüm 3.6'da yazılan programda kullanılan hücre sayısının arttırılması, yüzeyin ortasına yerleştirilen silindirin yarıçapının artırılarak geminin yan yüzeyine benzetilmesiyle, gemiye doğru yaklaşan bir radar dalgası görüntüsü oluşturulabilir.

Çizelge 3.7. Gemi yüzeyine çarpan düzlem dalganın 2D TM simülasyonu

%Dielektrik Silindire Çarpan Düzlem Dalganın 2D TM Simülasyonu

IE=150;

JE=150;

ic=IE/2;

jc=JE/2;

% Toplam Saçılan Alan Sınırları

ia=10;

ib=IE-ia-1;

ja=10;

jb=JE-ja-1;

pi=3.14159;

epso=8.8e-12;

muo=4*pi*1.e-7;

ddx=0.01;

dt=ddx/6e8;

t0=25;

T=0;

w=8;

Nstep=150;

radius=30;

npml=1;

for j=1:JE

 ez_inc(j)=0; hx_inc(j)=0;

end

```

for j=1:JE
    for i=1:IE
        ez_inc(i,j)=0;
        dz(i,j)=0;
        hx(i,j)=0.0;
        hy(i,j)=0.0;
        hx_inc(i,j)=0;
        hy_inc(i,j)=0;
        ga(i,j)=1.0;
        gb(i,j)=0.0;
        ihx(i,j)=0.0;
        ihy(i,j)=0.0;
        iz(i,j)=0.0;
    end
end
ez_inc_low_m1=0;
ez_inc_low_m2=0;
ez_inc_high_m1=0;
ez_inc_high_m2=0;
for i=1:IE
    gi2(i)=1.0;
    gi3(i)=1.0;
    fi1(i)=0.0;
    fi2(i)=1.0;
    fi3(i)=1.0;
    epsilon(i)=0.0;
    sigma(i)=0.0;
end
epsilon=20;
sigma=0.0003;
for j=1:JE
    gj2(j)=1.0;
    gj3(j)=1.0;
    fj1(j)=0.0;

```

```

    fj2(j)=1.0;
    fj3(j)=1.0;
end
for i=1:npml
    xnum=npml-i;
    xd=npml;
    xxn=xnum/xd;
    xn=0.33*(xxn)^3;

    gi2(i)=1.0/(1.0+xn);
    gi2(IE-1-i)=1.0/(1+xn);
    gi3(i)=(1-xn)/(1+xn);
    gi3(IE-i-1)=(1-xn)/(1+xn);
    xxn=(xnum-0.5)/xd;
    xn=0.25*(xxn)^3;
    fi1(i)=xn;
    fi1(IE-2-i)=xn;
    fi2(i)=1/(1+xn);
    fi2(IE-2-i)=1/(1+xn);
    fi3(i)=(1-xn)/(1+xn);
    fi3(IE-2-i)=(1-xn)/(1+xn);
end
for j=1:npml
    xnum=npml-j;
    xd=npml;
    xxn=xnum/xd;
    xn=0.33*(xxn)^3;

    gj2(j)=1.0/(1.0+xn);
    gj2(JE-1-j)=1.0/(1+xn);
    gj3(j)=(1-xn)/(1+xn);
    gj3(JE-i-1)=(1-xn)/(1+xn);
    xxn=(xnum-0.5)/xd;
    xn=0.25*(xxn)^3;

```

```

fj1(j)=xn;
fj1(JE-2-i)=xn;
fj2(j)=1/(1+xn);
fj2(JE-2-j)=1/(1+xn);
fj3(j)=(1-xn)/(1+xn);
fj3(JE-2-j)=(1-xn)/(1+xn);
end
for j=ja:jb
    for i=ia:ib
        xdist=(ic-i);
        ydist=(jc-j);
        dist=sqrt((xdist)^2+(ydist)^2);
        if dist<=radius
            ga(i,j)=(1./(epsilon+sigma*(dt/epso)));
            gb(i,j)=sigma*(dt/epso);
        end
    end
end
end
for n=1:Nstep
    T=T+1;
    for j=2:JE
        ez_inc(j)=ez_inc(j)+0.5*(hx_inc(j-1)-hx_inc(j));
    end
    ez_inc(1)=ez_inc_low_m2;
    ez_inc_low_m2=ez_inc_low_m1;
    ez_inc_low_m1=ez_inc(2);

    ez_inc(JE-1)=ez_inc_high_m2;
    ez_inc_high_m2=ez_inc_high_m1;
    ez_inc_high_m1=ez_inc(JE);
    for j=2:JE
        for i=2:IE
            dz(i,j)=gi3(i)*gj3(j)*dz(i,j)+gi2(i)*gj2(j)*(0.5)*(hy(i,j)-hy(i-1,j))-hx(i,j)+hx(i,j-1));
        end
    end
end

```

```

end
% Kaynak
pulse=sin(2*pi*400*1e6*dt*T);
pulse=exp(-0.5*((t0-T)/w)^2);
ez_inc(3)=pulse;
for i=ia:ib
    dz(i,ja)=dz(i,ja)+0.5*hx_inc(ja-1);
    dz(i,jb)=dz(i,jb)-0.5*hx_inc(jb);
end
for j=1:JE-1
    for i=1:IE-1
        ez(i,j)=ga(i,j)*(dz(i,j)-iz(i,j));
        iz(i,j)=iz(i,j)+gb(i,j)*ez(i,j);
    end
end
for j=2:JE-1
    ez(2,j)=0.0;
    ez(IE-1,j)=0.0;
end
for i=2:IE-1
    ez(i,1)=0.0;
    ez(i,JE-1)=0.0;
end
for j=2:JE
    hx_inc(j)=hx_inc(j)+0.5*(ez_inc(j)-ez_inc(j+1));
end

%Hx'in Hesabı
%*****
for j=1:JE-2
    for i=1:IE-1
        curl_e=ez(i,j)-ez(i,j+1);
        ihx(i,j)=ihx(i,j)+fi1(i)*curl_e;
        hx(i,j)=fj3(j)*hx(i,j)+fj2(j)*(0.5)*(curl_e+ihx(i,j));
    end
end

