



PLAZMA ANTENLERİN FDTD İLE MODELLENMESİ

Selçuk Alparslan AVCI

DOKTORA TEZİ

ELEKTRİK ELEKTRONİK MÜHENDİSLİĞİ ANA BİLİM DALI

**GAZİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

MART 2021

ETİK BEYAN

Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Tez Yazım Kurallarına uygun olarak hazırladığım bu tez çalışmada;

- Tez içinde sunduğum verileri, bilgileri ve dokümanları akademik ve etik kurallar çerçevesinde elde ettiğimi,
 - Tüm bilgi, belge, değerlendirme ve sonuçları bilimsel etik ve ahlak kurallarına uygun olarak sunduğumu,
 - Tez çalışmada yararlandığım eserlerin tümüne uygun atıfta bulunarak kaynak gösterdiğimi,
 - Kullanılan verilerde herhangi bir değişiklik yapmadığımı,
 - Bu tezde sunduğum çalışmanın özgün olduğunu,
- bildirir, aksi bir durumda aleyhime doğabilecek tüm hak kayıplarını kabullendiğimi beyan ederim.

Selçuk Alparslan AVCI

15/03/2021

PLAZMA ANTENLERİN FDTD İLE MODELLENMESİ

(Doktora Tezi)

Selçuk Alparslan AVCI

GAZİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

Mart 2021

ÖZET

Elektromanyetik problemlerin çözümü için kullanılan sayısal yöntemler, bilim insanları tarafından yaklaşık olarak elli yıldan beri çalışılmaktadır. Bilim insanlarının oluşturduğu deneysel modellerin zorlukları, çözümlerin sayısal yöntemler tarafından bilgisayar ortamında gerçekleştirilmesine yol açmaktadır. Bilgisayar teknolojilerinin gelişmesi ile sayısal yöntemlerin kullanımı yaygınlık kazanmıştır. Elektromanyetik alanında kullanılan sayısal yöntemlerden biri zaman bölgesinde sonlu farklar yöntemidir (FDTD). Bu tez çalışmasında, plazma antenin uzak alan karakteristiği ışınma örüntüsü ve S11 parametreleri açısından incelenmiştir. Antenin iç yapısı plazma malzemesinin doldurulması ile oluşturulmuştur. Plazma antenin dışındaki belirli bir noktada hayali bir kapalı alanda oluşturulan akımlar, yüzey akımları yöntemi ile elde edilir. Daha sonra, FFT yöntemi kullanılarak yakın alan-uzak alan dönüşümü yapılır. Plazma antenin uzak alanındaki anten parametreleri üç boyutlu FDTD kullanılarak incelenmiştir. Simülasyonlar için C++ ve MATLAB programlama ortamları kullanılmıştır.

Bilim Kodu : 90516
Anahtar Kelimeler : Plazma, FDTD, anten, yakın alan uzak alan dönüşümü
Sayfa Adedi : 93
Danışman : Prof. Dr. Erkan AFACAN

MODELLING OF PLASMA ANTENNAS WITH FDTD

(Ph. D. Thesis)

Selçuk Alparslan AVCI

GAZİ UNIVERSITY

GRADUATE SCHOOL OF NATURAL AND APPLIED SCIENCES

March 2021

ABSTRACT

Numerical methods used for the solution of electromagnetic problems have been studied by scientists for approximately fifty years. The difficulties of the experimental models created by scientists lead to the realization of solutions in computer environment by numerical methods. Numerical methods have become widespread with the development of computer technologies. One of the numerical methods used in the field of electromagnetics is the finite difference time domain method (FDTD). In this thesis, the far field characteristic of plasma antenna is investigated in terms of radiation pattern and S11 parameter. The internal structure of the antenna is formed by filling the plasma material. In an imaginary closed area formed at a certain point outside the plasma antenna, currents are obtained by surface currents method. Then, the near field-far field transformation is performed by using FFT method. The antenna parameters in the far field of the plasma antenna have been evaluated using three dimensional FDTD. For simulations C++ and MATLAB programming environments are used.

Science Code : 90516

Key Words : Plasma, FDTD, antenna, near field far field transformation

Page Number : 93

Supervisor : Prof. Dr. Erkan AFACAN

TEŞEKKÜR

Çalıőmalarım boyunca değerli yardım ve katkılarıyla beni yönlendiren çok kıymetli hocam Prof. Dr. Erkan AFACAN'a teşekkür ederim. Ayrıca çalıőmalarımda manevi destekleri ile beni hiçbir zaman yalnız bırakmayan aileme teőekkürü bir borç bilirim.



İÇİNDEKİLER

	Sayfa
ÖZET	iv
ABSTRACT.....	v
TEŞEKKÜR.....	vi
İÇİNDEKİLER	vii
ŞEKİLLERİN LİSTESİ.....	ix
SİMGELER VE KISALTMALAR.....	xii
1. GİRİŞ.....	1
2. ZAMAN BÖLGESİNDE SONLU FARKLAR.....	3
2.1. Literatür Özeti	3
2.2. Maxwell Denklemleri.....	11
2.3. Elektromanyetik Dalgalar	13
2.4. Elektromanyetikte Sayısal Yöntemler.....	15
2.4.1. FDTD yönteminin avantajları	16
2.4.2. FDTD yönteminin dezavantajları.....	17
2.4.3. FDTD yöntemi	17
2.4.4. Kararlılık (Courant) koşulu	27
2.5. Sayısal Dağılım (Dispersiyon).....	27
2.6. Sınır Koşulları.....	29
2.6.1. Tek yönlü dalga denklemleri.....	30
2.6.2. Mükemmel uyumlandırılmış plaka.....	33
2.6.3. Evrişimli mükemmel uyumlandırılmış plaka.....	39
3. PLAZMA ANTENLER	45
3.1. Antenler ve Parametreleri.....	45

	Sayfa
3.2. Plazma Kriterleri	47
3.3. İzotropik Plazma ve İletken Dağılımı	48
3.4. Plazma Antenin Avantajları ve Dezavantajları	51
3.5. Plazma Antenin Frekansa Bağlı Olarak Dielektrik Sabitinin Değişimi.....	51
4. KAYNAK PARAMETRELERİNİN SEÇİMİ.....	53
4.1. FDTD Algoritması	54
4.2. Üç Boyutlu FDTD Algoritması	55
4.3. İki Boyutlu FDTD Algoritması ve Simülasyonu	59
4.4. Bir Boyutlu FDTD Algoritması ve Simülasyonu.....	65
4.5. Yakın Alan Uzak Alan Dönüşümleri	68
5. SAYISAL SONUÇLAR	75
6. SONUÇ VE ÖNERİLER.....	87
KAYNAKLAR	89
ÖZGEÇMİŞ	93

ŞEKİLLERİN LİSTESİ

Şekil	Sayfa
Şekil 2.1. Elektrik alan ve manyetik alan yayılımı	14
Şekil 2.2. Elektromanyetik spektrum.....	14
Şekil 2.3. Manyetik alan çevresindeki elektrik alan bileşenleri.....	19
Şekil 2.4. Manyetik alan çevresindeki elektrik alan bileşenleri.....	20
Şekil 2.5. Manyetik alan çevresindeki elektrik alan bileşenleri.....	21
Şekil 2.6. Elektrik alan çevresindeki manyetik alan bileşenleri	22
Şekil 2.7. Elektrik alan çevresindeki manyetik alan bileşenleri	23
Şekil 2.8. Elektrik alan çevresindeki manyetik alan bileşenleri	24
Şekil 2.9. Birim Yee hücresi ve alan bileşenlerinin yerleşimi	25
Şekil 2.10. İki PML ortamı arasındaki arayüzeyde düzlem dalga geçişi.....	37
Şekil 3.1. S parametreleri devre şeması	47
Şekil 4.1. Gauss darbesinin normalize zaman ve frekans davranışı	53
Şekil 4.2. Sınırlı banda sahip bir işaretin örnekleme sıklığı ile ilişkisi.....	54
Şekil 4.3. Ana FDTD döngüsü ve yinelemeli adımları.....	55
Şekil 4.4. Plazma ortamının oluşturulduğu x yönündeki konumları	61
Şekil 4.5. İki farklı ortamda PML uygulanmış elektromanyetik dalganın ilerlemesi.....	62
Şekil 4.6. İki farklı ortamda PML uygulanmış elektromanyetik dalganın ilerlemesi.....	62
Şekil 4.7. İki farklı ortamda PML uygulanmış elektromanyetik dalganın ilerlemesi.....	63
Şekil 4.8. İki farklı ortamda PML uygulanmış elektromanyetik dalganın ilerlemesi.....	63
Şekil 4.9. İki farklı ortamda PML uygulanmış elektromanyetik dalganın ilerlemesi.....	64
Şekil 4.10. İki farklı ortamda PML uygulanmış elektromanyetik dalganın ilerlemesi...	65
Şekil 4.11. Serbest uzayda yayılan ve plazma ortama çarpan elektromanyetik dalga....	67
Şekil 4.12. Serbest uzayda yayılan ve plazma ortama çarpan elektromanyetik dalga....	68

Şekil	Sayfa
Şekil 4.13. Eşdeğer yüzey akımlarının gösterimi	70
Şekil 4.14. Eşdeğer yüzey akımlarının uzak alanla ilişkisinin gösterimi	73
Şekil 5.1. Plazma antenin hesap uzayına yerleşimi	75
Şekil 5.2. Antenin S11 parametresi sonucu	76
Şekil 5.3. Anten yönlülüğünün simülasyon karşılaştırma sonuçları.....	77
Şekil 5.4. Anten yönlülüğünün simülasyon karşılaştırma sonuçları.....	77
Şekil 5.5. Anten yönlülüğünün simülasyon karşılaştırma sonuçları.....	78
Şekil 5.6. Anten yönlülüğünün simülasyon karşılaştırma sonuçları.....	79
Şekil 5.7. Anten yönlülüğünün simülasyon karşılaştırma sonuçları.....	79
Şekil 5.8. Anten yönlülüğünün simülasyon karşılaştırma sonuçları.....	80
Şekil 5.9. Anten yönlülüğünün simülasyon karşılaştırma sonuçları.....	81
Şekil 5.10. Anten yönlülüğünün simülasyon karşılaştırma sonuçları.....	81
Şekil 5.11. Anten yönlülüğünün simülasyon karşılaştırma sonuçları.....	82
Şekil 5.12. Anten yönlülüğünün simülasyon karşılaştırma sonuçları.....	83
Şekil 5.13. Anten yönlülüğünün simülasyon karşılaştırma sonuçları.....	83
Şekil 5.14. Anten yönlülüğünün simülasyon karşılaştırma sonuçları.....	84

SİMGELER VE KISALTMALAR

Bu çalışmada kullanılmış simgeler ve kısaltmalar, açıklamaları ile birlikte aşağıda sunulmuştur.

Simgeler	Açıklamalar
B	Manyetik Akı Yoğunluğu
c	Işık Hızı
D	Elektrik Akı Yoğunluğu
E	Elektrik Alan Şiddeti
E_x	Elektrik Alanın x bileşeni
E_y	Elektrik Alanın y bileşeni
E_z	Elektrik Alanın z bileşeni
f	Frekans
H	Manyetik Alan Şiddeti
H_x	Manyetik Alanın x bileşeni
H_y	Manyetik Alanın y bileşeni
H_z	Manyetik Alanın z bileşeni
I	Akım
i, j, k	x, y, z'deki Hücre İndisleri
J	Akım Yoğunluğu
n	Zaman Adımı
N	FDTD Hücre Sayısı
q	Yük
T	Periyot
V	Gerilim
ω	Açısal Hız
ϵ_0	Boşluğun Dielektrik Sabiti
ϵ_r	Bağlı Dielektrik Sabiti
σ	İletkenlik Katsayısı

Simgeler**Açıklamalar**

μ_0	Boşluğun Manyetik Geçirgenlik Katsayısı
μ_r	Bağıl Manyetik Geçirgenlik Katsayısı
λ	Dalga Boyu
λ_{\min}	En Küçük Dalga Boyu
Δ_t	Zaman Adımı Uzunluğu
Δ_x	x Yönündeki Hücre Mesafesi
Δ_y	y Yönündeki Hücre Mesafesi
Δ_z	z Yönündeki Hücre Mesafesi
φ	Manyetik Akı
ρ	Yük yoğunluğu

Kısaltmalar**Açıklamalar**

ABC	Emici Sınır Koşulları (Absorbing Boundary Conditions)
CPML	Evrişimli Mükemmel Uyumlandırılmış Plaka (Convolutional Perfectly Matched Layer)
DTFT	Ayrık Zamanlı Fourier Dönüşümü (Discrete Time Fourier Transform)
FDTD	Zaman Bölgesinde Sonlu Farklar Yöntemi (Finite Difference Time Domain)
FEM	Sonlu Elemanlar Yöntemi (Finite Element Method)
FFT	Hızlı Fourier Dönüşümü (Fast Fourier Transform)
PML	Mükemmel Uyumlandırılmış Plaka (Perfectly Matched Layer)
TE	Enine Elektrik (Transverse Electric)
TM	Enine Manyetik (Transverse Magnetic)
VSWR	Gerilim Duran Dalga Oranı (Voltage Standing Wave Ratio)

1. GİRİŞ

Geçmişte hesaplama kaynaklarının kısıtlanması, işlemcilerin hesaplama hızı ve sistemlerin bellek boyutundan dolayı sayısal benzetimin küçük boyutlarla sınırlı uygulamaları sorunları, yüksek performanslı bilgisayar sistemlerinin son elli yılda gelişimi ile giderilmeye başlanmıştır. Pratik sorunların çoğu yüksek hesaplama hızı ve geniş bellek boyutu gerektirdiği için sorunlar gerçekçi zamanda çözülememiştir. Bununla birlikte, modern büyük ölçüde paralel yüksek performanslı bilgi işlem sistemleri, eski süper bilgisayarlardan çok daha büyük hesaplama kaynakları sağlamaktadır. Bu nedenle, zaman bölgesinde sonlu farklar (Finite Difference Time Domain, FDTD) yöntemi gibi sayısal simülasyonlar, günümüzde çeşitli pratik uygulamalarda kullanılmaktadır. FDTD yönteminin K. Yee tarafından 1960'lı yıllarda ortaya atılması ile Maxwell'in zaman alanındaki denklemleri, farklı elektromanyetik (EM) problemler için 1980'lerden beri güçlü bir araç haline geldi. FDTD yönteminin formülasyonu, zaman bölgesinde cihaz, malzeme, anten ve saçılma simülasyonlarındaki elektromanyetik hesaplamalar için bir standarttır. Farklı geometriler ele alınabilir [1]. Güvenilirliği ve programlanabilirliği nedeniyle FDTD yöntemi genellikle elektromanyetik alanlar ile ilgili çalışmalarda sıklıkla kullanılmaktadır. Yee'nin oluşturduğu FDTD yöntemini geliştirmek için birçok çalışma yapılmıştır. Farklı emici sınır koşulları geliştirilerek performans ve yüksek etkili sonuçlar elde edilmiştir. Farklı uyarma türlerini, kaynakları, uygun alana göre tanıtarak program arayüzünde güncellemeler yapılmıştır. FDTD yönteminde, bilgisayar belleklerinde tasarruf sağlanması için farklı geometrik yapılarda hücreleme yöntemleri de kullanılmıştır. FDTD kaynak kodlarının değiştirilmesi, yeni bir geometri için nispeten kolaydır [2]. Zaman bölgesinde sonlu farklar yönteminin öne çıkan bir özelliği, bilgisayar çözümlemesi ile kullanılan bir yöntem olmasıdır. Elektromanyetik teori için gerekli olan analitik çözümlerin uzun ve bilgisayar yazılımına elverişli olmaması, bu işlemlerin, bu tür bir yöntem ile yapılmasını gerekli kılar [3].