```

```

    end
end

% Gelen Hx Değerleri
%*****

for i=ia:ib
    hx(i,ja-1)=hx(i,ja-1)+0.5*ez_inc(ja);
    hx(i,jb)=hx(i,jb)-0.5*ez_inc(jb);
end

% Hy'nin Hesabı
%*****

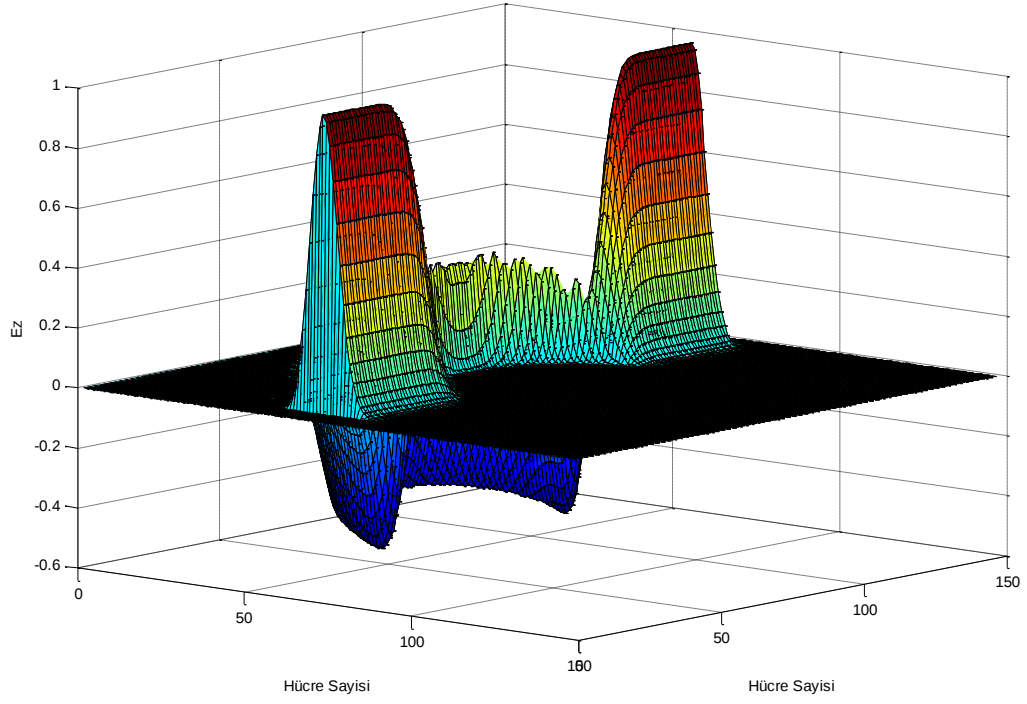
for j=1:JE-1
    for i=1:IE-2
        curl_e=ez(i+1,j)-ez(i,j);
        ihy(i,j)=ihy(i,j)+fj1(j)*curl_e;
        hy(i,j)=fi3(i)*hy(i,j)+fi2(i)*0.5*(curl_e+ihy(i,j));
    end
end

% Gelen Hy Değerleri
%*****

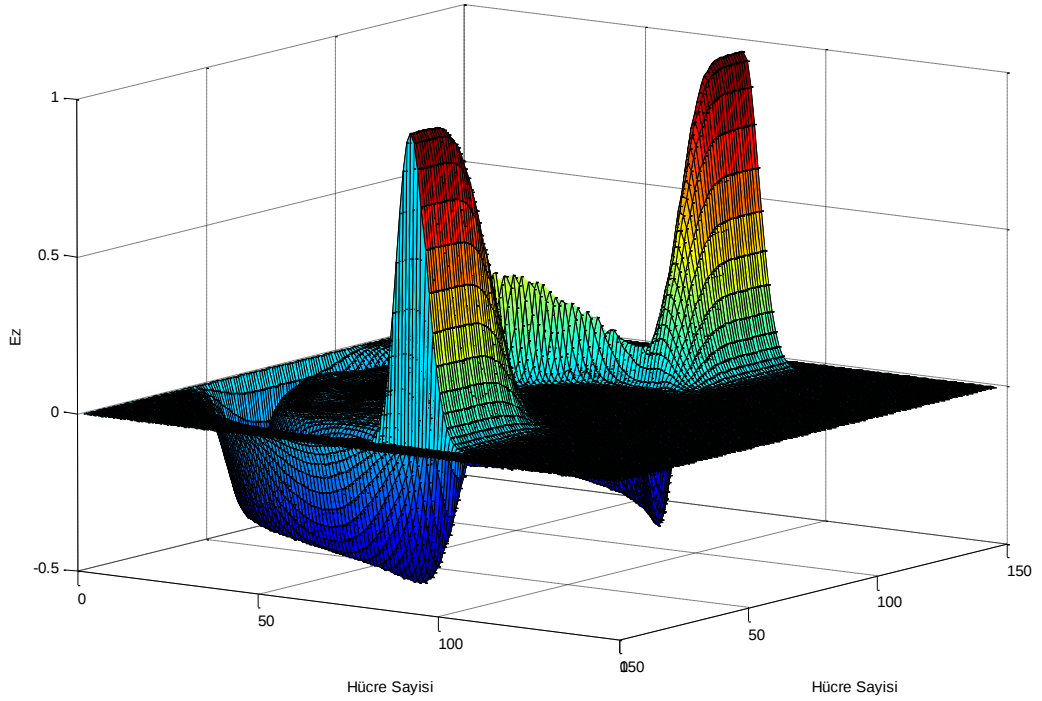
for j=ja:jb
    hy(ia-1,j)=hy(ia-1,j)-0.5*ez_inc(j);
    hy(ib,j)=hy(ib,j)+0.5*ez_inc(j);
end
end

surf(ez(1:IE-2,1:JE-2));
xlabel('Hücre Sayısı');
ylabel('Hücre Sayısı');
zlabel('Ez');

```



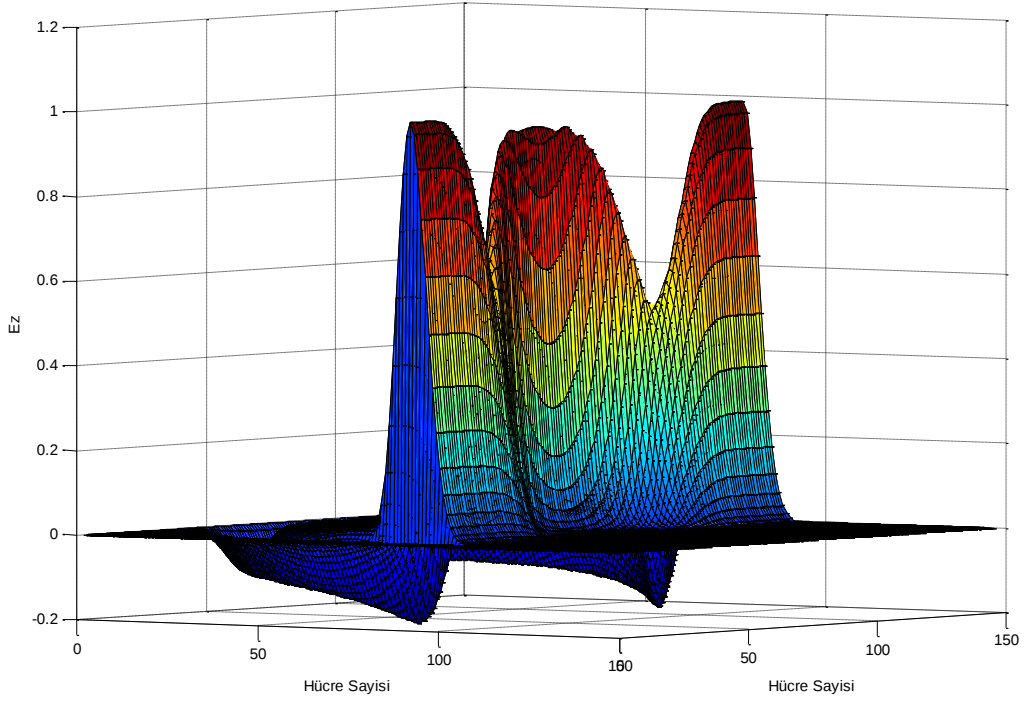
Şekil 3.12a. Nstep=150 için gemi yan yüzeyi saçılım simülasyonu



Şekil 3.12b. Nstep=190 için gemi yan yüzeyi saçılım simülasyonu

Şekilden de görüldüğü üzere çarpmadan önce genliği 1 birim olan darbe işareti, çarptıktan sonra yaklaşık yarı yarıya düşerek -0.5, -0.6 aralığına gerilemektedir.

Programımızda gemi yan yüzeyine ait epsilon değerini küçülttüğümüzde, yansıyan işaretin genliğinin daha da küçüldüğünü görebiliriz.



Şekil 3.13. Nstep=190, epsilon=2 için gemi yan yüzeyi saçılım simülasyonu

Görüldüğü üzere yansıyan işaretin genliği -0.2 değerlerine düşmüştür. Bunun sebebi;

silindirin dielektrik sabitinin küçülmesiyle (3.15) eşitliği $\eta = \sqrt{\mu/\epsilon}$ ile verilen karakteristik

empedansının büyümesi ve dolayısıyla (3.14) eşitliği $\Gamma = \frac{\eta_A - \eta_B}{\eta_A + \eta_B}$ ile verilen yansıma

katsayısının küçülmesidir. Bunun pratikte anlamı, gemi dış yüzeyinin, dielektrik sabiti küçük olan RSM (Radar Soğurucu Malzeme) kaplanmasıdır.

4. GEMİLERDE RKA (RADAR KESİT ALANI) ANALİZİ

4.1. RKA (Radar Kesit Alanı – RCS: Radar Cross Section)

Radar Kesit Alanı, bir cismin veya platformun bir radardaki görünürlük miktarı veya elektromagnetik (EM) dalgalar olan radar sinyallerini yansıtma miktarı olarak tanımlanabilir. Bir başka deyişle RKA, bir cisme çarpan dalgaların radar alıcısına olan etkisidir. Bir cismin belirli bir radar ile bakıldığında hangi menzilde görülebilir olduğunu belirlemeye yarayan denkleme ‘radar denklemi’ veya ‘menzil denklemi’ denir. Bu denklemin içinde radar sistemine ait ‘anten kazancı’ ve ‘sistem gürültüsü’ gibi parametreler ve elektromagnetik dalgaların içinden geçtikleri ortama ait ‘yol uzunlukları’ ve ‘yağmur kayıpları’ gibi parametreler vardır. Bu parametrelerin yanında, hedefin özelliği olarak sadece RKA (İng. Radar Cross-Section, RCS) yer almaktadır. RKA, kullanılan radarın özelliklerinden ve içinde bulunduğu ortamdan bağımsız bir parametredir ve sadece hedefin geometrik özellikleri (şekli) ve yapıldığı malzemenin bir fonksiyonudur. Elektromagnetik dalgalar incelenirken tüm boyutlar ‘dalga boyu’ ile oranlanarak ölçülürler. Dolayısıyla, RKA analizlerinde cismin geometrik özellikleri de dalga boyu cinsinden ifade edilir. Dalga boyu;

$$\text{dalga boyu} = \lambda = \frac{3 \cdot 10^8}{f}$$

formülüyle tanımlandığı için RKA doğal olarak frekansa da bağlı olur.

RKA’nın tanımı ‘cisimden gelen sinyalin cisme yollanan sinyale oranı’ değildir. Eğer tanım böyle olsaydı hem RKA değerleri daima ‘bir’den küçük olur, hem de birimi metrekare olmazdı. RKA’nın tanımı biraz daha karmaşıktır. Bunun için RKA tanımını geniş bir şekilde açıklamak gerekir. Öncelikle bilinmelidir ki RKA’nın tanımı, radar alıcısına cisimden geri gelen EM dalganın gücü cinsinden yapılır. Radar alıcısında hedefin (şeklinin ve malzemesinin) ne olduğu hakkında bir bilgi bulunmadığı için, hedeften gelen enerjinin her yönde aynı miktarda yayıldığı varsayılır. Açıkça yanlış olan bu varsayım sebebiyle çok ufak cisimlerin binlerce metrekarelik RKA değerlerine sahip olduğu veya çok büyük cisimlerin bir kuşun yüzey kesitinden daha küçük RKA değerinin olduğu durumlar ortaya çıkar. Bunun sebebini anlamak için ufak bir cismin, üzerine gelen EM dalgasının enerjisinin çoğunu alıcıya doğru yansıttığını varsayalım. Doğal olarak bu cismin diğer yönlerde yansıttığı EM enerji alıcıya doğru yansıttığından çok daha az olacaktır. Fakat alıcıda bulunan kişi, kendisine göre çok parlak görünen bu hedefin her yönde eşit miktarda enerji yaydığını

varsaymak zorundadır. Bu durumda ‘bu hedeften çıkan EM güç (P_s) nedir?’ sorusunun cevabı da ‘çok büyük bir değer’ olacaktır. Güç ifade ettiği için P_s ’nin birimi Watt olmalıdır. Radardaki temel prensip, hedefin kendi yaptığı ışımanın değil, hedefe bir verici ile yollanan sinyalin yansımalarının algılanmasıdır. Bu yüzden hedefin etrafa yaydığı P_s gücünün hepsini, üzerine gelen EM dalgadan temin etmesi gereklidir. Cismin üzerine gelen EM dalganın şiddeti, metrekare başına taşıdığı güçle, yani Watt/m² cinsinden güç yoğunluğu (S_i) ile ifade edilir. İşte, RKA’nın tanımı da P_s ile S_i ’nin oranlarından bulunur. Yani, ‘Cismin RKA değeri nedir?’ sorusunun cevabı ‘üzerine gelen S_i yoğunluğundaki EM dalgadan P_s gücünü elde etmek için kaç m² olması gerekiyorsa, cismin RKA değeri odur’ olur. Formül ile;

$$\sigma = \frac{P_s}{S_i} \quad \left[\frac{\text{Watt}}{\text{Watt}/\text{m}^2} = \text{m}^2 \right] \quad (4.1)$$

şeklinde ifade edilebilir. Burada kullanılan σ , daha önceki bölümlerde kullandığımız iletkenlik için kullanılan σ ile karıştırılmamalıdır. Buradaki σ , RKA’yı ifade eder. Bu tanımda, hedefin etrafa yaydığı güç, bu hedeften R metre uzaktaki alıcının algıladığı güç yoğunluğu (S_s) cinsinden bilinebilir. EM enerji bir küre yüzeyinde yayıldığından P_s gücüyle ışıyan kaynağın R mesafesinde oluşturacağı güç yoğunluğu

$$S_s = \frac{P_s}{4\pi R^2} \quad (4.2)$$

olacaktır. Bu ifadeden P_s çekilerek RKA tanımına konulursa (R ’nin çok büyük olduğu varsayımıyla) RKA’nın standart tanımına ulaşılır;

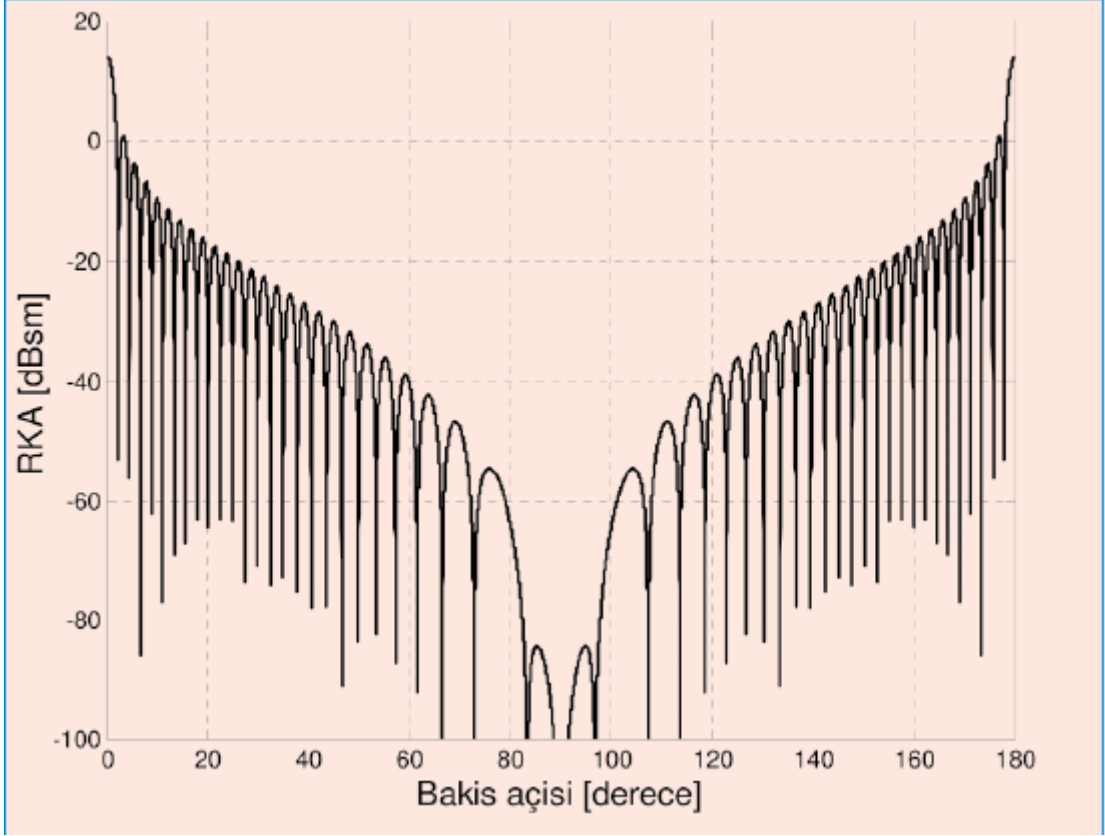
$$\sigma = \lim_{R \rightarrow \infty} 4\pi R^2 \frac{S_s}{S_i} \quad (4.3)$$

Yukarıdaki açıklamalardan anlaşılacağı üzere RKA’nın birimi metrekare(m²)’dir. Fakat bir cismin değişik açılardaki RKA değeri 10^6 m^2 ile 10^{-6} m^2 arasında değişim gösterebilmektedir. Bu kadar geniş aralıktaki RKA değerlerini aynı grafik üzerinde göstermek zor olduğu için RKA ölçümlerinde genellikle logaritmik bir ölçekle gösterilen ‘desibel metrekare’ (dBm²) veya İngilizce ‘decibel square-meter’ teriminin kısaltması olan ‘dBsm’ birimi kullanılır. Metrekare ile dBsm cinsinden RKA değerlerinin arasında

$$\sigma_{dB} = 10 \log_{10}(\sigma)$$

$$\sigma = 10^{(0.1 \cdot \sigma_{dB})} \quad (4.4)$$

formülleri ile geçiş sağlanabilir. RKA değerinin hangi limitler arasında nasıl bir değişim göstereceğine iyi bir örnek olarak kenar uzunluğu 25cm olan metal bir kare plakanın X-bandında açıya bağlı olarak RKA grafiği Şekil 4.1.'de verilmiştir. Eğer bu şekil dBsm yerine m2 ölçeğinde verilmiş olsaydı pek bir bilgi içeremezdi.



Şekil 4.1. Kenarı 0.25 olan plakanın X-Bandındaki RKA değerinin açıya göre değişimi

Bir cismin RKA değerinin açısal bağımlılığı Şekil 4.1.'deki örnekte de gözüktüğü üzere pek çok tepe ve sıfır değerine sahip bir yapıdadır. Düzensiz aralıklarla gözlenen bu tepe ve sıfır değerler, genellikle bir zarf eğrisi ile sınırlanırlar. Genel bir kural olarak herhangi bir düzlemde yapılan 90°'lik bir tarama içerisinde RKA değeri, cisim o düzlemde kaç dalgaboyu büyüklükteyse o kadar tane tepe değerine ulaşır. RKA değerinin çok hızlı değiştiği bilindiği için ölçümlerde genellikle açısal veya zamansal ortalamalar alınır ve cismin RKA değeri bu ortalama olarak kabul edilir. Geliştirilen bir platformun analizinde ise hedeflenen RKA değeri elde edilen en yüksek RKA değeri olarak alınır. RKA değerinin açıyla çok hızlı değişim göstermesinin getirdiği bir başka sıkıntı da hesaplamaların yapılacağı açıdaki RKA değeri birkaç miliradyan sonra 20-30 dBsm artabilir veya azalabilir. Tüm tepe değerlerini yakalamak için yapılacak miliradyan bazında bir açısal tarama ise mevcut hesaplama gücünün çok ötesindedir. Ancak bu konuda geliştirilmiş bazı teknolojiler vardır.