FDTD yönteminin kullanıldığı alanlardan biri de plazma ortamlardır. Plazma kavramı sadece 1950'lerin başlarına dayanan bir kökene sahiptir. Tarihi birçok disiplinle iç içedir. Üç temel çalışma alanı, bir disiplin olarak plazma fiziğinin gelişimine benzersiz katkılar sağlamıştır: elektrik deşarjları, manyetohidrodinamik alan ve kinetik teori. Elektrik deşarjı konusuna ilgi, Michael Faraday, Joseph John Thomson ve John Sealy Edward Townsend adlarında İngiliz fizikçilerin yaptığı çalışmalarla başlamıştır. Irving Langmuir, elektrik

deşarjlarını araştırırken 1923'te plazma terimini tanıtmıştır. 1929'da ABD'de çalışan başka bir fizikçi Lewi Tonks ise bu terimi, negatif yüklü elektronların belirli periyodik varyasyonlarının meydana gelebileceği birdeşarjın bölgelerini belirlemek için kullanmıştır. Bu salınımları plazma salınımları olarak adlandırmışlardır. Bununla birlikte, 1952'ye kadar, diğer iki Amerikalı fizikçi David Bohm ve David Pines, metallerdeki elektronların kolektif davranışını iyonize gazlardan farklı olarak ilk kez değerlendirmişlerdir. Yüklü parçacıkların manyetik alanlardaki kolektif davranışı ve iletken bir sıvı kavramının temelleri 1800'lerin başında ve ortasında Faraday ve André-Marie Ampère tarafından ortaya konulan manyetohidrodinamik çalışmalara dayanmaktadır. Ayrıca, 1930'lara kadar, yeni güneş ve jeofizik olaylar keşfedildiğinde, yıldırım, güneşte patlamalar ve uzaydaki maddelerin çoğunun plazma yapısında olduğu anlaşılmıştır. Bu nedenle plazma ortamının daha fazla araştırılması gerekmektedir. Ayrıca 1942'de İsveçli bir fizikçi olan Hannes Alfvén, manyetohidrodinamik dalgalar kavramını tanıtmıştır. Bu katkı, uzay plazmaları ile ilgili daha fazla çalışmasıyla birlikte, Alfvén'in 1970 yılında Nobel Fizik Ödülü'nü almasına yol açmıştır.

Plazma çalışmalarının gelişmesi ile anten konusunda da çalışmalar yapılmaya başlanmıştır. Plazma antenler, haberleşme teknolojisindeki gelişmelerle birlikte ortaya çıkmıştır. Verilerin tek bir kanaldan daha kolay ve ucuz maliyetli gönderilebilmesi için daha geniş ve çok bantlı sistemlerde kullanılmak üzere geliştirilmiştir.

Bu tezde FDTD yönteminin plazma anten tasarımında kullanılmasının avantaj ve dezavantajları incelenmiştir. Maxwell denklemlerine FDTD yöntemi uygulanarak bir, iki ve üç boyutlu Maxwell denklemleri yeniden oluşturulmuştur. Oluşturulan Maxwell denklemlerinin Yee hüccesine nasıl yerleştirileceği gösterilmiştir. FDTD yöntemi kullanılarak plazma ortamın ve plazma ortamının dielektrik sabitinin frekansa bağlı olarak nasıl değiştiği incelenmiş, bir elektromanyetik dalğanın farklı ortamlarda yayılırken nasıl değişime uğradığı simüle edilmiştir. Elektromanyetik dalğanın serbest uzayda yansımalarından kaynaklanan kayıpları engellemek ve hesaplamalarımızı daha doğru yapabilmek için PML ve CPML emici sınır koşulları yöntemleri kullanılmıştır. Plazma antenin, uzak alan bölgesindeki ışınma örüntüleri ve S11 parametresi incelenmiştir. Tezde C++ ve MATLAB programları kullanılarak bir, iki ve üç boyutlu simülasyon sonuçları eklenmiştir.

2. ZAMAN BÖLGESİNDE SONLU FARKLAR

Zaman Bölgesinde Sonlu Farklar yöntemi, elektromanyetik problemlerin çözümü için en çok kullanılan sayısal yöntemlerden biridir. FDTD yöntemi otuz yıldan daha fazla bir süredir var olmakla birlikte, bilgisayarların hız ve kapasitelerinin artması ile yöntemin popülaritesi artmaya devam edecektir. Ayrıca yöntemin güncelleştirilmesine yönelik kitapların ve yayınların artması da yöntemin çekiciliğini artırmaktadır.

2.1. Literatür Özeti

1966 yılında Kane S. Yee tarafından tanıtılan FDTD, Maxwell denklemlerini izotropik ortamlarda kısmi türevlerine göre, doğrudan zamansal ve konumsal olarak çözen bir sayısal yöntemdir [4].

Taflove ve Brodwin (1975), sinüzoidal kararlı durum elektromanyetik saçılma problemlerinin sayısal çözümüne yönelik olarak Yee'nin algoritmaları için doğru sayısal kararlılık kriterini elde etmişlerdir [5].

Taflove (1980), dielektrik veya iletken cisimler üzerine nüfuz eden sinüzoidal kararlı-durum elektromanyetik alanların belirlenmesinde kullanılacak sayısal yöntemi ortaya çıkartmış ve bu yöntemi kübik birim hücre uzay kafesine uygulayarak FDTD yöntemi ile Maxwell denklemlerinin rotasyonel çözümünü vermiştir [6].

Mur (1981), Yee hücrelerinin kararlı sınır koşulları için emici elektromanyetik alan denklemlerini zamanda sonlu farklar yöntemi ile düzenlemiş, bunun sonucunda iki ve üç boyutlu yapılarda kullanılabilecek elektromanyetik denklemlerin sunulmasıyla elde edilen sayısal sonuçların emici sınır şartları açısından daha doğru olarak uygulanabileceğini göstermiştir [7].

Taflove ve Umashankar (1982), FDTD kullanarak kompleks yapıya sahip model cisimler üzerinde uzak ve yakın alan için iki boyutlu radar kesit alanı hesaplamaları yapmışlardır [8].

Dalga denklemleri için, özellikle FDTD ve FEM yöntemlerinde, hem açık sınırlarla ilgili problemleri simüle etmek için hem de sayısal yöntemlerde hesaplama bölgelerini kısaltmak için kullanılan bir emici tabaka Berenger tarafından geliştirilmiştir. İki ortamda yayılan dalga bir ortamdan (A) diğer ortama (B) geçerken oluşan yansıma miktarı, A ve B ortamlarının ϵ ve μ parametrelerine bağlı olarak değişmektedir [9].

Convolutional Perfectly Matched Layer (CPML), PML'in aksine uygulandığı tüm ortamlarda herhangi bir değişiklik gerektirmeyen bir yapı olarak geliştirilmiştir [10].

Evrendeki malzemelerin çoğunluğunun yapısı plazma olduğundan dolayı, araştırmacılar plazma antenleri araştırmaya başlamıştır. Plazma yoğunluğu, plazma elektrik iletkenliği, ışına örüntüsü gibi plazma antenin parametreleri araştırılmıştır [11].

Plazma antenin metal antene göre bant genişliği, yönlülük, kazanç, ışına verimliliği, VSWR ve dönüş kayıpları açısından avantajları ve dezavantajları araştırılmış olup, karşılaştırmalar yapılmıştır [12].

Plazma anten dizisinin ışına parametrelerinin yeniden yapılandırılabilirdiği, plazma elemanlarının çeşitli parametrelerinin değiştirilmesi ile ilgili analizler ve simülasyonlar incelenmiştir [13].

Basit monopol plazma anteninin etrafındaki alan dağılımı, plazma anteni boyunca akım dağılımı, yayılan güç, ışına örüntüsü ve plazma anten empedansı araştırılmıştır [14].

Bir antende uzak alan parametreleri çok önemlidir. Bu nedenle, uzak alan yakın alan dönüşümleri çalışılmıştır [2].

Geniş bantlı dairesel polarize (CP) çok turlu yeniden yapılandırılabilir bant genişliğine sahip plazma sarmal anteni X-bandında kablosuz iletişim için araştırılmıştır. Önerilen plazma bazlı sarmal antenin, çip uygulama sistemlerinde kullanılan elektronik devre bileşenleri ile entegrasyon için uygun olduğu görülmüştür. Önerilen antenin, %48 empedansla uyumlu bant genişliğine, maksimum 8.5 dBi kazanca ve %31 geniş bant dairesel polarizesine sahip olduğu gösterilmiştir [15].

Yenilikçi, hibrit, endüktif olarak birleştirilmiş, yoğun çift antenli 13.56 MHz frekanslı radyo kaynağı, düşük sıcaklıkta plazma yapısında geliştirilmiş ve deneysel olarak araştırılmıştır. Elektrik ve plazma özellikleri geleneksel tek bobinli endüktif olarak bağlanmış plazma kaynağı ve yükseltilmiş çift anten yapılandırması ile çalışılır. Yapılan çalışma geleneksel yapı ile karşılaştırıldığında, çift anten melez şeması düşük sıcaklıkta plazmayı korur ve önemli ölçüde daha yüksek elektron yoğunlukları $1.85 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ genişliğinde bir alana 1.7 eV'luk düşük bir elektron sıcaklığına ve kararlı durum plazmasına daha hızlı geçiş yapar. Ayrıca çift bobinli sistemin elektronları daha etkin bir şekilde ısıttığı ve ürettiği, deşarj için güç aktarımının artırılmasında bir etki yaptığı gösterilmiştir [16].

Bir plazma için Faraday kafesi etkisi ile ilişkili yeni bir yeniden yapılandırılabilir anten yapısı araştırılmıştır. Faraday kafesi etkisi bir floresan lamba kullanılarak gerçekleştirilmiştir. 2.45 GHz hızında çalışan bir yama anteni lambanın içine yerleştirilmiştir. Yeniden yapılandırılabilir ve floresan lambanın açık, kapalı olması durumuna göre çalışılan sistem, simülasyon ve ölçümle S11, kazanç ve ışımaya örüntüleri açısından gözlemlenmiştir [17].

Plazma anten dizilerinin tasarımı ve uygulamasında Yagi-Uda reflektörleri kullanılarak hüzmeye şekillendirilmesi tartışılmıştır. Bu yapı, bir tek kutuplu L-bant monopolü içine alan bir dizi plazma tüpü antenden oluşmaktadır. Hüzmeye oluşumu, uyarılmış plazma tüpleri kullanılarak mümkündür. Bu yapının plazma uyarımı ile kombinasyonu denetleyici akıllı hüzmeye şekillendirmesi ile Yagi-Uda yapısının önceki modellere göre kazancı artırdığı, hem simülasyon hem de yapılan deneysel ölçümlerde gözlemlenmiştir [18].

Düşük basınçlı sistemlerde RF gücü tarafından yönlendirilen endüktif olarak bağlı plazma kaynakları, yüksek hacimli yarı iletken cihazların üretiminde kullanılmak üzere araştırılmıştır. Plazma işleme reaktörlerinin kullanımında meydana gelen en önemli sorunlardan biri, E-H modu geçişlerinin olmasıdır. Özellikle endüstri bu geçişle ilişkili süreç bölgesinden kaçınmaktadır. Çünkü bu bölgede plazma kararsızlıkları oluşur ve RF güç dağıtımı engellenir. Bu makalede bir plazma kararsızlığının, E-modu için RF gücü (akım) değişkeninde bir histerezis kaybı ile, plazma için kapasitif bağlantı zayıflığı ile ve endüktif kuplajın tercihen baskın olduğu H modunun daha güçlü akım kuplajı ile karşılaşması ile oluşabileceği ayrıntılı olarak açıklanmıştır [19].

Anten yarıçapının etkilerine ve yeniden yapılandırılabilir uygulamalar için antenin ilk rezonans bölgesindeki plazma frekansına odaklanılarak çalışılmıştır. Plazma monopul antenin giriş empedansının basit bir eşdeğer devre ile modellenebileceği gösterilmiştir. Anten yarıçapı ve plazma frekansı ile eşdeğer devre elemanları değişkenlerinin sayısal olarak yaklaşık değerler olduğu gösterilmiştir. Plazma monopul antenin bant genişliğinin, anten yarıçapına bağlı olduğu ve doğru orantılı olarak arttığı gözlemlenmiştir. Bu sayısal araştırma, rezonans uzunluğu ile yarıçap arasında ters orantılı ilişki olduğunu ortaya çıkarmıştır [20].

Tam dalga analitik teorisi, plazma kolon antenin radyasyon özelliklerinin bulunmasında hem kılavuzlu ve hem de sızdıran mod için elektrik ve manyetik alan vektör potansiyelleri ve polarizasyon akımı yöntemi kullanılarak geliştirilmiştir ve sayısal olarak çözülmüştür. Kılavuzlu modda, dalga plazma kolonundan eksen boyunca yayılır ve plazmanın son tetiklenip oluşturulduğu bölgeden ışıır, sızdıran moddayken normal yönde kolonun kenarı boyunca dalga sızdığı ve eksen boyunca zayıfladığı CST-MW Studio yazılımı kullanılarak hesaplamalı olarak doğrulanmıştır [21].

Plazma teknolojisi kullanılarak yeniden yapılandırılabilir ve ayarlanabilir ters F anteni (IFA) önerilmektedir. Anten, iki ince iletken ve bir toprak düzlemi ile desteklenen silindirik bir plazma kolonundan oluşur. Yapı, yaklaşık %10'luk bir kısmi bant genişliği elde etmek üzere tasarlanmış ve optimize edilmişken, çalışma frekansı, plazma uyarma gücü değiştirilerek 150 ve 270 MHz arasında ayarlanabilir. Sayısal simülasyonlar kullanılarak yapılan yoğun araştırma sonuçları, antenin yüksekliğinin ve besleme konumlarının önerilen antenin performansı üzerinde etkileri olduğunu göstermektedir. Önerilen yapı ile geleneksel bir IFA arasındaki farklar karakterize edilir. Antenin yatay kısmının yarıçapını artırarak rezonans frekansının azaldığı gösterilmiştir [22].

Radyo frekansı (RF) sinyallerinin gelecekteki kapsamlı antenlerin geniş bant aralıklı istenmesi ve buna çözüm olarak anten yapısına plazma eklenmesi, bu çalışmada deneysel olarak incelenmiştir. Yaklaşık 1 GHz frekanslı plazma yapılarının uygulama odaklı RF elektromanyetik radyasyon üzerindeki modülasyonu ve artırıcı etkilerine dayanan bir teknoloji geliştirilmiştir. Çok yönlü elips dipol antenin elektromanyetik radyasyonunu arttırmayı amaçlayan yapıları sağlamak için endüktif olarak birleştirilmiş bir plazma uygulanır. 1 GHz'lik RF anten sinyalleri üzerinde plazmalı yapının eklenmesi ile radyasyon

artışı deneysel olarak ilk kez gözlemlenmiştir. Bu teknolojinin, plazma yapısı olmadan serbest uzay radyasyonundan yaklaşık 10 dB daha fazla bir kazanç elde edebildiği gösterilmiştir. Tipik GSM900 frekans aralığının geliştirilmiş bir frekans bandı 0.89 ila 1.05 GHz arasına genişletilebilir. Bu arada, plazma ortam eklenen anten tarafından iletilen elektromanyetik sinyallerin, iletişim için iyi kalitede olduğu gösterilmiştir [23].

Antenin bir giriş elemanı eşdeğer devresi ile giriş empedansını temsil etmek uygundur. Plazma dipol anteninin giriş empedansı sonlu entegrasyon tekniği kullanılarak çıkarılır. Plazma frekanslı plazma dipol anten için bir eşdeğer devre, genetik algoritma (GA) kullanılarak araştırılır ve optimize edilir. İyonize gazın plazma frekansının ve çarpışma frekansının, plazma dipol anteninin giriş empedansı varyasyonları üzerindeki etkisi, eşdeğer devre modeli yardımıyla incelenmiştir [24].

Ticari floresan tüplerle çevrelenmiş tek kutuplu antenin ışınma örüntüsü incelenmiştir. Ölçümler iki anten frekansı ve farklı deşarj akımları için toplanmıştır. Sonuçların, anten örüntüsünün hangi plazma tüp yapılandırmasının etkinleştirildiğine bağlı olduğu gösterilmiştir. Plazma anten sisteminin artan ve azalan saha çalışma modları belirlenmiştir. Bu çalışma modlarının çalışma frekansına ve plazma tüp konfigürasyonuna dayandığı, tüpler ve monopol anteni arasındaki mesafe dalga boyunun dörtte birine eşitken, radyasyon alanının bir serbest monopol antenine kıyasla arttığı, mesafe daha kısa olduğunda ise, ışınma bölgesinin hızlıca daraldığı gösterilmiştir [25].