Elektromagnetik dalgaların cisimlerden yansması sırasında değişik fizik olayları devreye girebilir. Basit yansımanın (reflection) haricinde kırılım (refraction) ve kırınım (diffraction) da oluşabilir ve bunlar da RKA değerini etkileyebilir. Basit yansımada RKA değeri frekans ile doğru orantılı olarak artış gösterirken kırınımın hesaba katıldığı durumlarda kırınımın tipine (kenar kırınımı, köşe kırınımı) ve polarizasyon durumuna göre $f^{1.5}$ ile f^2 arasında değişim gösteren RKA davranışlarına rastlanabilir. Yukarıda da ifade edildiği üzere, bir cismin RKA değeri, radarın o cisme bakış açısına ve frekansına göre değişir. Silahlı kuvvetlere ait gemi, uçak, güdümlü mermi gibi platformların RKA değerlerinin düşük olması, bu platformların düşman radarları tarafından daha yakın menzilde görülmesini sağlar veya arka plandaki gürültü (veya kargaşa) arasında seçilmesini zorlaştırır. Dolayısıyla düşük RKA değerine sahip olan platformlara karşı tedbir geliştirme süresi kısa olur ve bu platformların saldırı kabiliyetleri artar. Bu sebepten, silahlı kuvvetler tarafından kullanılan platformların RKA değerlerini düşürmek için gelişmiş ülkelerde pek çok çalışmalar yapılmaktadır. Bu çalışmalar genel olarak iki grupta toplanabilir. Birincisi, platformların tasarımları ve geliştirmeleri sürecinde geometrik şekilleri ile oynanarak RKA azaltımı sağlanmasıdır. ABD Hava Kuvvetleri envanterindeki F-117 ve B-2 uçaklarının ve yeni nesil hücumbotların alışılmışın dışındaki görünüşleri radar sinyallerini geri yansıtmamak üzere yapılmış çalışmaların eseridir. (Şekil 4.2.) Geometrik tasarım faaliyeti envanterde bulunan platformlar için uygun bir yöntem değildir. RKA azaltıcı çalışmaların ikincisi, radar soğurucu malzeme (RSM; *Radar Absorbing Material*, RAM) ile platformların yüksek RKA'ya sebep olan kısımlarının boyanmasıdır. Bu faaliyetin temel kısıtları olarak uygun RSM teknolojilerinin geliştirilmesi ve tatbik edilen platformların şartlarına uygun hale getirilmesi (Ör: hava platformları için yüksek hızlardaki sürtünmeye ve yağmur erozyonuna karşı; deniz platformları için nem ve tuzluluğa karşı dayanımının sağlanması) düşünülebilir. Ayrıca platform üzerinde hangi bölgelere RSM tatbik edileceğinin bulunması da başlı başına bir problemdir. RKA düşürmeye yönelik iki faaliyet de sadece denemeler ve doğrudan RKA ölçümleriyle yürütülürse hem zaman, hem de maliyet olarak çok yüksek bedeller gerektirebilir. Ancak, bu iki faaliyette de gerçek platformlar üzerinde denemelerin yapılmasından önce bir yazılım ile bilgisayar ortamında tanımları yapılmış olan platformların RKA değerlerinin hesaplanması ve ön tasarımların simülasyon ortamında tamamlanması zaman ve maliyet olarak büyük tasarruf sağlar.

RKA'NIN en maksimum olduğu durum kedigözü şeklinde bir yapıdır (içbükey bir dik üçgen düşünelim). Bunun tam tersi geometrilerde ise (yani dış bükey dik üçgen gibi) RKA azalır.

bu yüzden stealth uçakların, gemilerin yüzeyi bu şekilde dış bükey üçgensel levhalardan yapılır. Uçaklarda RKA'yı artıran en önemli etken dış geometrilerinden ziyade jet motorlarıdır. Bu motorların içindeki rotorlar ve silindirik boşluk nedeniyle çok büyük geri saçılmalar olmaktadır. Bu yüzden stealth uçaklarda motorlar içe gömülüdür.



Şekil 4.2a. F117 ve B2 uçağı



Şekil 4.2.b Sea Shadow gemisi

RKA'nın genel formülü aşağıda tanımlandığı gibidir;

$$\sigma = \frac{4 \cdot \pi \cdot r^2 \cdot S_r}{S_t} \quad (4.5)$$

S_t : Radar hedefi üzerindeki gönderici gücü yoğunluğu (W/m^2)

S_r : r menzilineki yansıtılmış güç yoğunluğu (W/m^2)

Yani RKA, cismin boyutlarına ve şekline, radar gönderim frekansına, kullanılan malzemelere ve uçan cismin elektriksel özelliklerine bağlıdır. Ayrıca RKA hesabı için elde edilen bu formül, optik kurallara, keza frekansa bağımlı yansımaların, radar cihazının dalga boyundan çok çok uzaklarda bulunan nesnelerden kaynaklandığı koşulu altında geçerlidir. RKA'nın matematiksel hesabı sadece basit yüzeylerde yapılabilir.

4.2. Basit Yüzeylerin RKA Değerleri

Basit Yüzeylere ait RKA değerleri matematiksel olarak ifade edilebilir ve de maksimum RKA değerleri bulunabilir.

Küp için:

$$\sigma_{\max} = \frac{4 \cdot \pi \cdot w^2 \cdot h^2}{\lambda^2} \quad (4.6a)$$

Küre için:

$$\sigma_{\max} = \pi \cdot R^2 \quad (4.6b)$$

Silindir için:

$$\sigma_{\max} = \frac{2 \cdot \pi \cdot r \cdot h^2}{\lambda} \quad (4.6c)$$

Düz Plaka için (Radarı 90 derece açıyla görüyor)

$$\sigma_{\max} = \frac{4 \cdot \pi \cdot b^2 \cdot h^2}{\lambda^2} \quad (4.6d)$$

Eğimli Düz Plaka için (Radarı eğimli bir açıyla görüyor)



Şekil 4.3. Eğimli düz plaka yansıması

Yansıtılmış enerji bir başka yöne yansımaktadır. Gönderici radar bu enerjiyi alamaz. Bu yüzden göndericisi ve alıcısı farklı yerlerde bulunan bistatik radarlar kullanılır.

Küp, küre, silindir, düz plaka için parametre değerleri belirleyerek RKA değerleri bulmaya çalışalım.

1. Küp:

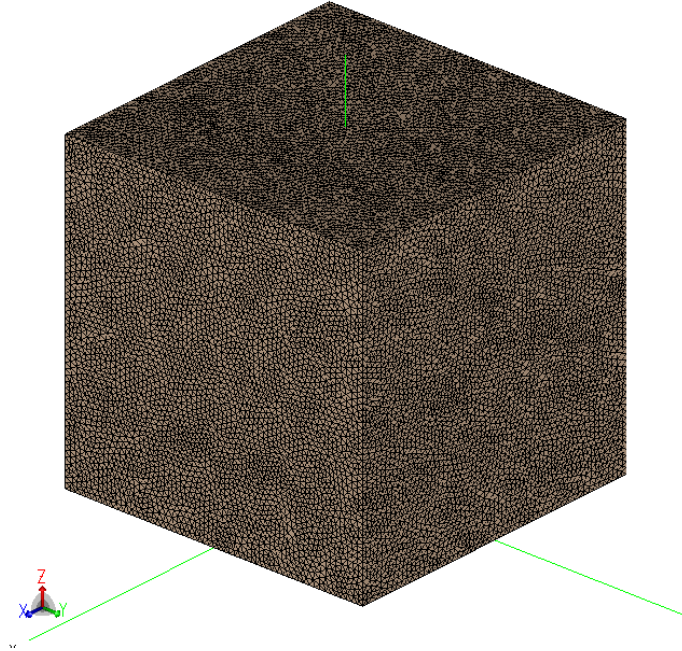
Maksimum RKA değeri (4.6a) denklemiyle belirlenen küp için $w=0.5$ ve $h=0.5$ değerini aldığımızda

$$\sigma_{\max} = \frac{4 \cdot \pi \cdot (0.5)^4}{(0.3)^2} = 872.664 m^2 = 29.4 dBsm$$

olduğu görülür. Burada X-Band $f=10GHz$ kullanılmıştır ve diğer hesaplamalar için de aynı frekans kullanılacaktır.

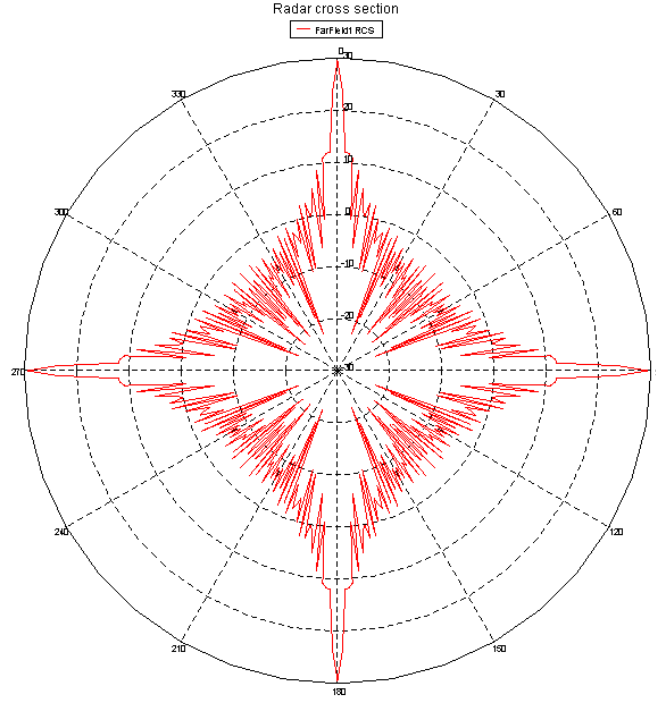
$$\lambda = \frac{c}{f} = \frac{3 \cdot 10^8}{10 \cdot 10^9} = 0.03m$$

Küpü, boyutları bahsedildiği şekilde FEKO programına tanıtarak analiz ettiğimizde de yaklaşık aynı sonuca ulaşırız.



Şekil 4,4a. FEKO'da küpün görünümü

Şekil (4.4)'te FEKO Programına tanımlanan küpe, XY düzleminde 0'dan 360 dereceye kadar 1'er derece artırılarak düzlem dalga yollanmış ve yansıyan dalganın bileşenini almak suretiyle kutupsal koordinatlarda sonuç alınmıştır (Şekil 4.4b). Malzeme ise mükemmel iletken olarak seçilmiştir. Bundan sonraki tüm simülasyonlar da aynı yolla yapılacaktır.



Şekil 4.4b. Kúpün RKA paterni

Simülasyon sonucunda XY düzleminde $\Phi = 0^\circ$, $\Phi = 90^\circ$, $\Phi = 180^\circ$ ve $\Phi = 270^\circ$ açılarında maksimum RKA değeri 30 dBsm olarak elde edilmiştir. Bulunan bu değer, işlemle bulunan maksimum RKA değeri ile tutarlıdır.

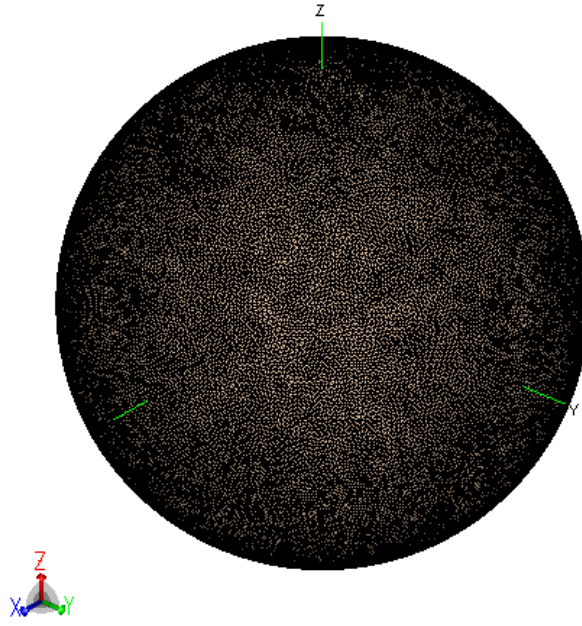
2. Küre:

Yarıçapı 0.5m olarak alınan ve maksimum RKA değeri Denklem (4.6b)'de verilen bir küre için;

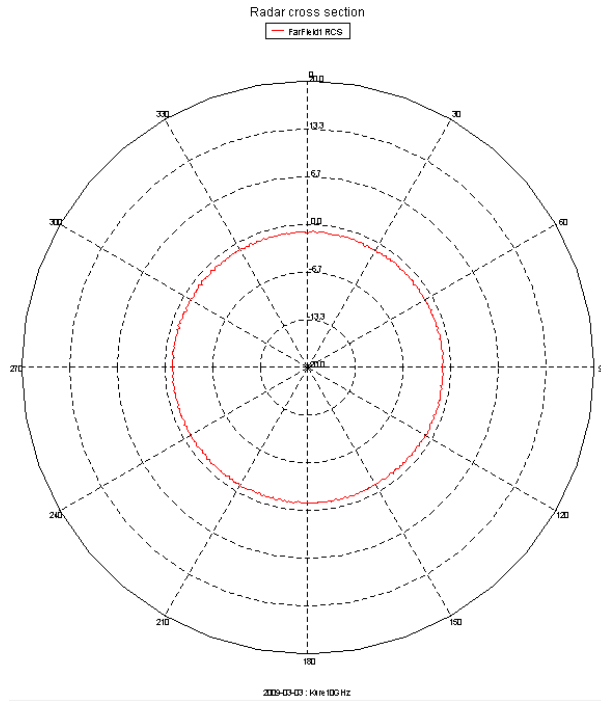
$$\sigma_{\max} = \pi \cdot (0.5)^2 = 0.7854m^2 = -1.04dBsm$$

olarak bulunur.

FEKO Programıyla simüle edildiğinde ise (Şekil 4.5a), RKA paterni -0.8dBsm'lik sabit bir değer göstermiştir (Şekil 4.5b). Çünkü küre için 0'dan 360 dereceye kadar gelen dalga her zaman dik açıda gelmektedir ve böylece RKA sabit kalmaktadır. Analizde bulunan değer ile işlemle bulunan değer arasında küçük sayılabilecek fark vardır. Dolayısıyla iki sonuç birbirleriyle tutarlıdır denebilir.



Şekil 4.5a FEKO’da kürenin görüntüsü



Şekil 4.5b Küreye ait RKA paterni (XY düzlemi).

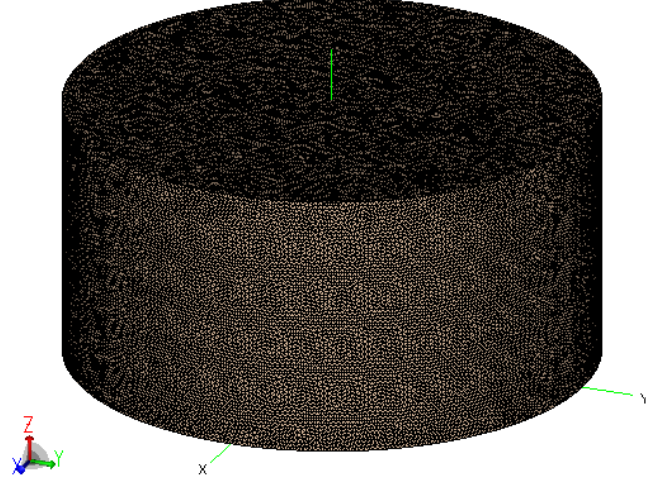
3. Silindir:

Silindir için maksimum RKA değeri (4.6c) eşitliğiyle verilmiştir. Burada $r=0.5\text{m}$ ve $h=0.5\text{m}$ alındığında ortaya çıkacak olan maksimum RKA değeri:

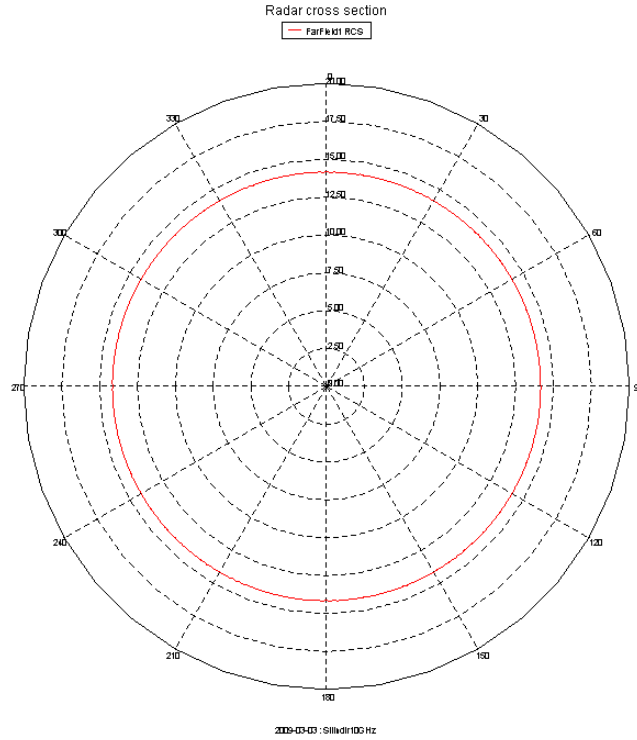
$$\sigma_{\text{maksimum}} = \frac{2\pi(0.5)^3}{0.03} = 26.179\text{m}^2 = 14.18\text{dBsm}$$

olarak karşımıza çıkar.