Plazma, uzayda bulunan uydu araçları ile yerdeki kontrol istasyonu arasındaki radyo haberleşmesi üzerinde önemli bir etkiye sahiptir. Bu tür bir etki, tarama ve kontrol sinyallerinde keskin bir zayıflama oluşturur. Ancak, sinyal zayıflaması arttığında, uydu araçları ile kontrol istasyonu arasındaki iletişimi kesintiye uğratarak karartmaya neden olabilir. Hüzme şekillendirme teknolojisi, plazmadan gelen sinyal zayıflamasını azaltmak için uydunun dalga yönü kazancını artırabilir. Plazma, esas olarak anten modeli ve yansıma katsayısı gibi parametrelerin değişimi ile dizi anteninin performansını etkiler. Plazmadan dizi anten parametrelerinin etkisini analiz etmek için bu makalede sayısal simülasyon uygulanmıştır. Anten yönlendiriciliğinin ve uydu tarama sinyalinin zayıflamasının, plazma yoğunluğunun artmasından dolayı önemli derecede etkilendiği gözlemlenmiştir [26].

Plazma frekans seçici yüzeyin (FSS) bir unsuru olarak da kullanılmaya odaklanılmıştır. FSS'ler uzun yıllardır elektromanyetik dalgaları filtrelemek için kullanılmaktadır. Geleneksel FSS'ler periyodik eleman olarak metal yama deseni kullanır. Burada plazma tüpü metal yamanın yerine konulmaktadır. Elektromanyetik dalganın ve plazma FSS'nin etkileşimini, 3D FDTD yöntemini kullanarak simüle etmiştir. Sayısal hesaplama, plazmanın elektron sayısı yoğunluğunun rezonans frekansına açıkça hakim olabilmesi ile sonuçlanır. Rezonans frekansı, plazmanın elektron sayısı yoğunluğunun mükemmel elektrik iletkeninin sınırına kadar artmasıyla artar. Böylece FSS, iyonize elektron sayı yoğunluğu değiştirilerek ayarlanabilir olacak şekilde tasarlanabilir. FSS özelliklerini incelemek için hem çarpışmayan hem de çarpışan plazma modeli tanıtılmıştır. Sayısal hesaplama sonuçları, çarpışma frekansının sadece yansıtıcılığı etkilediğini ve rezonans frekansı üzerinde hiçbir etkisi olmadığını göstermektedir. Rezonans frekansı ve iletilen güç oranı, plazmanın elektron sayı yoğunluğu ve çarpışma frekansı atanarak ayarlanabilir. Böylece, plazma elemanları yeniden yapılandırılabilirlik ile birlikte geliştirilmiş ekranlama etkisi imkanı sunar. Plazma FSS, plazmanın ayarlanmasıyla da şeffaf hale getirilebilir, bunun da FSS kullanımını daha çok yönlü hale getirdiği sonucuna varılmıştır [27].

2.45 GHz'de plazma tüplerinin duvarlarıyla ilişkili olarak yeni bir yeniden yapılandırılabilir yama dizi anteni önerilmektedir. Yeniden yapılandırılabilir sistemin performansı, simülasyon ve ölçümle S11, kazanç ve radyasyon modelleri açısından gözlenir. Floresan lambaları açıp kapatarak ışınma örüntüsünün hüzmeye genişliğini değiştirebileceği gösterilmiştir. Yeniden yapılandırılabilir baskılı aktif dizilerde ana zorluk, açma veya kapama olduğunda tüm konfigürasyonlar için iyi eşleşmeyi sürdürebilmektir [28].

Soğuk plazma bazlı yeniden yapılandırılabilir dikdörtgen mikroşerit anten hesaplamalı olarak araştırılmıştır. Alt tabakanın yerini hava ve plazmanın bir kombinasyonu ile değiştirdiği, enerji tasarruflu frekansa ayarlanabilen bir yama anten tasarımı önerilmektedir. Plazma elemanlarından oluşan yeni tasarım, minimum güç gereksinimi ile iyi ayarlanabilirlik sağlar. Plazma yoğunluğu ve yarık konfigürasyonu değiştirilerek önemli miktarda frekans yeniden yapılandırılabilirliği elde edilir. Farklı tasarımların yaklaşık güç gereksinimlerini ve ayarlanabilirliğini karşılaştıran bir parametrik çalışma sunulmuştur. Son olarak, önerilen mikroplazmaya dayalı mikroşerit antenin radyasyon özellikleri değerlendirilmiştir [29].

Mikrodalga ile ısıtılan manyetize plazma iyon kaynaklarındaki dalga yayılımının üç boyutlu sayısal simülasyonları ve radyo frekansı (RF) ölçümleri açıklanmaktadır. Maxwell denklemlerinin tam dalga çözümü, sonlu elemanlar yöntemine dayanan bir ticari yazılım olan COMSOL ile ele alınmıştır. Sayısal model, güçlü homojen olmayan ve izotropik olmayan mıknatıslanmış “soğuk” plazma ortamını dikkate alır. Simülasyonlar, yakın zamanda INFN-LNS laboratuvarında faaliyete geçen esnek plazma tuzağının (FPT) dalga-plazma etkileşiminin ana özelliklerini yeniden üretmektedir. İki iğneli bir RF probu geçici olarak geliştirilmiştir ve FPT cihazındaki yerel dalga elektrik alanlarını ölçmek için plazmaya batırılmış bir anten olarak kullanılmıştır [30].

Hareketli tek tip bir plazmada elektromanyetik dalganın (EMW) yayılma özellikleri ilk olarak bu çalışmayla tanıtılmıştır. Hareketli bir plazmada EMW'nin geliş frekansı ve açısı ayrıntılı olarak tartışılmaktadır. Her ikisinin de hareket hızından güçlü bir şekilde etkilendiği gösterilmiştir. Hareketli bir plazmada Wentzel-Kramers-Brillouin yaklaşım yöntemini kullanarak, bu çalışmada plazmanın altı parametresi hakkında analiz yapmak için parabolik bir profilin düzgün olmayan plazma yoğunluğu örnek olarak alınmıştır. Sonuçlar, beş parametrenin EMW zayıflaması üzerindeki etkilerinin, plazmanın hareketsiz veya hareket halinde olmasının geliş açısı dışında aynı olduğunu göstermektedir. Ayrıca, sadece geliş açısının maksimum zayıflamanın kritik hızını belirleme yeteneğine sahip olduğu gösterilmiştir [31].

Günümüzde terahertz (THz) iletişiminin, araç (taşıt) ve yer istasyonunun iletişim kesintisine potansiyel bir çözüm olduğuna inanılmaktadır. Bu makalede, gerçekçi plazma kılıflarını elde etmek için sayısal bir hipersonik sıvı modeli tanıtılmıştır. Duvara monte edilen yerleşik antenin uygun olduğu varsayılmıştır. Plazma kılıflarındaki gelen THz dalgalarının iletimi analiz edilmiştir. Makalede, yeniden iletim hızının artmasıyla güç iletim katsayısı azalır, çünkü yerleşik antenin yakınındaki elektron yoğunluğu ve elektron çarpışma frekansı yeniden giriş hızıyla birlikte artar. Ek olarak, dalga iletimi ile araç hızı arasındaki ilişki ortaya çıkar. Bu makaleye dayanarak THz sinyallerinin iletim hızını arttırmak için çözümler tartışılmıştır [32].

Üç boyutlu problemler için hata optimizasyonu ADI (Alternating Direction Implicit) FDTD koşulsuz olarak kararlı değildir ve nedenlerini açıklamak için anlaşılır bir sayısal yöntem sunulmuştur. İki boyutlu koşul altında önerilen yöntem koşulsuz olarak kararlıdır. Önerilen

yöntemle elde edilen plazma ile kaplanmış 2-D silindir üzerinde sayısal sonuçlar, önerilen yöntemin düşük bir zaman ve bellek maliyetiyle yüksek doğruluk elde ettiğini göstermektedir [33].

Elektromanyetik (EM) dalga saçılımının ince bir kolektif plazma yapısına sahip kaplama tabakası, düşük basınçlı floresan lamba parametreleri kullanılarak incelenmiştir. Tasarlanan plazmanın fiziksel parametreleri analitik mikrodalga interferometri ölçümleriyle elde edilmiştir. Analitik çözümler, buluşa ait kaplama sisteminin, gelen X frekans bandının neredeyse yarısını emdiğini göstermiştir. Buna göre, yankısız bir odadaki kapalı metalik yüzeyin radar kesiti ölçülmüş ve plazma kaplamasının üstü ve dışı durumlarında karşılaştırılmıştır. Bu yazıda ince bir düşük basınçlı plazma emici kullanılarak frekans bandında önemli bir EM dalgası yayılımı gözlenmiştir. EM saçılma teorisine dayanan deneyler, önerilen pratik kaplama yapısının radar kesitinin azaltılmasındaki yeteneğini açıkça doğrulamıştır. Ayrıca, hem normal hem de değişken geliş açıları için somut bir sayısal çözüm hazırlanmıştır. Son bir nokta olarak, uzak alan deneylerinde kullanılan tasarlanmış yapının, örneğin büyük antenlerin radar kesitini azaltmada, plazma frekans seçici yüzeylerde ve hedef korumada değerli uygulamaların yolunu açabileceği düşünülmüştür [34].

Üç boyutlu tek tür soğuk manyetize plazma EM yayılımı için sonlu-fark denklemleri, FDTD güncellemelerinin oluşturulması için yeni, algoritmik bir yaklaşım kullanılarak sistematik olarak üretilmektedir. Bu yeni yaklaşım, yüksek dereceden karmaşık dağılmış sistemleri ele almak için genelleştirilir. Bunun zor analizlerden kaçınarak her zaman basit ikameler yoluyla sürekli dispersiyon muadilleri şeklinde dökülebilen sayısal dağılım ilişkileri olan ikinci dereceden doğru algoritmalarla nasıl sonuçlandığı gösterilmiştir. Kararlılık koşulunu türetmek için yeni bir teknik FDTD'ye dahil edilmiştir ve yeni yöntemin aynı serbest uzay yayılımı kriterini koruduğunu göstermektedir. Sözde alanların kaynak yerlerde ortaya çıkma eğilimi ve nasıl giderileceği simülasyon sonuçlarında sunulmuştur [35].

Silikonda optik olarak indüklenen elektron boşluğu plazmaları ışına örüntüsü ayarlaması yapmak için kullanılır. Anten, yuvaya yerleştirilmiş bir mikroşerit yamadır ve aydınlatma etkisinin, bazı modların ışına modellerinde ışın geçişini ürettiği, diğer modların etkilenmediği gösterilmiştir. Yapı, kompakt bir ayarlanabilir paket oluşturmak için şu anda mevcut olan minyatür lazer kaynaklarından en iyi şekilde yararlanmak üzere özel olarak tasarlanmıştır. Radyasyon modellerinin ayarlanması ve frekans cevabı için modellenmiş ve

ölçülen sonuçlar sunulmuştur. Plazma ortamdan kaynaklanan kayıpların yanı sıra optik olarak saydam zemin düzlemindeki kayıplar için hem simülasyon sonuçları hem de deneysel sonuçlar elde edilmiştir. Bu, sunulan yapıya göre diğer optik olarak ayarlanabilen minyatür anten tiplerinin tasarımının temelini oluşturmuştur [36].

RF plazmasının su veya hava yoluyla nasıl iletilebildiği ve depolanabilir bir DC voltajı olarak nasıl toplanabileceği gösterilmiştir. Genel bulguları, giyilebilir elektronik cihazların bir RF plazması ile enerjilenmesi, RF plazmalarının algılanması ve yıldırım düşmesi gibi doğal bir plazma kaynağının elektrik enerjisinin toplanması olarak sıralanmıştır [37].

Mıknatıslanmış plazmada elektromanyetik dalga yayılımı için yeni bir sonlu farklar zaman bölgesi (FDTD) algoritması önerilmektedir. Bu algoritma iki farklı zaman adımı artışından biri olan Maxwell denklemlerinin kullanılmasına izin verir. Önerilen algoritmanın uygulanması da nispeten basittir ve nispeten düşük bellek gereksinimlerine sahip olduğu gösterilmiştir [38].

Hipersonik hızlar teorik olarak elektromanyetik dalgaların bir aracı kaplayan bir plazma kılıfındaki yayılmasını etkileyebilir. Bu makalede ilk kez, elektromanyetik dalgaların hareketli sınırlı plazma plakasıyla yansıma özellikleri araştırılmış ve plazma, arayüze paralel hareket ettiğinde beş tipik plazma parametresi ayrıntılı olarak incelenmiştir [39].

Gauss ışınının türbülanslı plazma kılıfındaki yayılma özellikleri simüle edilmiştir. Sonuçlar, plazma kılıfı türbülansının genlik ve faz değişikliklerine yol açabileceğini göstermektedir. Plazma kılıfı türbülansında olan değişikliğin, daha belirgin bir kırılma indisi dalgalanmasına ve Gauss ışın yayılım özellikleri üzerinde daha büyük bir etkiye neden olduğu gözlemlenmiştir. Bu yeni model, plazma kılıf türbülansında Gauss ışın yayılımının anlaşılması için esastır ve plazma kılıf türbülansının etkisi altında görüntüleme ve iletişim sistemi için bir referans sağlayabildiği anlaşılmıştır [40].

2.2. Maxwell Denklemleri

Zamana bağlı olarak akım veya yük yoğunlukları tarafından oluşturulan elektromanyetik alanların matematiksel ilişkisi Maxwell denklemleri ile ifade edilmektedir. Bu denklemler diferansiyel formda,

Faraday Yasası: zamana bağlı olarak değişen manyetik alan, elektrik alan oluşturur.

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (2.1)$$

Amper Yasası: zamana bağlı olarak değişen elektrik alanın veya bir akım kaynağının varlığı manyetik alanın oluşumunda yeterlidir.

$$\nabla \times \vec{B} = \mu_0 \left(\vec{J} + \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right) \quad (2.2)$$

Gauss Yasası: serbest uzayda kapalı bir yüzeydeki toplam elektrik akısı, yüzeyde oluşan elektrik yükünün boşluğun dielektrik geçirgenlik sabitine bölümüne eşit olduğunu ispatlar ve

$$\oint_{\text{yüzey}} \vec{E} \cdot d\vec{s} = \int_{\text{hacim}} \left(\nabla \cdot \vec{E} \right) dv = \frac{q}{\epsilon_0} \quad (2.3)$$

ile ifade edilir. $q = \int \rho \cdot dv$ olduğu için,

$$\int \left(\nabla \cdot \vec{E} \right) dv = \frac{\int \rho dv}{\epsilon_0} \quad (2.4)$$

olur. Gauss yasasının denklemi,

$$\nabla \cdot \vec{E} = \frac{q}{\epsilon_0} \quad (2.5)$$

olur.

Manyetizma için Gauss Yasası: serbest uzayda izole edilmiş manyetik kutupların var olamayacağından dolayı herhangi bir kapalı yüzey boyunca manyetik akı sıfırdır. Bundan dolayı manyetik akı yoğunluğu ifadesi zamana bağlı olarak değişen manyetik akı eşit olduğu için,

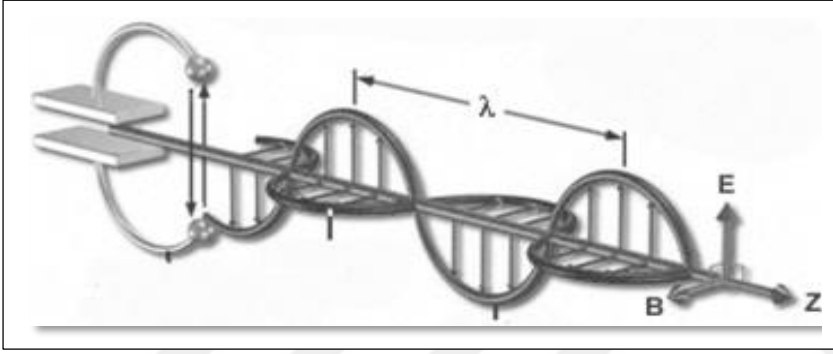
$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (2.6)$$

olur.