Silindir FEKO Programıyla simüle edildiğinde, XY düzleminde yapılan simülasyonda küreninkine benzer biçimde 14dBsm'lik sabit bir RKA değeri bulunur (Şekil 4.6b). Dolayısıyla simülasyon, matematiksel hesaplama hemen hemen aynı sonucu vermiştir.

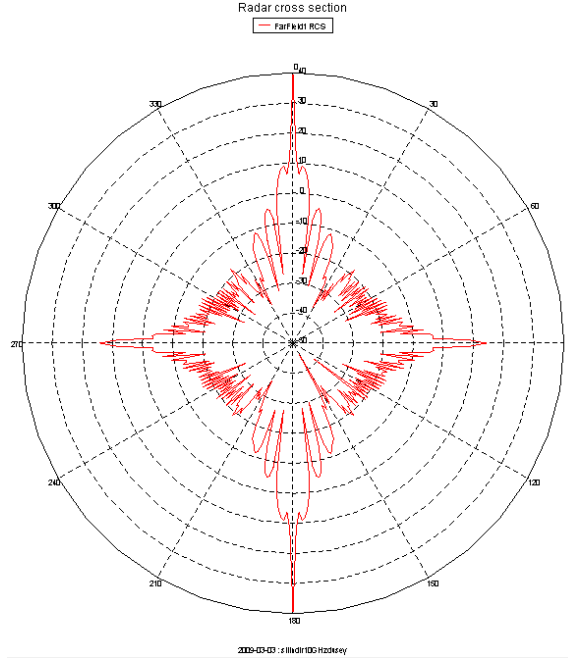


Şekil 4.6a. Silindirin FEKO programındaki görünümü.



Şekil 4.6b. Silindire ait RKA paterni (XY düzlemi).

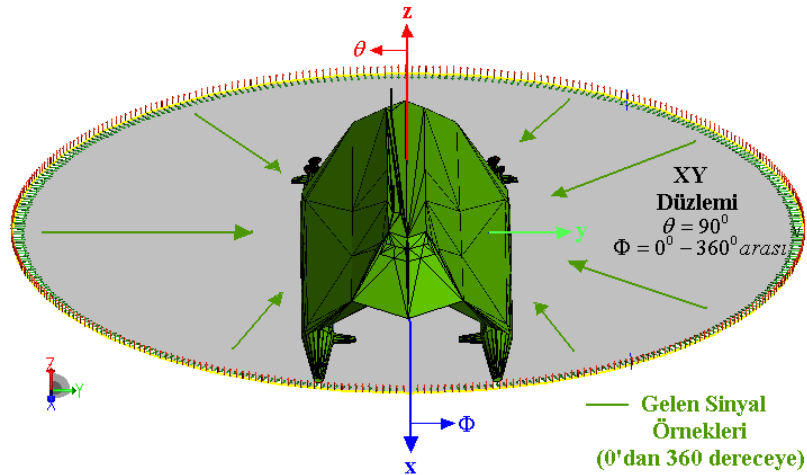
Silindire aynı zamanda YZ-Düzleminde de analiz yapılmıştır. Bu durumda da $\theta = 0$ ve $\theta = 180$ için, yani silindirin alt ve üst yüzeylerinde RKA değerinin maksimum olması gerektiği söylenebilir. Yapılan simülasyon sonucu elde edilen RKA paterni aşağıdaki gibidir:



Şekil 4.6c Silindire ait RKA paterni (YZ düzlemi).

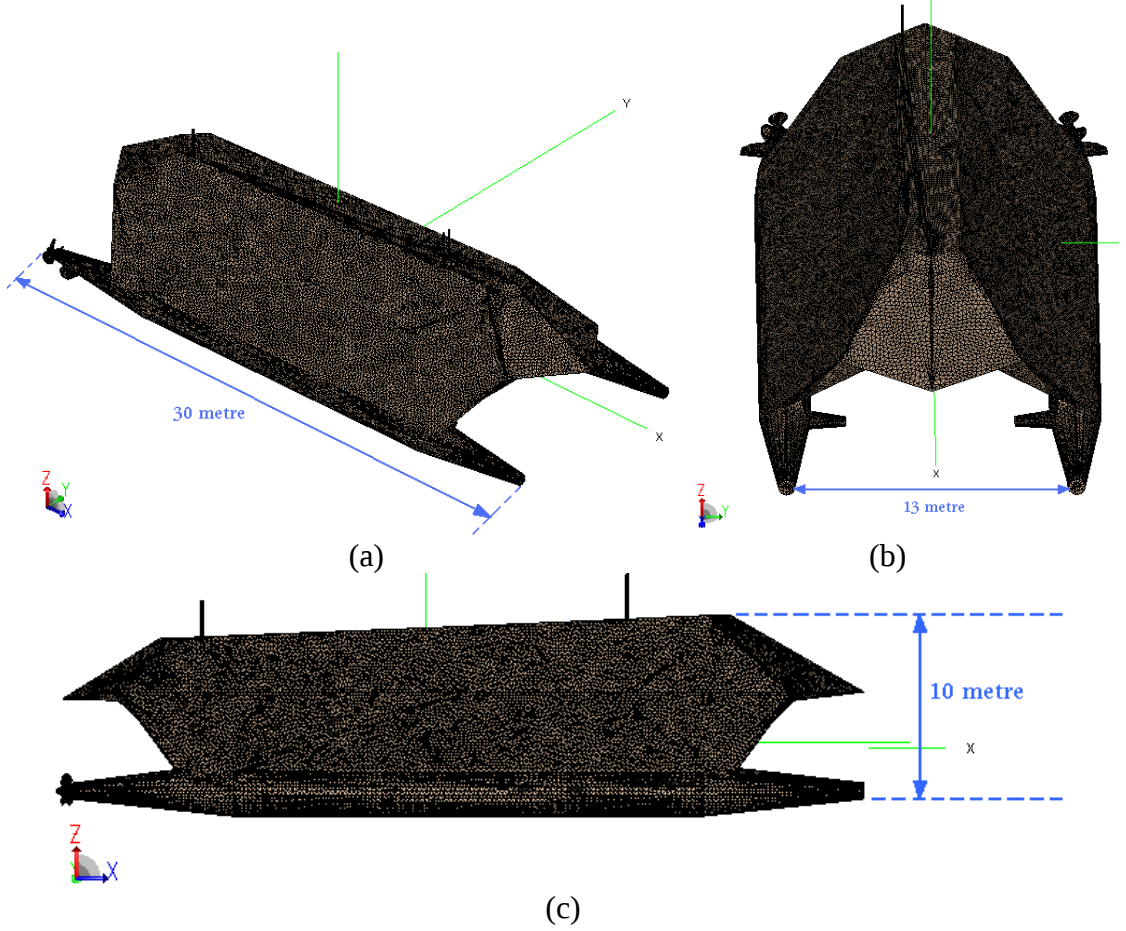
4.3. Gemilerde RKA Analizi

Şekil (4.2b)'de görülen Sea Shadow Gemisi 1985 yılında görünmezlik teknolojisi için yapılmış bir prototiptir. Gemi aslında Radar Absorbing Material (RAM) ile kaplı olmasına karşın, alışılmışın dışında tasarlanmış olan geometrisinin FEKO programında nasıl bir RKA paterni oluşturduğunu inceleyeceğiz. Yüzeyi yine mükemmel iletken alacağız. Bunun için Sea Shadow gemisine XY düzleminde birer derece aralıklarla çarpacak şekilde düzlem dalga tanımlaması yapılmıştır (Şekil 4.7)



Şekil 4.7 Radar sinyallerinin gemiye XY düzlemi boyunca (0° 'den 360° 'ye birer derece aralıklarla) gelme durumu.

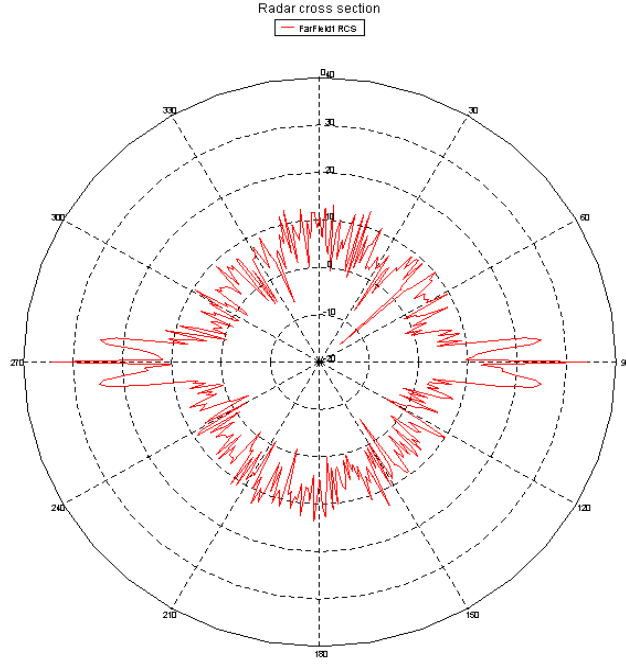
XY-Düzleminde bu işlemi yapmamızın amacı kıyıda konuşlanmış veya deniz içinde düşman gemilerinde bulunan radarların, Sea Shadow Gemisi'ni fark edebilme ihtimalini sorgulamaktır. FEKO programında gemi, boyutları ile birlikte şekil 4.8'de gösterilmektedir;



Şekil 4.8. Sea Shadow gemisinin FEKO programındaki görünümü: (a) çapraz, (b) ön, (c) yan.

Geminin ön ($\Phi = 0^\circ$) ve arka ($\Phi = 180^\circ$) kısmı, gelen elektromagnetik dalgayı farklı yönlerde saçacak şekilde keskin ve sivri köşeler ile eğimli yüzeylere sahiptir. Bu yüzden bu bölgelerden elde edilmesi beklenen RKA değerleri çok yüksek değildir. Yan yüzeylerde ise, radar sinyalleri yüzeye dik olarak ($\Phi = 90^\circ$ ve $\Phi = 270^\circ$) gelmediği müddetçe elde edilecek RKA değeri tehlikeli boyutlarda olmayacaktır. Ancak sinyallerin yan yüzeylere dik olarak geldiği durumda, beklenen RKA değeri oldukça yüksektir.

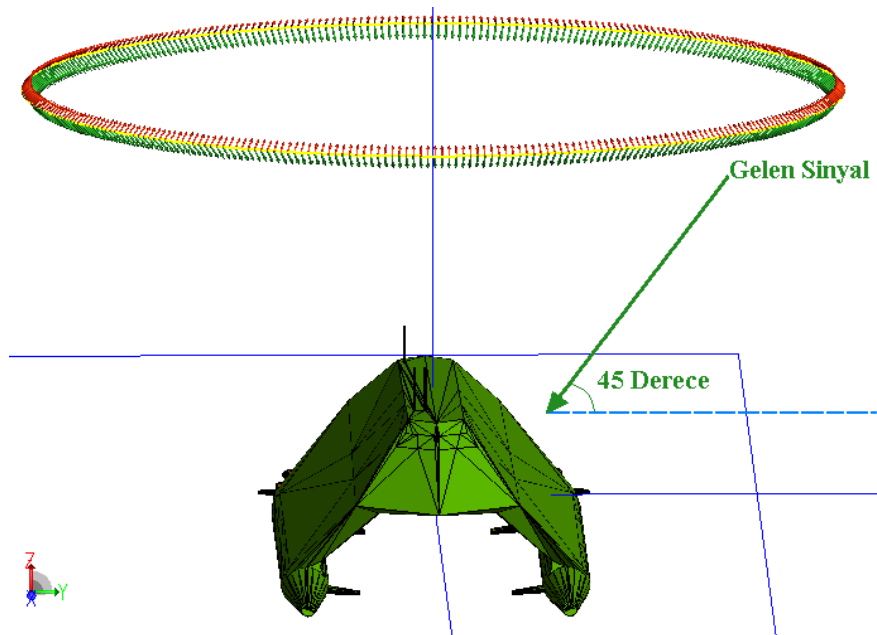
Geminin RKA simülasyonu 525 MHz frekansında yapılmıştır. FEKO programı kullanılarak gerçekleştirilen RKA simülasyonunun ardından, Sea Shadow gemisine ait XY düzlemi radar kesit alanı paterni Şekil 4.9'da gösterilmektedir;



Şekil 4.9 Sea Shadow gemisine ait RKA paterni (XY düzlemi).

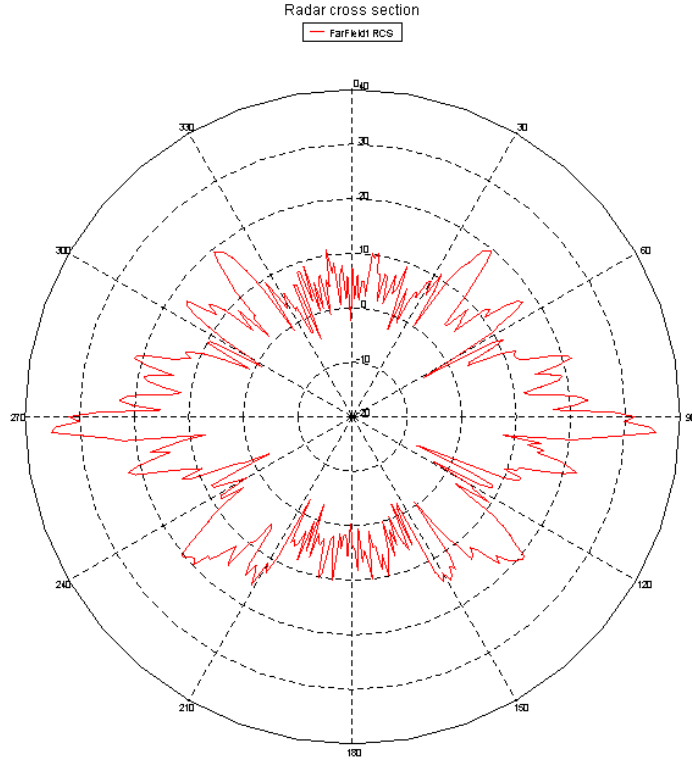
Şekil (4.9)'da görüldüğü üzere radar sinyalleri geminin yan yüzeylerine dik çarpması dışında RKA değerinin 10dBsm'yi geçmediği görülür. Ancak gemi, radar sinyallerine dik konum almışsa düşman tarafından çok rahatça fark edilir. $\Phi = 90^0$ 'de ve $\Phi = 270^0$ 'de maksimum RKA değeri 34 dBsm olarak ölçülmüştür.

Bununla birlikte gemiye gelen radar sinyallerinin kıyıdan değil de yüksek bir konumdan (örneğin XY-Düzlemiyle 45 derece) açı ile geldiğini düşünelim. Bu durum Şekil (4.10)'da gösterilmiştir;



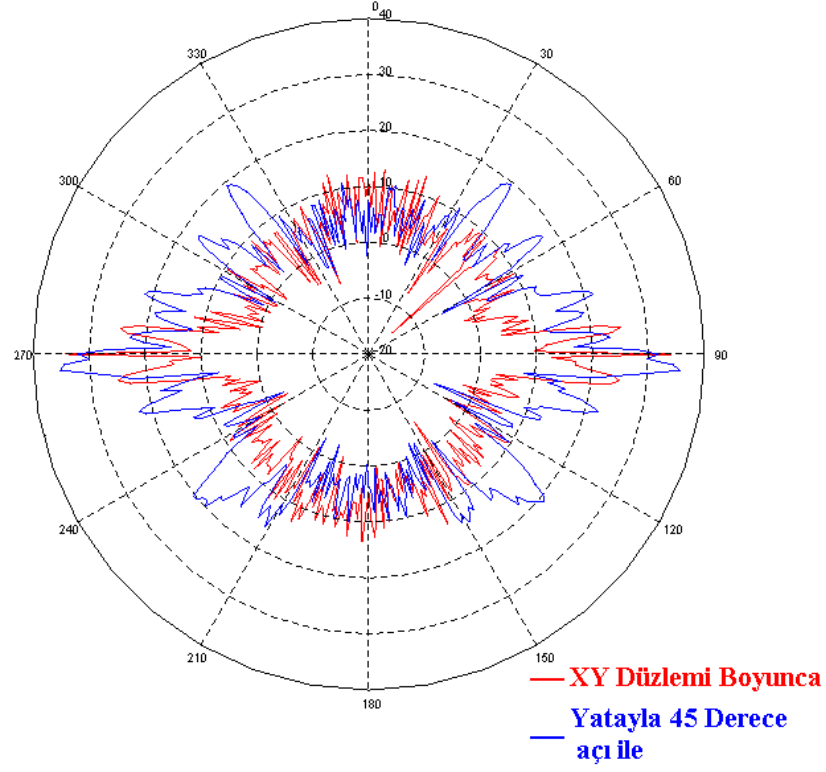
Şekil 4.10 Radar sinyallerinin gemiye $\theta = 45^0$ ile gelme durumu.