2.3. Elektromanyetik Dalgalar

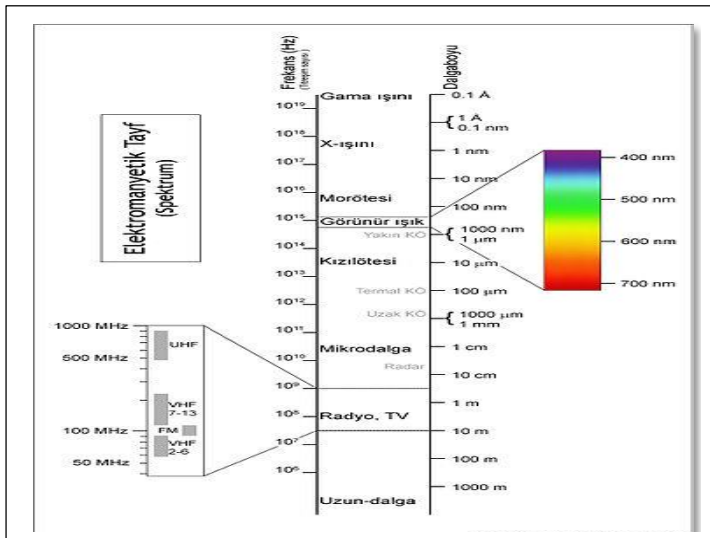
Değişen bir manyetik alan, değişen bir elektrik alanı indükler veya değişen bir elektrik alan, değişen bir manyetik alanı indükler. Bu değişen alanlar elektromanyetik dalgaları oluşturur. Elektromanyetik dalgalar mekanik dalgalardan farklıdır, çünkü yayılması için bir ortam gerektirmezler. Bu, elektromanyetik dalgaların sadece hava ve katı maddelerden değil, aynı zamanda boşluk vakumundan da geçebileceği anlamına gelir. 1860'larda ve 1870'lerde, James Clerk Maxwell adında bir İskoç bilim adamı elektromanyetik dalgaları açıklamak için bilimsel bir teori geliştirmiştir. Elektrik alanlarının ve manyetik alanların elektromanyetik dalgalar oluşturmak için bir araya gelebileceğini fark etmiştir. Elektrik ve manyetizma arasındaki bu ilişkiyi şimdi "Maxwell Denklemleri" olarak adlandırılan eşitliklerle özetlemiştir. Alman fizikçi Heinrich Hertz, Maxwell'in teorilerini radyo dalgalarının üretimi ve alımına uygulamıştır. Bir radyo dalgasının frekans birimi - saniyede bir döngü - Heinrich Hertz onuruna Hertz olarak adlandırılır. Hertz'in radyo dalgalarıyla yaptığı deney iki sorunu çözmüştür. İlk olarak, betonda Maxwell'in sadece teorileştirdiği radyo dalgalarının hızının ışığın hızına eşit olduğunu ispatlamıştır. Bu radyo dalgalarının bir tür ışık olduğunu kanıtlamıştır. İkincisi, Hertz elektrik ve manyetik alanların kablolardan nasıl ayrılacağını öğrenmiştir. Işık, foton adı verilen ayrı enerji paketlerinden yapılır. Fotonlar momentum taşırlar, kütleleri yoktur ve ışık hızında seyahat ederler. Tüm ışık hem parçacık benzeri hem de dalga benzeri özelliklere sahiptir. Bir aletin ışığı algılamak için nasıl tasarlandığı bu özelliklerden hangilerinin gözlendiğini etkiler. Analiz için ışığı bir spektruma ayıran bir araç, ışığın dalga benzeri özelliğini gözlemlemeye bir örnektir. Işığın parçacık benzeri doğası, dijital kameralarda kullanılan dedektörler tarafından gözlemlenir; tek tek fotonlar, görüntü verilerinin algılanması ve depolanması için kullanılan elektronları serbest bırakır. Işığın fiziksel özelliklerinden biri, kutuplanabilmesidir. Kutuplanma, elektromanyetik alanın hizalanmasının bir ölçümüdür. Bir çitin içine bir frizbi atmayı düşünün. Bir yönde geçecek, diğerinde reddedilecektir. Bu, güneş ışığının ışığın kutuplanan kısmını emerek parlamayı ortadan kaldırmasına benzemektedir. Işık, elektromanyetik dalgalar ve radyasyon terimlerinin hepsi aynı fiziksel olayı ifade eder: elektromanyetik enerji. Bu enerji frekans, dalga boyu veya enerji ile tanımlanabilir. Her üçü de matematiksel olarak ilişkilidir, böylece birini biliyorsanız, diğer ikisini hesaplayabilirsiniz. Radyo ve mikrodalgalar genellikle frekans (Hertz), kızılötesi ve görünür ışık dalga boyu (metre) ve X-ışınları ve gama ışınları enerji (elektron volt) cinsinden tanımlanır. Bu, ne çok büyük ne de çok küçük sayılara sahip birimlerin uygun şekilde kullanılmasına izin veren bilimsel bir sözleşmedir. Bir saniye

içinde belirli bir noktadan geçen tepe sayısı dalganın frekansı olarak tanımlanır. Radyo dalgalarının varlığını ortaya çıkaran Heinrich Hertz'den sonra saniyede bir dalgaya veya döngüye Hertz (Hz) denir. Elektromanyetik dalgaların okyanus dalgalarına benzer tepeleri ve olukları vardır. Bu tepeler veya oluklar arasındaki mesafe dalga boyudur. En kısa dalga boyları sadece bir atomun büyüklüğünün parçalarıdır. En uzun dalga boylarının gezegenimizin çapından daha büyük olabileceği tahmin edilmektedir. Bir elektromanyetik dalga da enerjisi açısından elektron Volt (eV) olarak adlandırılan ölçü birimleri ile tanımlanabilir. Bir elektron Volt, bir elektronu bir Volt potansiyelden geçirmek için gereken kinetik enerji miktarıdır. Spektrum boyunca ilerlerken, dalga boyu kısaldıkça enerji artar.



Şekil 2.1. Elektrik alan ve manyetik alan yayılımı

Elektromanyetik frekans aralığı çok geniş bir bölgeyi kapsamaktadır (Şekil 2.2). Bütün elektromanyetik dalgaların, ışık hızında hareket ettiği unutulmamalıdır.



Şekil 2.2. Elektromanyetik spektrum

2.4. Elektromanyetikte Sayısal Yöntemler

Elektrikli cihazların geliştirilmesinin ilk günlerinden bu yana, mühendisler ve bilim adamları ekonomi ve verimlilik için tasarım geliştirmeye odaklanmışlardır. Bu çabanın sonucu, cihazları modellemek ve tasarım aşamasında performanslarını doğru bir şekilde tahmin etmek için yeni tekniklerin geliştirilmiştir. İlk aşamalarda bu modeller donanımsal veya ölçekli modellerden oluşuyordu. Bu modellerde yapılan testlerden elde edilen sonuçlar, gerçek cihazların performansını tahmin etmek ve uygun donanım değişikliklerinin yapılmasını sağlamak için kullanılmıştır. Bununla birlikte, bunların pahalı, hantal ve zaman alıcı olduğu kanıtlanmıştır. Ayrıca, özel sensörlerin ve cihazların bulunamaması nedeniyle genellikle sadece giriş-çıkış terminallerinin miktarları ölçülebilmıştır. Performansı artırmak ve maliyetleri düşürmek için gerekli olan cihaz tasarımındaki değişiklikleri belirlemek ne bu testlerle ne de pratikte mümkün olmamıştır. Prototiplerle modellemenin zorluklarının ardından, dönüşümler ve eğrisel kareler yöntemi gibi alan çizim teknikleri geliştirilmiştir. Bunu kısa süre sonra elektrolitik tanklar ve iletken kağıt sistemleri ile yapılan deneyler izlemiştir. Sıcaklık ve nem değişimleri ve bunların ölçümler üzerindeki etkileri nedeniyle, bu deney yöntemlerine sonuçların doğruluğu ve tutarlılığı için güvenilememiştir. Bu nedenle, analitik yöntemler izlenmiştir. Ancak bu yöntemler, doğrusal izotropik ortam, tüm yarı uzay veya yarı sonsuz bölgeler için geçerli tekniklerle sınırlıydı. Sadece manyetostatik ve girdap akım problemleri için sabit geçirgenlik ve iletkenlik değerleri ile elektrostatik problemler için sabit dielektrik geçirgenliği kullanılabilirdi. Seçilen koordinatların sistemine bağlı olarak farklı analitik teknikler gerekliydi. Örneğin, sınır değer problemi kartezyen koordinatlarında formüle edilmişse, uzay ve zamanın harmonik serisi çözümleri düşünülebilir. Eksen-simetrik ve girdap akım problemleri için Bessel fonksiyonları kullanılmaktaydı. Küresel koordinatlarda problem ortaya çıktığında küresel harmonikler gerekirdi. Mevcut çözümler üzerindeki sınırlamalar göz önüne alındığında, formülasyonun ve basit sınır koşullarının çeşitli basitleştirmelerine ihtiyaç duyulmuştur. Sınır değer probleminin diferansiyel formda mı yoksa integral denklemler açısından mı formüle edildiğine bağlı olarak daha fazla karmaşıklık ortaya çıkmıştır. İntegral denklemler durumunda bile, sadece doğrusal problemler çözülebilir ve hala koordinat sistemi seçiminden kaynaklanan sınırlamalar devam etmektedir. Dönüşüm yöntemlerinin kullanılabileceği basit problemler dışında doğrusal olmayan problemlerin modellenmesi mümkün olmamıştı. Analog ve dijital bilgisayarların ortaya çıkmasıyla, hesaplamalarda genellikle sayısal yöntemler olarak kabul edilen yeni teknikler geliştirilmişti. Bunların

öncüleri manyetik Ohm yasasına dayanan direnç analoglarıydı. Bunu kısa süre sonra genellikle sonlu farklar olarak adlandırılan bölünmüş fark şemaları izledi. Bunların çeşitli varyasyonları beş noktalı ve dokuz noktalı operatörler, hücre şemaları ve diğerlerine dayanılarak geliştirilmiştir. Bu yöntemlerin altında yatan ilke, sınır değer problemini tanımlamakta kullanılan kısmi diferansiyel denklemleri fark denklemlerine dönüştürmek ve bunları yinelemeli yöntemlerle çözmektir. Sonlu fark şemaları başlangıçta Kartezyen veya kutupsal koordinatlarda formüle edilen doğrusal problemlere uygulandı ve daha sonra doğrusal olmayan problemler modellenerek uygulanan alanlar genişletildi.

Elektromanyetik problemlerinin çözümünde en çok kullanılan sayısal yöntemler,

- Zaman Bölgesinde Sonlu Farklar (FDTD, Finite Difference Time Domain) Yöntemi
- İletim Hattı Matrisi (TLM, Transmission Line Matrix) Yöntemi
- Parabolik Denklem (PE, Parabolic Equation) Yöntemi
- Moment Yöntemi (MoM, Method of Moments)
- Sonlu Elemanlar Yöntemi (FEM, Finite Element Method) olarak sıralanabilir.

2.4.1. FDTD yönteminin avantajları

FDTD yöntemi, Maxwell denklemlerinin çözümü için son yıllarda kullanılan önemli araçlardan biri olarak büyük bir popülerlik kazanmıştır. Green'in fonksiyonlarına ve karmaşık asimptotik gerektirmeyen basit formülasyonlara dayanır. Sorunu zaman bölgesinde çözmesine rağmen, Fourier dönüşümü kullanarak geniş bir bant üzerinden frekans etki alanı yanıtlarını gerçekleştirebilir. Dielektrik, manyetik, frekansa bağlı, doğrusal olmayan ve anizotropik gibi farklı tipte malzemelerden oluşan karmaşık geometrileri kolayca idare edebilir. FDTD tekniğinin hesaplama algoritmaları için paralel olarak uygulanması kolaydır. FDTD yönteminin bu özellikleri onu birçok mikrodalga cihaz ve anten için hesaplamalı elektromanyetik teknik uygulamalarda çekici hale getirmiştir [41].

FDTD yönteminin kullanıldığı alanlardan bazıları;

- Radar sistemleri
- Mikrodalga devreleri, dalga kılavuzları ve fiber optik
- Anten

- Yayılma
- Medikal uygulamalar
- Elektromanyetik uyumluluk
- Plazma olarak sıralanabilir [13].

2.4.2. FDTD yönteminin dezavantajları

FDTD yöntemi çözüm uzayının ızgaralanmasını gerektirir. Bu ızgaraların boyutları modellenen en küçük dalga boyundan daha küçük olmalıdır. Bu da çok geniş hesaplama uzayı ve çözüme ulaşmak için uzun zaman gerektirir [12] .

2.4.3. FDTD yöntemi

Zaman bölgesinde sonlu farklar yöntemi (FDTD) bugün elektromanyetik problemlerin çözümü için en popüler sayısal yöntemlerden biridir. Dielektrik ve metal nesnelere saçılma, radyasyona maruz kalan insan vücudunda elektromanyetik emilim, mikroşerit devreler ve antenler gibi çok çeşitli sorunlara başarılı bir şekilde uygulanmaya devam etmektedir. FDTD yönteminin başarısının ana nedeni, yöntemin kendisinin, üç boyutlu bir kodu programlamak için bile son derece basit olmasıdır. Teknik ilk olarak K. Yee tarafından önerildi ve daha sonra 70'lerin başında başkaları tarafından geliştirildi. FDTD Yöntemi, Maxwell denklemlerindeki kısmi türev operatörlerinin merkezi farklar yöntemine dayalı sonlu farklar karşılıkları ile değiştirilip, doğrudan zaman ve konum bölgelerinde sayısallaştırılmasına dayanır. Burada üç boyutlu bölgenin, $N_x \times N_y \times N_z$ tane prizmadan oluştuğu varsayılır. FDTD hücrelemesi, bu bölgenin en küçük özdeş birimi Δx , Δy ve Δz olan uzunluklarına bölünerek oluşturulur. Hücre numaralandırma değerleri, tam sayılarla belirtilir. Bu yöntemde, her hücrede x, y ve z yönlerinde olmak üzere üç elektrik alan ve üç manyetik alan ifadeleri bulunmaktadır. Ayrıca elektrik alan ve manyetik alan ifadeleri aralarında $\Delta t/2$ zaman farkı olacak şekilde konumlandırılmış olup, istenen zamanda yinelemeli bir şekilde hesaplanır [1]. Bunun yanında zaman ve hücre aralıkları belli bir kritere göre seçilmelidir (Courant koşulu). Ayrıca, geniş bant darbeleri işaretlerde, FDTD ile yapılan zaman bölgesi simülasyonunda en küçük dalga boylu (f_{max}) bileşenin sayısal bozunuma uğramayacak şekilde konumlandırılarak örneklendirilmesine dikkat edilmelidir. Pratikte sayısal dispersiyon sınırı, (Δx , Δy veya Δz 'nin en büyüğü) $\lambda_{min}/4$ ile $\lambda_{min}/100$

arasında seçilebilmektedir. Maxwell denklemleri, uzayın belli bir noktasında ve belli bir anda oluşan elektrik alan değerlerini birbirine bağlar.

$$\vec{\nabla}_x \vec{E}(r,t) = -\mu \frac{\partial \vec{H}(r,t)}{\partial t} \quad (2.7)$$

$$\vec{\nabla}_x \vec{H}(r,t) = \varepsilon \frac{\partial \vec{E}(r,t)}{\partial t} + \vec{J} \quad (2.8)$$

(2.7)'deki elektrik alanın konuma göre kısmi türevi, manyetik alanın zamana göre kısmi türevine ve ortamın dielektrik sabiti, manyetik geçirgenlik ve iletkenlik parametrelerine bağlıdır. (2.8)'deki ifade de ise bunun tam tersi söz konusudur. (2.7) ve (2.8)'de verilen denklemleri merkezi farklara göre ayrıklaştırılıp düzenlediğimizde, uzayın her hücresinde üç elektrik alan ve üç manyetik alan ifadesini içeren yinelemeli denklemler elde edilir. E ve H bileşenlerinin alternatif yarım zaman adımları değerlendirildikten sonra E ve H bileşenlerinin açık sonlu fark yaklaşımları,

$$\vec{\nabla}_x \vec{E}(t) = -\frac{\partial \vec{B}(t)}{\partial t} \Rightarrow \vec{B}(t) = [\mu(t)] \vec{H}(t) \quad (2.9)$$

$$\vec{\nabla}_x \vec{H}(t) = \frac{\partial \vec{D}(t)}{\partial t} \Rightarrow \vec{D}(t) = [\varepsilon(t)] \vec{E}(t) \quad (2.10)$$

olarak elde edilir. Yukarıdaki eşitlikleri açtığımızda,

$$\vec{\nabla}_x \vec{E}(t) = -\mu \frac{\partial \vec{H}(t)}{\partial t} \Rightarrow \vec{\nabla}_x \vec{E}(t) = -\mu \frac{\vec{H}_{t+\Delta t/2} - \vec{H}_{t-\Delta t/2}}{\Delta t} \quad (2.11)$$

$$\vec{\nabla}_x \vec{H}(t) = \varepsilon \frac{\partial \vec{E}(t)}{\partial t} \Rightarrow \vec{\nabla}_x \vec{H}(t + \Delta t/2) = \varepsilon \frac{\vec{E}_{t+\Delta t} - \vec{E}_t}{\Delta t} \quad (2.12)$$

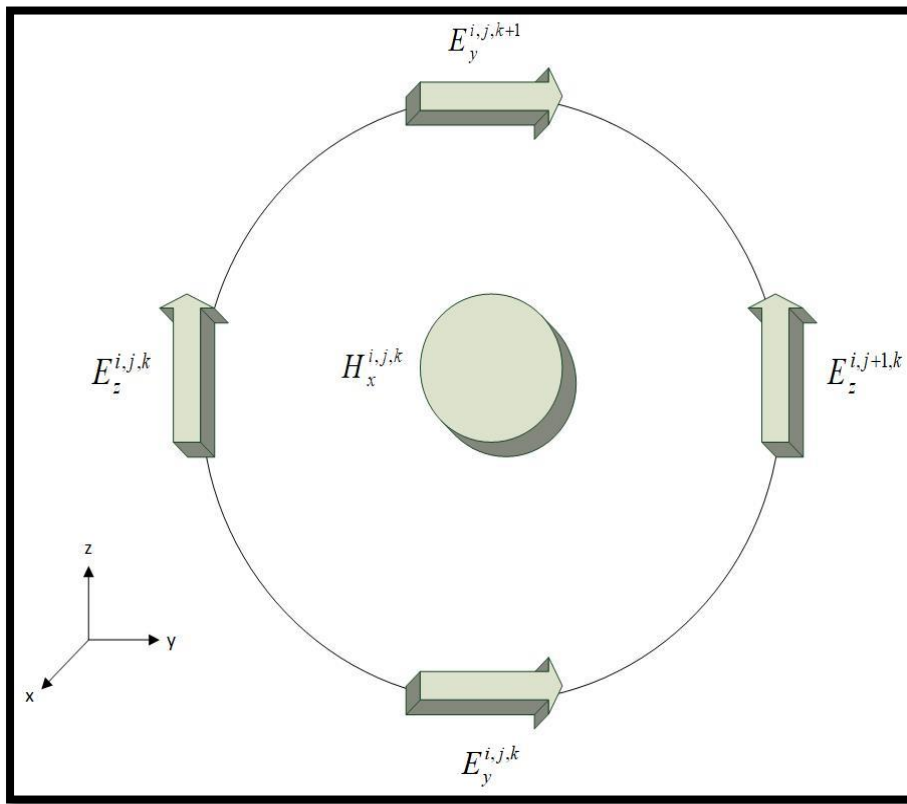
ifadeleri elde edilir. İlk önce tüm elektrik ve manyetik alan ifadeleri sıfırlanır. İki ifadeyi birbirine benzetebilmek için (2.11) ifadesini,

$$\vec{H}_{t+\Delta t/2} = \vec{H}_{t-\Delta t/2} - \frac{\Delta t}{\mu} \left(\vec{\nabla}_x \vec{E}(t) \right) \quad (2.13)$$

şeklinde düzenleriz. Daha sonra normalize manyetik alan ifadesi olan,

$$\tilde{H} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \bar{H} \quad (2.14)$$

denklemini kullanırız. Şekil 2.3 de $H_x^{i,j,k}$ için, E_y vektörü z yönünde ilerler iken E_z vektörü ise y yönünde ilerlemektedir.



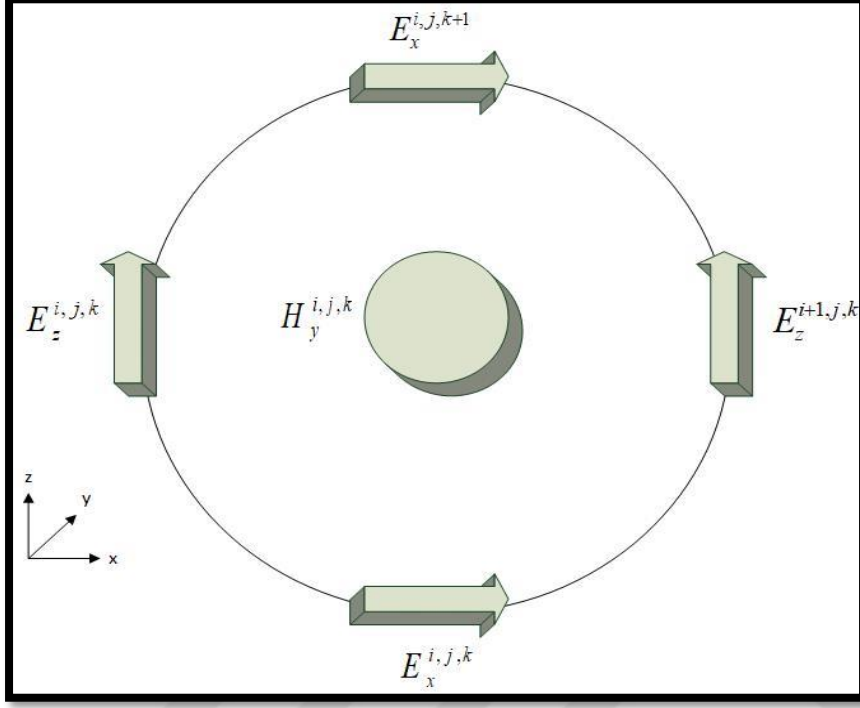
Şekil 2.3. Manyetik alan çevresindeki elektrik alan bileşenleri [42]

Buradan,

$$\frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} = -\frac{\mu_x}{c_0} \frac{\partial \tilde{H}_x}{\partial t} \quad (2.15)$$

$$\frac{E_z^{i,j+1,k} \Big|_t - E_z^{i,j,k} \Big|_t}{\Delta y} - \frac{E_y^{i,j,k+1} \Big|_t - E_y^{i,j,k} \Big|_t}{\Delta z} = -\frac{\mu_x}{c_0} \frac{\tilde{H}_x^{i,j,k} \Big|_{t+\frac{\Delta t}{2}} - \tilde{H}_x^{i,j,k} \Big|_{t-\frac{\Delta t}{2}}}{\Delta t} \quad (2.16)$$

bulunur. Şekil 2.4 de $H_y^{i,j,k}$ için, E_x vektörü z yönünde ilerlerken E_z vektörü ise x yönünde ilerlemektedir.



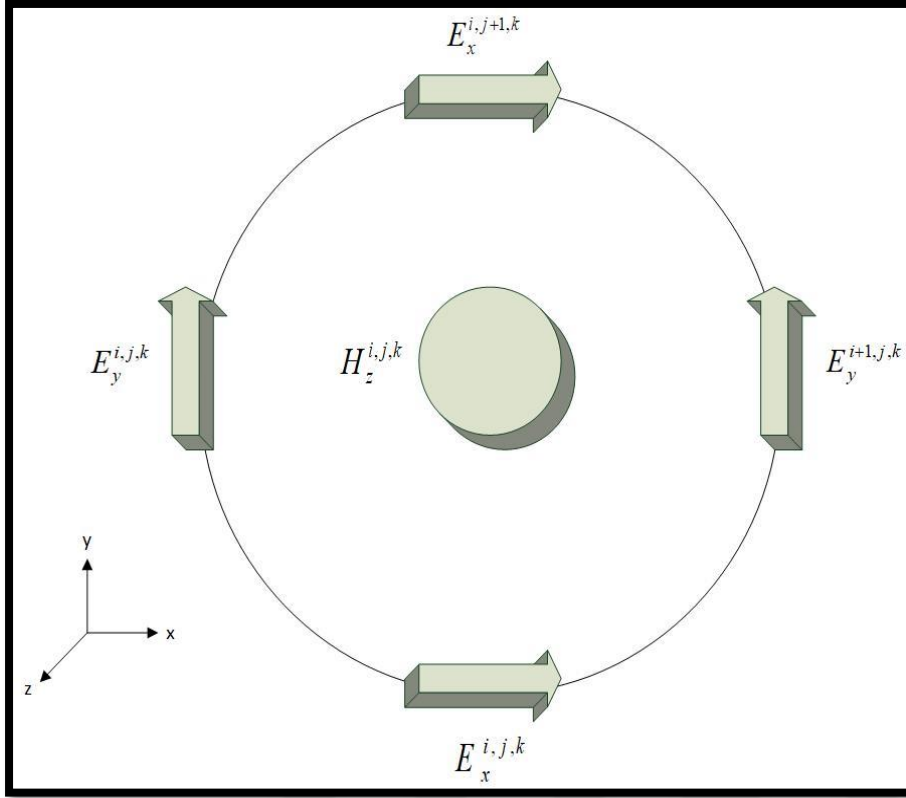
Şekil 2.4. Manyetik alan çevresindeki elektrik alan bileşenleri [42]

Buradan,

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} = -\frac{\mu_y}{c_0} \frac{\partial \tilde{H}_y}{\partial t} \quad (2.17)$$

$$\frac{E_x^{i,j,k+1}|_t - E_x^{i,j,k}|_t}{\Delta z} - \frac{E_z^{i+1,j,k}|_t - E_z^{i,j,k}|_t}{\Delta x} = -\frac{\mu_y}{c_0} \frac{\tilde{H}_y^{i,j,k}|_{t+\frac{\Delta t}{2}} - \tilde{H}_y^{i,j,k}|_{t-\frac{\Delta t}{2}}}{\Delta t} \quad (2.18)$$

bulunur. Şekil 2.5 de $H_z^{i,j,k}$ için, E_x vektörü y yönünde ilerlerken E_y vektörü ise x yönünde ilerlemektedir.



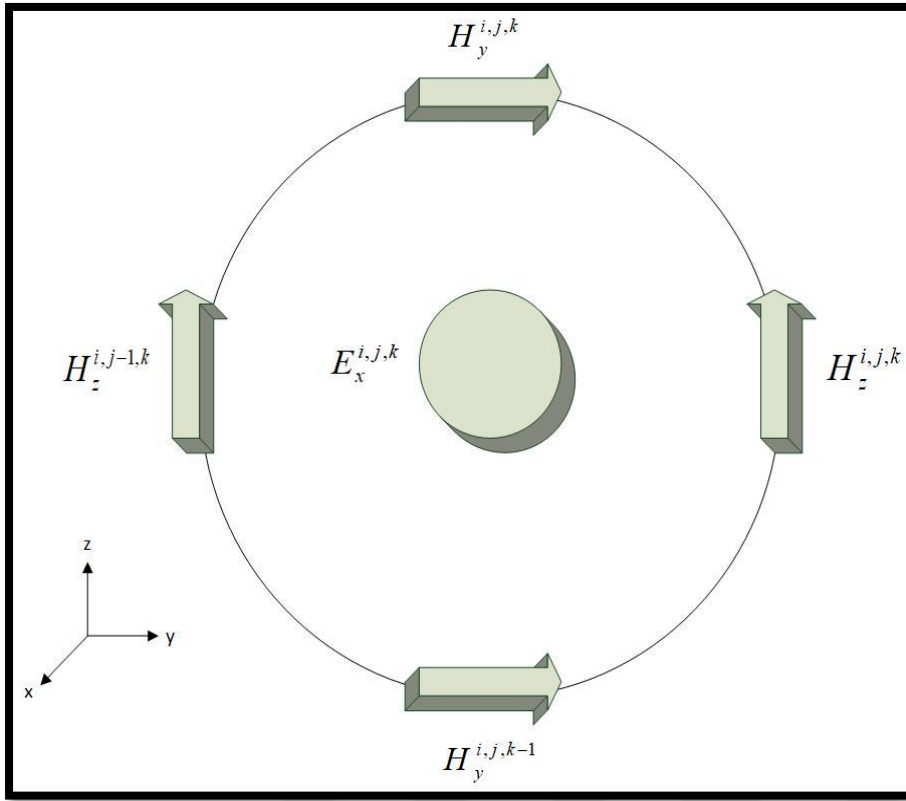
Şekil 2.5. Manyetik alan çevresindeki elektrik alan bileşenleri [42]

Buradan,

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} = -\frac{\mu_z}{c_0} \frac{\partial \tilde{H}_z}{\partial t} \quad (2.19)$$

$$\frac{E_y^{i+1,j,k} \Big|_t - E_y^{i,j,k} \Big|_t}{\Delta x} - \frac{E_x^{i,j+1,k} \Big|_t - E_x^{i,j,k} \Big|_t}{\Delta y} = -\frac{\mu_z}{c_0} \frac{\tilde{H}_z^{i,j,k} \Big|_{t+\frac{\Delta t}{2}} - \tilde{H}_z^{i,j,k} \Big|_{t-\frac{\Delta t}{2}}}{\Delta t} \quad (2.20)$$

bulunur. Şekil 2.6 da $E_x^{i,j,k}$ için, H_z vektörü y yönünde ilerlerken H_y vektörü ise z yönünde ilerlemektedir.



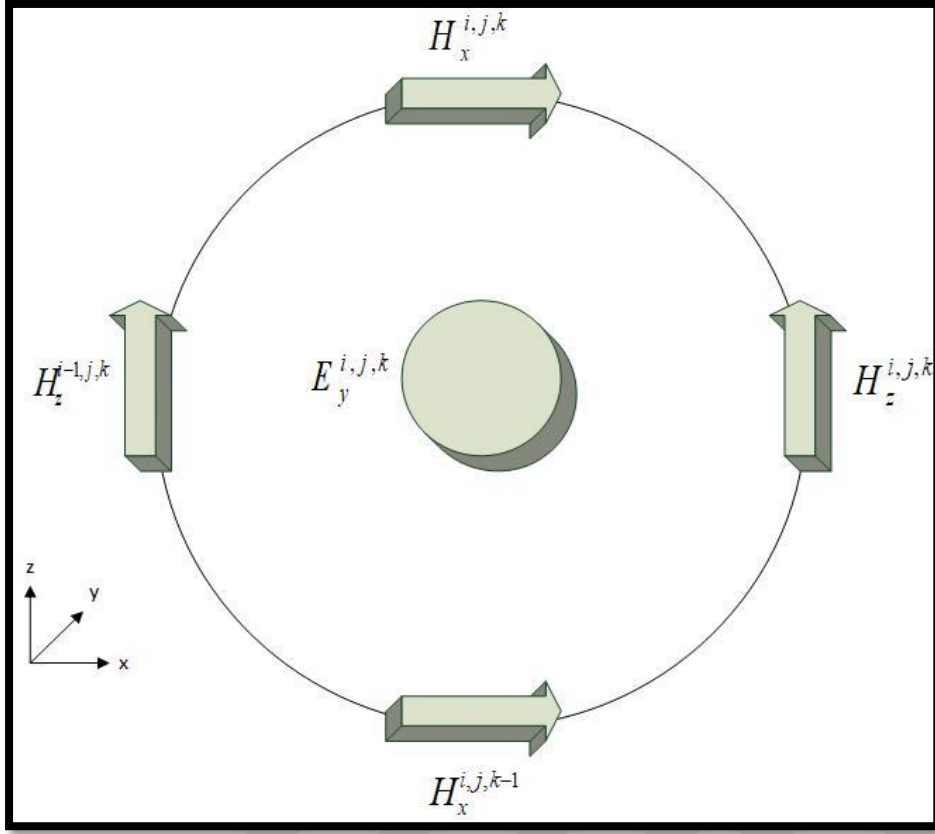
Şekil 2.6. Elektrik alan çevresindeki manyetik alan bileşenleri [42]

Buradan,

$$\frac{\partial \tilde{H}_z}{\partial y} - \frac{\partial \tilde{H}_y}{\partial z} = \frac{\epsilon_x}{c_0} \frac{\partial E_x}{\partial t} \quad (2.21)$$

$$\frac{\tilde{H}_z^{i,j,k} \Big|_{t+\frac{\Delta t}{2}} - \tilde{H}_z^{i,j-1,k} \Big|_{t+\frac{\Delta t}{2}}}{\Delta y} - \frac{\tilde{H}_y^{i,j,k} \Big|_{t+\frac{\Delta t}{2}} - \tilde{H}_y^{i,j,k-1} \Big|_{t+\frac{\Delta t}{2}}}{\Delta z} = \frac{\epsilon_x}{c_0} \frac{E_x^{i,j,k} \Big|_{t+\Delta t} - E_x^{i,j,k} \Big|_t}{\Delta t} \quad (2.22)$$

bulunur. Şekil 2.7 de $E_y^{i,j,k}$ için, H_z vektörü x yönünde ilerlerken H_x vektörü ise z yönünde ilerlemektedir.