Geminin geometrisine bakıldığında ön ve arka bölgeler için çok büyük bir değişiklik beklenmemektedir. Ancak yan yüzeylerin sahip olduğu eğimden dolayı, radarın verici anteninden çıkıp, geminin yan yüzeylerine çarpan elektromagnetik dalga, radar sinyallerinin $\theta = 90^\circ$ 'den geldiği duruma göre daha büyük oranda aynı yönde geri yansıtılacak ve aynı anten tarafından alınacaktır. Bu durum yan yüzeylerden elde edilecek RKA değerinin artması ve geminin belirli bir yüksekliğe yerleştirilmiş radarlar tarafından daha kolay algılanabileceği anlamına gelmektedir. FEKO programında gerçekleştirilen simülasyonun ardından, elektromagnetik dalganın $\theta = 45^\circ$ ile gemiye geldiği durum için elde edilen RKA paterni şekil 2.16'da gösterilmektedir.



Şekil 4.11 Sea Shadow gemisine ait RKA paterni ($\theta = 45^\circ$).

Sinyalin gemiye XY düzlemde ($\theta = 90^\circ$) geldiği ilk durum ile belirli bir yükseklikten eğik ($\theta = 45^\circ$) olarak geldiği ikinci duruma ilişkin RKA paternlerinin karşılaştırılması Şekil 4.11'de yapılmaktadır.



Şekil 4.12. Radar sinyallerinin hedefe yatay (XY düzlemi) ve eğik açı ile (XY düzlemi ile 45° açı yapacak şekilde) gelmesi durumunda elde edilen RKA paternleri.

Şekil 4.12. incelendiğinde geminin ön ve arka tarafı için RKA değerinin 10dBsm'yi geçmediği, dolayısıyla gözetleme radarına ön tarafından yaklaşması halinde kolay fark edilemeyeceği açıktır. Fakat yan yüzeyler için, radar sinyalleri tam olarak yan yüzeylere dik çarpmamasına rağmen RKA değerleri 20dBsm mertebelerine kadar ulaşmaktadır. Bu durum savaştaki bir ordu için tehlikeli bir durum oluştursa da, yan yüzeylerin RAM ile kaplanması neticesinde sorun ortadan kalkabilir.

5. SONUÇLAR

Radarda görünmezlik, savaşta bir orduyu üstün kılan çok önemli bir özelliktir. Bu yüzden devletler bu teknoloji için büyük yatırımlar yapmaktadırlar. Radarda görünmezlik aynı zamanda RKA değerinin düşük olması anlamına geldiği için çeşitli yöntemlerle RKA değeri düşürülmeye çalışılmaktadır. Bu işlem de düşman uçak ve gemilerinin geometrisini değiştirmek ve üzerlerini RAM ile kaplamak şeklinde uygulanmaktadır.

Bizim bu çalışmada ilgilendiğimiz temel konu geometri değiştirme yöntemi idi. Nümerik hesaplamalarla bir dalga bir yüzeye çarptıktan sonra nasıl davrandığına dair Matlab programında grafikler elde edilmiştir. Pratikte bir gemi yüzeyini RAM ile kaplamanın anlamı, yazılımda dalga çarptığı yüzeyin dielektrik sabiti, manyetik geçirgenlik sabiti ve dolayısıyla yansıma katsayısını değiştirmek olduğu için yazılımda bu parametrelerin değiştirilmesiyle, yüzeyin RAM ile kaplandığında dalga nasıl geri yansıtılacağına ilişkin de görsel veriler elde edilmiştir. Dalga kaynağı ve dalga şekli değiştirilerek farklı açılarda ve farklı radarlara karşı dalga ne şiddette bir geri yansıma yapacağına dair görsel veriler elde edilmiştir. Yapılan hesaplamaların nümerik olmasının nedeni, bilgisayar ortamında daha kolay tanımlanabilmesi ve daha esnek olmasıdır. Analitik yöntemlerle bu sonuçları almak hem çok zor, hem de zaman alıcıdır. Bu çalışmada gerçekleştirilen tüm yazılımlar, çözüm bölgesi sınırlarının, ortam parametrelerinin, iterasyon sayısının, başlangıç koşullarının ve tanımlanan kaynağın değiştirilebilmesine imkân sağlayacak şekilde tasarlanmıştır. Bu, programların, başka tür elektromagnetik problem çözümlerinde referans olarak alınmasını ve üzerinde değişiklikler yapılarak yeni problem çözümüne adaptasyonunu sağlayacaktır.

Elde edilen görsel verilerden ve yapılan hesaplamalardan anlaşılmıştır ki araçların sadece geometrilerinin değiştirilmesi, radara belli açılarla konumlanıldığında fark edilmeyi zorlaştırmıştır. Fakat radar sinyallerinin daha değişik açılardan da gelebileceği düşünüldüğünde fark edilmek çok kolaydır. Dolayısıyla sadece geometrinin değiştirilmesi radarda belli açılarda görünmezlik sağlar. Ayrıca gemi yüzeyinin soğurucu malzeme ile kaplanmasıyla her açıdan görünmez olunabilir.

Bununla birlikte geometrik tasarımda RKA'yı artıran en önemli faktör, içbükey yapılardır. Örneğin içbükey bir üçgen, RKA'yı artırır. Bunun tam tersi bir yapı ise (dışbükey bir üçgen) RKA değerini düşürür. Bu yüzden stealth uçakların ve gemilerin yüzeyleri bu şekilde

dışbükey levhalardan yapılır. Stealth uçak ve gemilerin alışılmışın dışındaki görünümüleri arkasında bu sebep yatar.

Bu çalışma, ileride radarda görünmez gemi, uçak vb ağır silah yapımına katkıda bulunacaktır. Radarda görünmezliğin hangi yolla ve nasıl sağlandığını bilmemiz, radarda görünmeyen düşman silahlarına karşı tedbir almamızı kolaylaştıracak, ülke olarak karşı savunma yapabilme yeteneğimizi artıracaktır.

KAYNAKLAR

- Arı N., Özen Ş., Çolak Ö.H., Tanşeli A.Y., 2008. “Elektromanyetikte Sonlu Farklar Metodu”, Palme Yayıncılık” Ankara
- Berenger J.P., 1994. “A Perfectly Matched Layer for Absorbition of Electromagnetic Wave”, J. Comput . Phys. , 185-200
- Çolak. Ö.H., 2003. “Kayıplı Ortamlarda Elektromanyetik Dalga Yayılımının Zamanda Sonlu Farklar Metodu ile Analizi ve Simülasyonu”, Yüksek Lisans Tezi, Süleyman Demirel Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Isparta
- Grote, M.J., 2000. “Reflecting Boundary Conditions for Elektromagnetic Scattering”, International Journal of Numerical Modelling: Electronic Networks Devices and Fields 13, 397-416, Switzerland.
- Inumaru, T., Hashimoto O., 2000. “FDTD Analysis for Protecting Human Body Form Electromagnetic Wave Using Thin Resistive Sheet” Electronics and Communication in Japan, Japan, 719-724
- Kunz, K.S., Luebbers, R.J., 1993. “The Finite Difference Time Domain Method for Electromagnetics”, CRC Pres, 448, Boca Raton.
- Sadiku, M.N.O., 2000. “Numerical Techniques in Electromagnetics”, CRC Press, 760, Boca Raton.
- Taflove A., 1995. “Computational Electrodynamics: The Finite Diference Time Domain Method”, Artech House, Boston
- Umashankar, K., Taflove A., 1993. “Computational Electromagnetics”, Artech House, Boston

ÖZGEÇMİŞ

Adı Soyadı: Tahir Kontbay

Doğum Tarihi: 24.02.1982

Doğum Yeri: Samsun

Medeni Hali: Evli

Lise: 1994-1999 Fatsa Anadolu İmam-Hatip Lisesi ,
1999-2000 Ünye Anadolu Lisesi

Lisans: 2000-2004 Yıldız Teknik Üniversitesi, Elektrik ve Elektronik
Fakültesi, Elektronik ve Haberleşme Mühendisliği Bölümü

Yabancı Dili: İngilizce

İş Deneyimi: 2005-2006: İstanbul Büyükşehir Belediyesi, Bilgi Teknolojileri Daire
Başkanlığı, Elektronik Sistemler Müdürlüğü, Telsiz, Fiber optik Ağ
Sorumlusu
2007-Devam ediyor : Türk Telekomünikasyon A.Ş. Genel Müdürlüğü,
Erişim Direktörlüğü, Erişim Sistemleri Yatırım Müdürlüğü, Mühendis