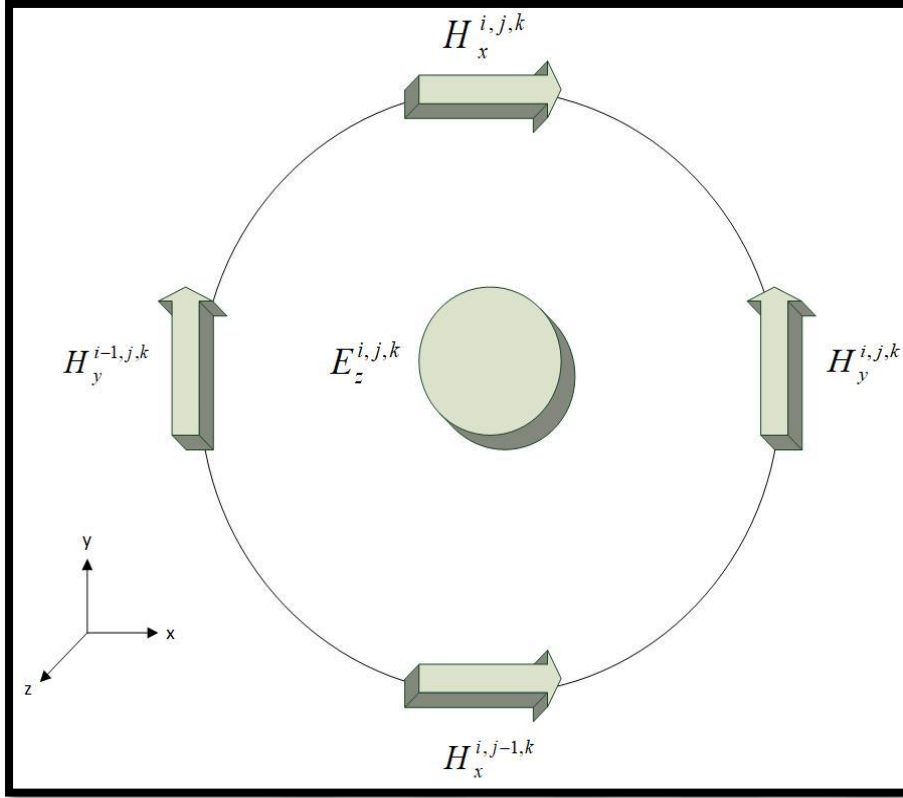
Şekil 2.7. Elektrik alan çevresindeki manyetik alan bileşenleri [42]

Buradan,

$$\frac{\partial \tilde{H}_x}{\partial z} - \frac{\partial \tilde{H}_z}{\partial x} = \frac{\epsilon_y}{c_0} \frac{\partial E_y}{\partial t} \quad (2.23)$$

$$\frac{\tilde{H}_x^{i,j,k} \Big|_{t+\frac{\Delta t}{2}} - \tilde{H}_x^{i,j,k-1} \Big|_{t+\frac{\Delta t}{2}}}{\Delta z} - \frac{\tilde{H}_z^{i,j,k} \Big|_{t+\frac{\Delta t}{2}} - \tilde{H}_z^{i-1,j,k} \Big|_{t+\frac{\Delta t}{2}}}{\Delta x} = \frac{\epsilon_y}{c_0} \frac{E_y^{i,j,k} \Big|_{t+\Delta t} - E_y^{i,j,k} \Big|_t}{\Delta t} \quad (2.24)$$

bulunur. Şekil 2.8 de $E_z^{i,j,k}$ için, H_y vektörü x yönünde ilerlerken H_x vektörü ise y yönünde ilerlemektedir.



Şekil 2.8. Elektrik alan çevresindeki manyetik alan bileşenleri [42]

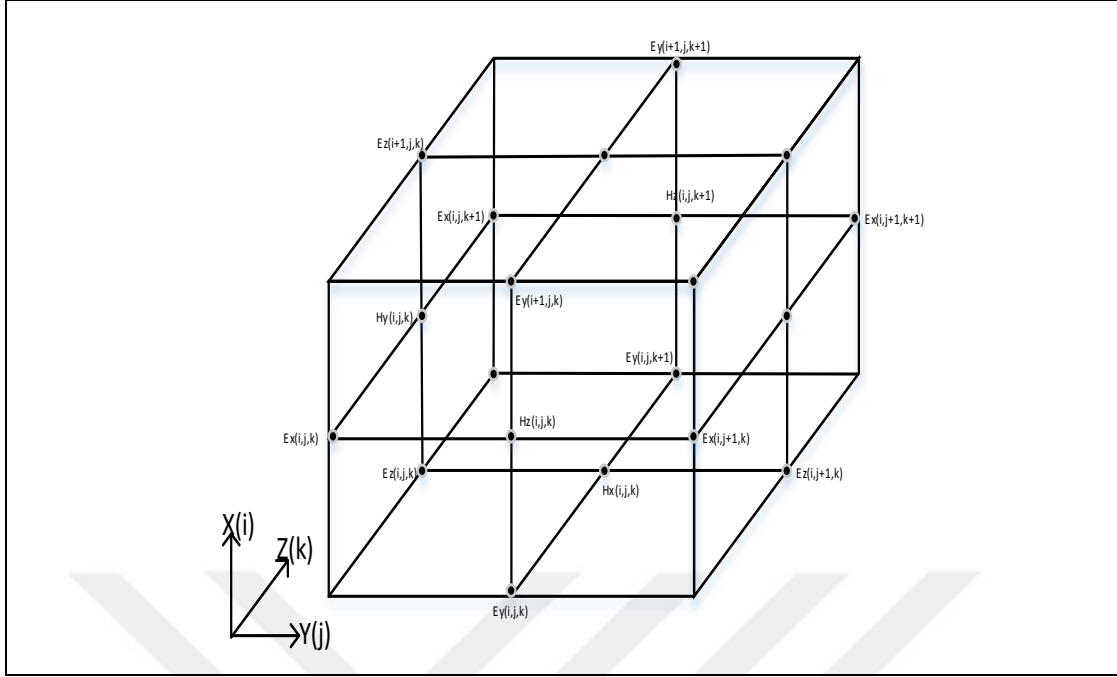
Buradan,

$$\frac{\partial \tilde{H}_y}{\partial x} - \frac{\partial \tilde{H}_x}{\partial y} = \frac{\epsilon_z}{c_0} \frac{\partial E_z}{\partial t} \quad (2.25)$$

$$\frac{\tilde{H}_y^{i,j,k} \Big|_{t+\frac{\Delta t}{2}} - \tilde{H}_y^{i-1,j,k} \Big|_{t+\frac{\Delta t}{2}}}{\Delta x} - \frac{\tilde{H}_x^{i,j,k} \Big|_{t+\frac{\Delta t}{2}} - \tilde{H}_x^{i,j-1,k} \Big|_{t+\frac{\Delta t}{2}}}{\Delta y} = \frac{\epsilon_z}{c_0} \frac{E_z^{i,j,k} \Big|_{t+\Delta t} - E_z^{i,j,k} \Big|_t}{\Delta t} \quad (2.26)$$

formülleri ile ifade edilebilir. Yinelemeli denklemlerden de görüldüğü gibi, uzayın bir noktasındaki manyetik alan bileşeni aynı noktada bir önceki kendi değeriyle birlikte diğer eksenlerdeki komşu elektrik alan değerlerine bağlıdır.

Benzer şekilde, E_z bileşeni de zamanda bir önceki değeri ile birlikte komşu H_x ve H_y değerleri ile hesaplanır. Yee bu mantıktan yola çıkarak Şekil 2.9’da verilen hücre yerleşimini ortaya çıkarmıştır.



Şekil 2.9. Alan bileşenlerinin birim Yee hücresine yerleşimi

Şekil 2.9’da elektrik alan ve manyetik alan bileşenlerinin birim Yee hücrelerine yerleşimi gösterilmiştir. Bu yapıda her hücrede x , y ve z yönlerinde üç elektrik alan ve üç manyetik alan bileşeni bulunmaktadır. Her hücrede x , y ve z yönlerinin birim konum adımları Δx , Δy , Δz olup, birim zaman adımı ise Δt ’dir.

Şekil 2.9’da her birim hücrede elektrik alan bileşenlerinin köşe noktalarında, manyetik alan bileşenlerinin ise orta noktalarda konumlandırıldığı gösterilmiştir. Ayrıca bu bileşenlerin konumlarının farklı olduğu gibi zaman adımlarında da $\Delta t/2$ kadar fark vardır. Örneğin, $E_z^{n+1/2}(i, j, k)$ iken, $H_y^n(i, j, k)$ ifadesi $\Delta t/2$ kaydırılarak yinelemeli olarak devam etmektedir. n ifadesi zaman adımını göstermektedir.

Aynı Yee hücresinin belli bir noktasında elektrik alan ve manyetik alan bileşenlerini konumsal ve zamansal olarak ifade edebilmek için ortalama almamız yeterlidir. Burada manyetik alan bileşenini merkeze kaydırmak için iki bileşeni (bilgisayar koduyla),

$$H_x(i, j, k) = \frac{1}{2} [H_x(i, j, k) + H_x(i+1, j, k)] \quad (2.27)$$

yazmak yeterli olup, elektrik alan bileşenini merkeze kaydırmak için dört komşu bileşen gereklidir (bilgisayar koduyla).

$$E_z(i, j, k) = \frac{1}{4} [E_z(i, j, k) + E_z(i+1, j, k) + E_z(i, j+1, k) + E_z(i, j, k+1)] \quad (2.28)$$

Yinelemeli FDTD ifadelerinde, her hücrenin özelliğini üç parametre belirler. Bu parametreler, ϵ , μ ve σ 'dır. ϵ ve σ , elektrik alan ifadelerinin hesaplandığı denklemlerde, μ ise manyetik alan ifadelerinin hesaplanmasında kullanılmaktadır. Bu parametreler kullanılarak her hücre farklı bir ortam olarak incelenebilir.

Bir yapı FDTD ile simüle edilirken, elektrik alanlar ve manyetik alanlar bazı parametrelerle güncellenir. Bu alan ifadeleri kullanılarak istenen bir noktadaki akım, gerilim ve empedans gibi değerler kolaylıkla bulunmaktadır. Örneğin;

$$V_z(i, j, k) = -E_z(i, j, k)\Delta z \quad (2.29)$$

$$I_z(i, j, k) = [H_x(i, j-1, k) - H_x(i, j, k)]\Delta x + [H_y(i, j, k) - H_y(i-1, j, k)]\Delta y \quad (2.30)$$

denklemleri ile kolaylıkla hesaplanmaktadır.

FDTD simülasyonunda en temel konu Yee hücresidir. Yee hücresini anlamadan diğer hesaplamalara geçilmesi hiç kolay değildir. FDTD yöntemi, elektromanyetik problemlerin üç boyutlu yapılarında kullanılabilir. Bu yapıları N_x , N_y ve N_z adet birim Yee hücresine bölerek yakın alanlar incelenebilir. Burada ilk hücreler (1,1,1) alınırsa, son hücreler ise (N_x , N_y , N_z) olur.

Açık bölge (ABS) simülasyonu, FDTD yönteminin en önemli sorunlarından birisidir. Eğer rezonatör gibi her tarafı PEC yapısı ile kaplı ise FDTD uzayının alt kısmının teğet elektrik alan bileşenlerinin sıfırlanması yeterli olacaktır. Fakat antenin ışınma örüntüsünün veya radarların davranışının hesaplanması gerekli ise durum biraz farklı olup, FFT gibi bazı dönüşümler yapılmalıdır. Ayrıca büyük yapıların ve FFT gibi dönüşümlerin hesaplanmasında bilgisayar bellekleri önemli parametrelerden biridir.

Yinelemeli FDTD Maxwell eşitliklerinde, bir hücredeki elektrik alan ifadesi, bir birim zaman önceki elektrik alan ifadesi ve komşu manyetik alan ifadelerinden hesaplanarak bulunurken, bir hücredeki manyetik alan ifadesi, bir birim zaman önceki manyetik alan ifadesi ve komşu elektrik alan ifadelerinden hesaplanır.

2.4.4. Kararlılık (Courant) koşulu

FDTD denklemleri yinelemeli yapıda olduklarından, ilerleyen zaman adımlarında sayısal hatalardan dolayı algoritmanın iraksamaması gerekmektedir. Bu yüzden verilen yinelemeli denklemlerde (Δx , Δy , Δz) konum ve Δt zaman boyutları rastgele seçilemez. Yinelemeli denklemlerde sayısal çözümlerin kararlı (sonsuz gitmeyen) olabilmesi için Δx , Δy , Δz ve Δt arasında bir koşul olmalıdır. Courant koşulu olarak olarak isimlendirilen bu ifade,

$$c\Delta t \leq \Delta x; c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}} \quad (2.31)$$

olarak verilmektedir. Dalganın yayılım hızı en yüksek hız olarak kabul edilen ışık hızı olabileceği için birim hücrede aldığı $c\Delta t$ yolu maksimumdur. Bundan dolayı birim hücre boyutları, sistemin kararlı olabilmesi için $c\Delta t$ ifadesine eşit veya küçük seçilmelidir. Üç boyutlu FDTD için Courant kararlılık koşulu ise;

$$c\Delta t \leq \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta y^2} + \frac{1}{\Delta z^2}}} \quad (2.32)$$

olarak verilmektedir.

2.5. Sayısal Dispersiyon (Dağılım)

Elektromanyetik problemlerde dağılıma (dispersiyon), sonlu bant genişliğine sahip sürekli-zaman işaretinin içindeki değişik frekanstaki bileşenlerin (faz hızlarının farklılığından dolayı) istenen bir nokta için aynı zamanlarda ulaşmaması nedeniyle bozulmasından oluşur. Bu değişiklik FDTD yöntemi için, genellikle hücrenin birim adımlarına bağlı olarak değişmektedir. Nyquist örnekleme teoremi, dijital sinyal işleme alanında, sürekli zaman

sinyalleri ve ayrık zaman sinyalleri arasında temel bir köprü görevi gören bir teoremdir. Kesintisiz bir örnek dizisinin, sonlu bant genişliği sürekli-zaman sinyalinden tüm bilgileri yakalamasına izin veren bir koşul oluşturur. Burada sonlu bant genişliğine sahip sürekli-zaman sinyalin içinde f_{\max} bileşeninin iki katı alınarak örneklenmesi ile bilgi kaybı önlenir.

İki boyutlu TM (Transverse Magnetic) dalga yayılım modunda kayıpsız ortam için Maxwell ifadeleri;

$$\frac{\partial H_x}{\partial t} = -\frac{1}{\mu} \frac{\partial E_z}{\partial y} \quad (2.33)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \frac{\partial E_z}{\partial x} \quad (2.34)$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left[\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right] \quad (2.35)$$

şeklindedir.

TM modu için çözümler,

$$E_z \Big|_{i,j}^n = E_{z_0} e^{j(\omega n \Delta t - \tilde{k}_x i \Delta x - \tilde{k}_y j \Delta y)} \quad (2.36)$$

$$H_x \Big|_{i,j}^n = H_{x_0} e^{j(\omega n \Delta t - \tilde{k}_x i \Delta x - \tilde{k}_y j \Delta y)} \quad (2.37)$$

$$H_y \Big|_{i,j}^n = H_{y_0} e^{j(\omega n \Delta t - \tilde{k}_x i \Delta x - \tilde{k}_y j \Delta y)} \quad (2.38)$$

şeklinde monokromatik olarak ilerleyen düzlemsel dalgalar olarak kabul edilir ve FDTD yöntemine göre ayrıklaştırılan denklemlerde yerine koyulup gerekli düzenlemeler yapılırsa,

$$\frac{1}{c \Delta t} \sin \left[\frac{\omega \Delta t}{2} \right]^2 = \frac{1}{\Delta x} \sin \left[\frac{\tilde{k}_x \Delta x}{2} \right]^2 + \frac{1}{\Delta y} \sin \left[\frac{\tilde{k}_y \Delta y}{2} \right]^2 \quad (2.39)$$

eşitliği elde edilir ve iki boyutlu TM modunda sayısal bozunum bağıntısını elde etmiş oluruz.

Aynı yaklaşımla üç boyutlu sayısal bozunum bağıntısı,

$$\frac{1}{c\Delta t} \sin\left[\frac{\omega\Delta t}{2}\right]^2 = \frac{1}{\Delta x} \sin\left[\frac{\tilde{k}_x\Delta x}{2}\right]^2 + \frac{1}{\Delta y} \sin\left[\frac{\tilde{k}_y\Delta y}{2}\right]^2 + \frac{1}{\Delta z} \sin\left[\frac{\tilde{k}_z\Delta z}{2}\right]^2 \quad (2.40)$$

şeklinde bulunmaktadır. Kayıpsız ortam için üç boyutlu bir düzlemsel dalganın kayıpsız analitik bozunum bağıntısı ise ($k \rightarrow$ sayısal dalga vektörü),

$$\frac{\omega^2}{c^2} = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 \quad (2.41)$$

olarak verilmektedir. Bu denklemlerde birim zaman ve birim konum hücreleri ne kadar sıfıra yakın seçilirse bu ifadeler birbirine o kadar eşit hale gelir.

2.6. Sınır Koşulları

FDTD yönteminin kullanıldığı EM problemlerin yapılarını iki başlık altında inceleyebiliriz.

- Kapalı bölgeler (örneğin; rezonatörler, dalga kılavuzları, vb.)
- Açık bölgeler (örneğin; anten vb.)

Kapalı bölgelerde FDTD'nin uygulanabilirliği açısından herhangi bir sorun yoktur. Kapalı bölgenin sınırları ile FDTD hacminin sınırları karşılaştırılarak sorun giderilebilmektedir. Örneğin, dalga kılavuzu FDTD ile modellendiğinde, teğet elektrik alan bileşenleri dalga kılavuzunun sınırlarında sıfır olmaktadır. Ayrıca emici sınır koşulu tanımlanması gerekmemektedir.

Birçok uygulamada, serbest uzayda bulunan sistemler modellenerek, alanların sonsuz uzayda yayılma ve saçılma davranışları incelenir. Ancak, FDTD uzayının sınırlandırılması gerekir. Sınırlandırılmadığı takdirde ilerleyen elektromanyetik alanlar sınır bölgesine ulaştığı anda FDTD uzayına geri yansiyarak sistemde istenmeyen alan ifadeleri oluşur.

FDTD problem uzayının sınırı, saçılan ya da yayılan alanlar sınıra ulaştıklarında yutulacak şekilde seçilir, böylece sınırsız uzayda yayılıyorymuş gibi benzetim yapmak mümkün olabilir.

Bu tip problemler için dış sınırdan yansımadan önce zaman ilerleyişini durdurmak da diğer bir yöntemdir. Ancak çoğu problem için uygun bir alternatif değildir.

Sonlu farklar metodunda bir uzay-zaman kafesi oluşturulur ve Maxwell denklemleri, sonlu fark denklemleri sistemi ile kafes üzerine yerleştirilir. Ancak bu yolla alan problemlerinin çözümü denendiğinde saçılma problemi gibi bir sorunla karşılaşılır. Yani alanın içinde bulunduğu düzlem sınırsız olmasına karşın bilgisayarda sınırlı bölgenin analizi yapılabileceğinden bu yapı sınırlanmalıdır. Bunun için sınırlı boyutta kafes kullanılır fakat engeli kapsayacak kadar geniş bir kafes olmalıdır ve doğruya yakın bir sonuç elde edebilmek için kafesin dış yüzeyinden gelen alanı yutacak şekilde sınır koşulları kullanılmalıdır. Bu tip sınır koşullarına *açık sınır koşulları* adı verilir.

2.6.1. Tek yönlü dalga denklemleri

Sadece belirli yönlerde dalga yayılmasına izin veren kısmi diferansiyel denkleme tek yönlü dalga denklemleri denir. Bilgisayar belleklerinin sınırlı kapasitelerinden dolayı FDTD uzayını sınırlandırmamız gerekmektedir. Bundan dolayı sınır bölgesinde istemediğimiz yansımalar oluşabilir. Bunları önleyebilmemiz için FDTD hücresinin sınır bölgelerinde hesap yapılmaz. Sınır bölgelerindeki değerler, hemen iç noktadaki alan değerleri cinsinden belli kriterlere göre yazılır. Yansımaların önlenmesi bu kriterin uygun seçilmesine bağlıdır. Uygulanacak kriter, yansımaları ya ortadan kaldıracak ya da minimize edecek şekilde olmalıdır. Genellikle; ilerleyen dalganın dalga denklemleri iletilen ve yansıyan kısımlara ayrılıp, yansıyan kısmı sıfırlanmalıdır [2]. U ve c , sırasıyla skaler bir alan ifadesini ve ilerleyen dalganın hızını gösterir. Dalga denklemleri;

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} = 0 \quad (2.42)$$

şeklinde verilebilir. Burada kısmi türev operatörü

$$L = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \equiv D_x^2 + D_y^2 - \frac{1}{c^2} D_t^2 \quad (2.43)$$

şeklinde tanımlanabilir. Burada dalga eşitliği,

$$LU = 0 \quad (2.44)$$

biçiminde yazılmaktadır. Dalga operatörü olan L ,

$$LU = L^+ L^- U = 0 \quad (2.45)$$

eşitliğindeki gibi hem giden dalga hem de yansıyan dalga biçiminde çarpanlara ayrılabilir.

Bu denklemde,

$$L^- = D_x - \frac{D_t}{c} \sqrt{1 - S^2} \quad (2.46)$$

$$S = \frac{D_y}{(D_t / c)} \quad (2.47)$$

$$L^+ = D_x + \frac{D_t}{c} \sqrt{1 - S^2} \quad (2.48)$$

şeklinde ifade edilmektedir. L^- yansıyan dalga (- yönde), L^+ ilerleyen dalga (+ yönde) katsayılarıdır.

$x=0$ sınırına gelen dalganın L^- değişkeni sıfırlanarak yutulur, $x=x_{\max}$ sınırındaki ilerleyen dalga için gerekli L^+ değişkeni ise tutulmalıdır. Bu değişkenler bazen kareköklü olarak ifade edilebilmektedir. L^- ve L^+ değişkenleri kareköklü ifade edildiğinde, konum ve zaman değişkenleri içinde yerel olmayan sözde diferansiyel operatörler haline getirildiğinden dolayı, emici sınır koşullarında kullandığımız denklemin sayısal hale getirilmesi engellenecektir.

Kareköklü ifade normal kısmi diferansiyellerden oluşan bir seriye yaklaştırılarak bu sorun çözümlenebilir ve ifade FDTD uygulamalarında sayısallaştırılabilecek hale getirilebilir.

Verilen L^- ve L^+ değişkenleri çok küçük S değerlerinde

$$\sqrt{1 - S^2} \approx 1 \quad (2.49)$$

şeklinde tek terimli Taylor serisi açılımı ile kullanılabilir. Çok küçük bir S değeri, ilerleyen dalğanın zamana göre kısmi türevi ışık hızı ile bölüldüğünde, y eksenine göre olan dalğanın zamana göre türevine kıyasla önemsizdir. Bu durumda;

$$L \approx D_x - \frac{D_t}{c} \quad (2.50)$$

elde edilmektedir. Bu durumda $x = 0$ sınırı için sayısal olarak uygulayabileceğimiz birinci-dereceden ABC eşitliği;

$$\frac{\partial U}{\partial x} - \frac{1}{c} \frac{\partial U}{\partial t} = 0 \quad (2.51)$$

şeklinde ifade edilir. Benzer durumda (2.46) eşitliğindeki kareköklü eşitliği Taylor serisine açarız ve daha büyük S değeri için uygun olacak ilk iki terim alındığında,

$$\sqrt{1 - S^2} \approx 1 - \frac{1}{2} S^2 \quad (2.52)$$

şeklinde ifade edilir. Bu ifade (2.46) eşitliğinde kullanıldığında

$$L^- \approx D_x - \frac{D_t}{c} \left(1 - \frac{1}{2} S^2 \right) \quad (2.53)$$

$$L^- \approx D_x - \frac{D_t}{c} \left(1 - \frac{1}{2} \left(\frac{c \cdot D_y}{D_t} \right)^2 \right) \approx D_x - \frac{D_t}{c} + \frac{c D_y^2}{2 D_t} \quad (2.54)$$

elde edilebilir. $x=0$ için ikinci dereceden ABC ifadesi ise şu şekilde olur.

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x \partial t} - \frac{1}{c} \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} + \frac{c}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} = 0 \quad (2.55)$$

Aynı ifade:

$x = x_{\max}$ sınırında

$$\frac{\partial^2 U}{\partial_x \partial_t} + \frac{1}{c} \frac{\partial^2 U}{\partial_t^2} - \frac{c}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial_y^2} = 0 \quad (2.56)$$

$y = 0$ sınırında

$$\frac{\partial^2 U}{\partial_y \partial_t} - \frac{1}{c} \frac{\partial^2 U}{\partial_t^2} + \frac{c}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial_x^2} = 0 \quad (2.57)$$

$y = y_{\max}$ sınırında

$$\frac{\partial^2 U}{\partial_y \partial_t} + \frac{1}{c} \frac{\partial^2 U}{\partial_t^2} - \frac{c}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial_x^2} = 0 \quad (2.58)$$

olarak elde edilir.

2.6.2. Mükemmel uyumlandırılmış plaka

Yansıma analizi boşluk-PML arayüzündeki iki boyutlu bir durum için verilmektedir. Belli bir yönde ilerleyen TE_z polarize düzlem dalgasını düşünelim. (2.59), (2.60) ve (2.61) denklemleri, TE_z durumunda iki boyutlu olarak E_x , E_y ve H_z alan bileşenleridir. Bu alan bileşenleri zamanda harmonik değişim durumu için aşağıdaki denklemlerle ifade edilebilir:

$$E_x = -E_0 \sin \phi_0 e^{j\omega(t-\alpha x-\beta y)}, \quad (2.59)$$

$$E_y = E_0 \cos \phi_0 e^{j\omega(t-\alpha x-\beta y)}, \quad (2.60)$$

$$H_z = H_0 e^{j\omega(t-\alpha x-\beta y)}. \quad (2.61)$$

Maxwell eşitlikleri TE_z modu için,

$$\epsilon_0 \frac{\partial E_x}{\partial t} + \sigma^e E_x = \frac{\partial H_z}{\partial y}, \quad (2.62)$$

$$\varepsilon_0 \frac{\partial E_y}{\partial t} + \sigma^e E_y = -\frac{\partial H_z}{\partial x}, \quad (2.63)$$

$$\mu_0 \frac{\partial H_z}{\partial t} + \sigma^m H_z = \frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x} \quad (2.64)$$

şeklindedir. Bir TE_z PML ortamında H_z , x ve y yönleri ile ilişkili iki yapay bileşene ayrılabilir.

$$H_{zx} = H_{zx0} e^{-j\omega\beta y} e^{j\omega(t-\alpha x)}, \quad (2.65)$$

$$H_{zy} = H_{zy0} e^{-j\omega\alpha x} e^{j\omega(t-\beta y)}, \quad (2.66)$$

burada $H_z = H_{zx} + H_{zy}$ olarak verilmektedir. Bu nedenle, PML katmanının eklenmesi ile birlikte, TE_z polarizasyonuna göre Maxwell denklemlerinin düzenlenmiş hali şu şekilde ifade edilebilir:

$$\varepsilon_0 \frac{\partial E_x}{\partial t} + \sigma_{pey} E_x = \frac{\partial(H_{zx} + H_{zy})}{\partial y}, \quad (2.67)$$

$$\varepsilon_0 \frac{\partial E_y}{\partial t} + \sigma_{pex} E_y = -\frac{\partial(H_{zx} + H_{zy})}{\partial x}, \quad (2.68)$$

$$\mu_0 \frac{\partial H_{zx}}{\partial t} + \sigma_{pmx} H_{zx} = -\frac{\partial E_y}{\partial x}, \quad (2.69)$$

$$\mu_0 \frac{\partial H_{zy}}{\partial t} + \sigma_{pmy} H_{zy} = \frac{\partial E_x}{\partial y}. \quad (2.70)$$

Burada $\sigma_{pex}, \sigma_{pmx}, \sigma_{pey}, \sigma_{pmy}$ ortamların iletkenliklerdir. Verilen iletkenlikler (2.67)-(2.70) ile ifade edilen PML ortamının anizotropik bir ortam olduğunu gösterir. $\sigma_{pmx} = \sigma_{pmy} = \sigma_{pm}$ durumunda, (2.69) ve (2.70) denklemlerinin toplamı (2.64)'ü verir. E_y ve H_{zx} alan bileşenleri birlikte x yönünde yayılan bir dalgayı temsil edebilir ve E_x ve H_{zy} 'nin alan bileşenleri bir y yönünde ilerleyen dalgayı temsil edebilir. (2.59), (2.60), (2.65) ve (2.66) 'daki x ve y yayılım dalgaları için alan denklemlerini verilen düzenlenmiş Maxwell denklemlerinde yerine koyduğumuzda,

$$\varepsilon_0 E_0 \sin \phi_0 - j \frac{\sigma_{pey}}{\omega} E_0 \sin \phi_0 = \beta (H_{zx0} + H_{zy0}), \quad (2.71)$$

$$\varepsilon_0 E_0 \cos \phi_0 - j \frac{\sigma_{pex}}{\omega} E_0 \cos \phi_0 = \alpha (H_{zx0} + H_{zy0}), \quad (2.72)$$

$$\mu_0 H_{zx0} - j \frac{\sigma_{pmx}}{\omega} H_{zx0} = \alpha E_0 \cos \phi_0, \quad (2.73)$$

$$\mu_0 H_{zy0} - j \frac{\sigma_{pmy}}{\omega} H_{zy0} = \beta E_0 \sin \phi_0 \quad (2.74)$$

elde ederiz. Denklemlerden (2.71) ve (2.72)'deki manyetik alan terimlerini ortadan kaldırmak için (2.73) ve (2.74) denklemlerini kullanırız.

$$\varepsilon_0 \mu_0 \left(1 - j \frac{\sigma_{pey}}{\varepsilon_0 \omega} \right) \sin \phi_0 = \beta \left[\frac{\alpha \cos \phi_0}{\left(1 - j \left(\sigma_{pmx} / \mu_0 \omega \right) \right)} + \frac{\beta \sin \phi_0}{\left(1 - j \left(\sigma_{pmy} / \mu_0 \omega \right) \right)} \right], \quad (2.75)$$

$$\varepsilon_0 \mu_0 \left(1 - j \frac{\sigma_{pex}}{\varepsilon_0 \omega} \right) \cos \phi_0 = \alpha \left[\frac{\alpha \cos \phi_0}{\left(1 - j \left(\sigma_{pmx} / \mu_0 \omega \right) \right)} + \frac{\beta \sin \phi_0}{\left(1 - j \left(\sigma_{pmy} / \mu_0 \omega \right) \right)} \right]. \quad (2.76)$$

Bilinmeyen α ve β sabitleri (2.75) ve (2.76) 'dan elde edilebilir.

$$\alpha = \frac{\sqrt{\mu_0 \varepsilon_0}}{G} \left(1 - j \frac{\sigma_{pex}}{\omega \varepsilon_0} \right) \cos \phi_0, \quad (2.77)$$

$$\beta = \frac{\sqrt{\mu_0 \varepsilon_0}}{G} \left(1 - j \frac{\sigma_{pey}}{\omega \varepsilon_0} \right) \sin \phi_0, \quad (2.78)$$

burada

$$G = \sqrt{w_x \cos^2 \phi_0 + w_y \sin^2 \phi_0} \quad (2.79)$$

ve

$$w_x = \frac{1 - j \sigma_{pex} / \omega \varepsilon_0}{1 - j \sigma_{pmx} / \omega \mu_0}, \quad w_y = \frac{1 - j \sigma_{pey} / \omega \varepsilon_0}{1 - j \sigma_{pmy} / \omega \mu_0}, \quad (2.80)$$

ile verilmektedir. Dolayısıyla, genelleştirilmiş alan bileşeni şu şekilde ifade edilebilir:

$$\psi = \psi_0 e^{j\omega \left(t - \frac{x \cos \phi_0 + y \sin \phi_0}{cG} \right)} e^{-\frac{\sigma_{pex} \cos \phi_0}{\varepsilon_0 cG} x} e^{-\frac{\sigma_{pey} \sin \phi_0}{\varepsilon_0 cG} y}, \quad (2.81)$$

burada birinci exponansiyel üs, bir düzlem dalganın fazını, ikinci ve üçüncü üsler ise sırasıyla x eksen ve y eksen boyunca dalganın büyüklüğündeki azalmayı temsil eder. α

ve β değerleri, (2.77) ve (2.78) ile belirlendikten sonra, bölünmüş manyetik alan (2.82) ve (2.83) olarak ifade edilir.

$$H_{zx0} = E_0 \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \frac{w_x \cos^2 \phi_0}{G}, \quad (2.82)$$

$$H_{zy0} = E_0 \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \frac{w_y \sin^2 \phi_0}{G}. \quad (2.83)$$

Toplam manyetik alan H_z 'nin büyüklüğü daha sonra şu şekilde verilir:

$$H_0 = H_{zx0} + H_{zy0} = E_0 \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} G \quad (2.84)$$

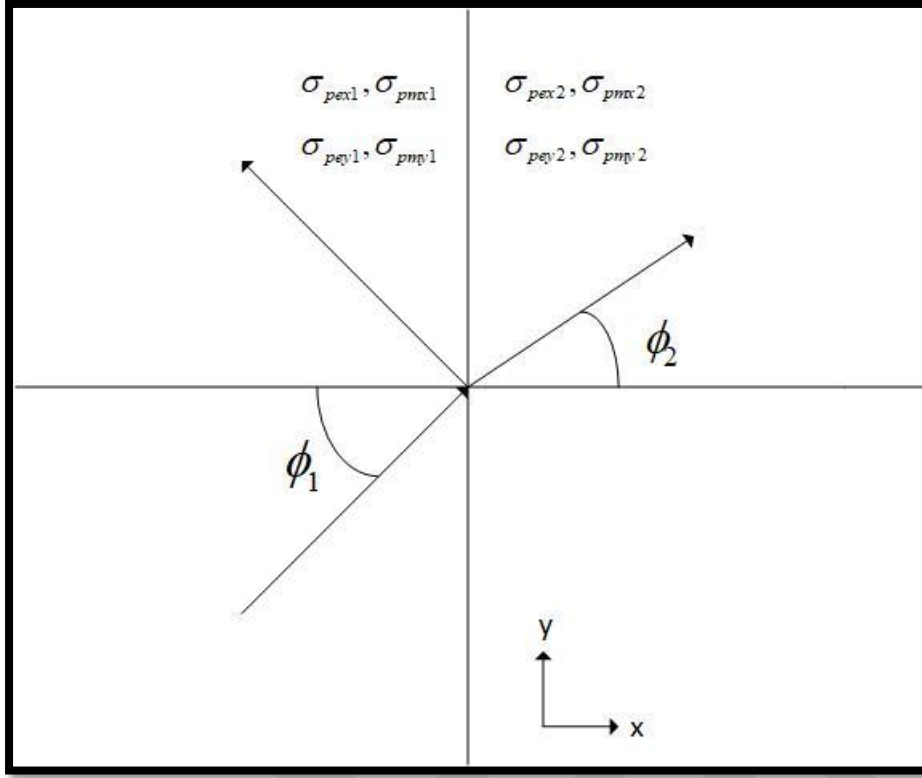
Bir TE_z PML ortamında dalga empedansı şu şekilde ifade edilebilir:

$$Z = \frac{E_0}{H_0} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \frac{1}{G}. \quad (2.85)$$

İletkenlik parametreleri aşağıdaki durumda seçildiyse,

$$\frac{\sigma_{pex}}{\varepsilon_0} = \frac{\sigma_{pmx}}{\mu_0} \quad \text{ve} \quad \frac{\sigma_{pey}}{\varepsilon_0} = \frac{\sigma_{pmy}}{\mu_0} \quad (2.86)$$

o zaman G terimi w_x ve w_y 'ye eşit olur. Bu yüzden, PML ortamının dalga empedansı, iç serbest uzayının dalga empedansı ile aynı olur. Başka bir deyişle, (2.86) 'nın koşullarında, TE_z polarize dalgası tüm frekanslar ve tüm gelen açılar için yansısız serbest uzaydan PML ortamına yayılır. İki farklı PML ortamı arasındaki arayüzdeki alanların yansıması şu şekilde analiz edilebilir: PML katmanı 1 ile PML katmanı 2 arasındaki arayüzeyin x eksenini ortamın normali olarak kabul edildiği Şekil 2.10'da gösterilmiştir. İki kayıplı ortam arasından keyfi gelen dalganın yansıma katsayısı şu şekilde ifade edilebilir:



Şekil 2.10. İki PML ortamı arasındaki arayüzeyde düzlem dalga geçişi

$$r_p = \frac{Z_2 \cos \phi_2 - Z_1 \cos \phi_1}{Z_2 \cos \phi_2 + Z_1 \cos \phi_1} \quad (2.87)$$

burada Z_1 ve Z_2 , ilgili ortamların karakteristik empedanslarıdır. (2.85)'e uygulanan, yansımaya katsayısı r_p

$$r_p = \frac{G_1 \cos \phi_2 - G_2 \cos \phi_1}{G_1 \cos \phi_2 + G_2 \cos \phi_1} \quad (2.88)$$

olur.

İki kayıplı ortamın x 'e normal arayüzeydeki Snell-Descartes yasası,

$$\left(1 - i \frac{\sigma_{y1}}{\epsilon_0 \omega}\right) \frac{\sin \phi_1}{G_1} = \left(1 - i \frac{\sigma_{y2}}{\epsilon_0 \omega}\right) \frac{\sin \phi_2}{G_2} \quad (2.89)$$

olarak tanımlanabilir. İki ortam aynı iletkenliğe sahip olduğunda $\sigma_{peg1} = \sigma_{peg2} = \sigma_{pey}$,

$\sigma_{pmy1} = \sigma_{pmy2} = \sigma_{pmy}$ ve (2.89) denklemi,

$$\frac{\sin \phi_1}{G_1} = \frac{\sin \phi_2}{G_2} \quad (2.90)$$

olur. Ayrıca, $(\sigma_{pex1}, \sigma_{pmx1})$, $(\sigma_{pex2}, \sigma_{pmx2})$ ve $(\sigma_{pex}, \sigma_{pmx})$ ifadelerinin (2.86) denklemindeki eşitlik durumlarında, $G1 = G2 = 1$ olur ve (2.90) denkleminde ϕ_1 , ϕ_2 'ye eşitlenmiştir ve (2.88) denkleminde ise $r_p = 0$ 'dır. Bu nedenle, teorik olarak iki PML ortamının $(\sigma_{pey}, \sigma_{pmy})$ ve $(\sigma_{pex}, \sigma_{pmx})$ ifadeleri aynı olduğunda, bir dalga bu arayüzey üzerinde herhangi bir geliş açısında ve herhangi bir frekansta yansıma olmadan iletilebilir. $(\sigma_{pex1}, \sigma_{pmx1}, \sigma_{pey1}, \sigma_{pmy1})$ 'in değerleri $(0, 0, 0, 0)$ olarak atandığında PML 1'in ortamı bir vakum haline gelir. Bu nedenle, ikinci ortam için arayüzeydeki yansıma katsayısı da sıfırdır. İki ortam aynı olduğunda yansıma katsayısı,

$$r_p = \frac{\sin \phi_1 \cos \phi_2 - \sin \phi_2 \cos \phi_1}{\sin \phi_1 \cos \phi_2 + \sin \phi_2 \cos \phi_1} \quad (2.91)$$

olur. Uyumlu olmayan iki PML ortamının yansıma katsayısı ise,

$$r_p = \frac{\sqrt{w_{x1}} - \sqrt{w_{x2}}}{\sqrt{w_{x1}} + \sqrt{w_{x2}}} \quad (2.92)$$

olur. Denklem (2.92), iki uyumsuz PML ortamı için yansıma katsayısının geliş açısına bakılmaksızın frekansa bağlı olduğunu göstermektedir. İki PML ortam için (2.86) 'da $w_{x1} = w_{x2} = 1$ ise, yansıma katsayısı sıfırdır. Analizler, x ve y eksenine için arayüzeydeki iki PML ortamına uygulanabilir olduğunu göstermiştir. Bu arayüzeyle ilgili Snell-Descartes yasası,

$$\left(1 - i \frac{\sigma_{x1}}{\epsilon_0 \omega}\right) \frac{\sin \phi_1}{G_1} = \left(1 - i \frac{\sigma_{x2}}{\epsilon_0 \omega}\right) \frac{\sin \phi_2}{G_2} \quad (2.93)$$

olarak verilir. İki ortamın iletkenliği aynı ise, $\sigma_{pex1} = \sigma_{pex2} = \sigma_{pex}$, $\sigma_{pmx1} = \sigma_{pmx2} = \sigma_{pmx}$ ve (2.93) denklemi (2.90) 'a eşit olur. Benzer şekilde, $(\sigma_{pey1}, \sigma_{pmy1})$, $(\sigma_{pey2}, \sigma_{pmy2})$ ve $(\sigma_{pey}, \sigma_{pmy})$ (2.86) 'da eşleştirme koşulu olduğunda ise $G1 = G2 = 1$ 'dir. Denklem (2.93) daha sonra ϕ_1 , ϕ_2 'ye dönüşür ve bu arayüzeydeki yansıma katsayısı $r_p = 0$ 'dır. Normal vakum-PML arayüzeyine y eksenine göre uyması için, PML ortamın $(\sigma_{pey2}, \sigma_{pmy2})$ değerlerinin (2.86) durumunu sağlaması durumunda yansıma olmadan elde edilebilir.

İki boyutlu bir FDTD problem alanına yeterli PML ortamın kalınlığını sağlayan katman eklendiğinde, giden dalgalar istenmeyen sayısal yansımalar olmadan emilecektir. PML bölgelerine (2.86) koşulunu sağlayan değerlerde uygun iletkenlik değerleri atanmalıdır; PML'nin pozitif ve negatif x sınır bölgeleri sıfır olmayan σ_{pex} ve σ_{pmx} 'e sahipken, PML'nin pozitif ve negatif y sınır bölgeleri sıfır olmayan σ_{pey} ve σ_{pmy} değerlerine sahiptir. $(\sigma_{pex}, \sigma_{pmx}, \sigma_{pey}, \sigma_{pmy})$ sıfır olmayan değerlerinin bir arada bulunması, dört köşe PML örtüşme bölgesinde gereklidir. Benzer bir analiz kullanarak, (2.86) denklemini sağlayan durumlarda, yansımadan PML 1'den PML 2'ye ve serbest uzaydan PML'ye seyahat etmek için TMz polarize dalgasına uygulanabilir. (2.86) 'daki aynı empedans eşleştirme koşulunu kullanarak, iki boyutlu TMz PML güncelleme denklemleri için değiştirilmiş Maxwell denklemleri olarak elde edilir.

$$\epsilon_0 \frac{\partial E_{zx}}{\partial t} + \sigma_{pex} E_{zx} = \frac{\partial H_y}{\partial x}, \quad (2.94)$$

$$\epsilon_0 \frac{\partial E_{zy}}{\partial t} + \sigma_{pey} E_{zy} = -\frac{\partial H_x}{\partial y}, \quad (2.95)$$

$$\mu_0 \frac{\partial H_x}{\partial t} + \sigma_{pmy} H_x = -\frac{\partial (E_{zx} + E_{zy})}{\partial y}, \quad (2.96)$$

$$\mu_0 \frac{\partial H_y}{\partial t} + \sigma_{pmx} H_y = \frac{\partial (E_{zx} + E_{zy})}{\partial x}. \quad (2.97)$$

2.6.3. Evrişimli mükemmel uyumlandırılmış plaka

Mükemmel uyumlandırılmış plakalar açık sınır problemlerini simüle etmek için zaman bölgesinde sonlu farklar hücrelerini sonlandırır. PML, kaybolan dalgaları yutabilmesi için yeterince uzağa yerleştirilmelidir. Ancak, bu bir FDTD hesaplama alanındaki hücre sayısını, hesaplama belleğini ve zaman gereksinimlerini artırır. Karmaşık frekans kaydırmalı PML olarak adlandırılan PML'nin farklı bir formu geliştirilmiştir. (Complex frequency-shifted) CFS-PML'nin kaybolan dalgaları ve sinyalleri uzun süre emerek yüksek derecede etkili olduğu gösterilmiştir. Bu nedenle, CFS-PML'yi kullanarak, sınırlar problem uzayındaki nesnelere daha yakın yerleştirilebilir ve bellek tasarrufu sağlanabilir. Böylece PML'nin zayıflıkları önlenir. Genelliği kaybetmeden, kayıplı bir ortam için PML denklemleri oluşturulan katsayılı halde,

$$j\omega\varepsilon_x E_x + \sigma_x^e E_x = \frac{1}{S_{ey}} \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{1}{S_{ez}} \frac{\partial H_y}{\partial z} \quad (2.98)$$

$$j\omega\varepsilon_y E_y + \sigma_y^e E_y = \frac{1}{S_{ez}} \frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{1}{S_{ex}} \frac{\partial H_z}{\partial x} \quad (2.99)$$

$$j\omega\varepsilon_z E_z + \sigma_z^e E_z = \frac{1}{S_{ex}} \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{1}{S_{ey}} \frac{\partial H_x}{\partial y} \quad (2.100)$$

olarak bulunur. Burada S_{ex} , S_{ey} ve S_{ez} gerilmiş koordinat katsayıları olup, σ_x^e , σ_y^e ve σ_z^e ise sonlandırılan alanın elektrik iletkenlik katsayılarıdır.

Yukarıdaki formüllerde zaman bağımlılığı $e^{j\omega t}$ şeklinde verilmektedir.

Denklemler (2.98) - (2.100) aşağıdaki durumlarda Berenger'in PML değerine dönüşür,

$$S_{ex} = 1 + \frac{\sigma_{pex}}{j\omega\varepsilon_0} \quad (2.101)$$

$$S_{ey} = 1 + \frac{\sigma_{pey}}{j\omega\varepsilon_0} \quad (2.102)$$

$$S_{ez} = 1 + \frac{\sigma_{pez}}{j\omega\varepsilon_0} \quad (2.103)$$

Burada σ_{pex} , σ_{pey} ve σ_{pez} katsayıları PML iletkenlikleridir.

(2.98) - (2.100) ve (2.101) - (2.103) denklemlerinin [43] 'da verilen forma uygun olduğu unutulmamalıdır, ancak x , y , z yönlerindeki elektrik ve manyetik parametreleri ayrı ayrı gösterecek şekilde değiştirilmiştir. Bu gösterim şekli, formülasyonları ve bunların program uygulamaları için parametreler arasında bağlantı kurulmasını kolaylaştırır.

Manyetik alan güncellemesini oluşturmak için kullanılan diğer üç skaler denklem,

$$j\omega\mu_x H_x + \sigma_x^m H_x = -\frac{1}{S_{my}} \frac{\partial E_z}{\partial y} + \frac{1}{S_{mz}} \frac{\partial E_y}{\partial z} \quad (2.104)$$

$$j\omega\mu_y H_y + \sigma_y^m H_y = -\frac{1}{S_{mz}} \frac{\partial E_x}{\partial z} + \frac{1}{S_{mx}} \frac{\partial E_z}{\partial x} \quad (2.105)$$

$$j\omega\mu_z H_z + \sigma_z^m H_z = -\frac{1}{S_{mx}} \frac{\partial E_y}{\partial x} + \frac{1}{S_{my}} \frac{\partial E_x}{\partial y} \quad (2.106)$$

ifadelerinden oluşur.

Denklemler (2.104) - (2.106) aşağıdaki durumlarda Berenger'in PML değerine dönüşür,

$$S_{mx} = 1 + \frac{\sigma_{pmx}}{j\omega\mu_0} \quad (2.107)$$

$$S_{my} = 1 + \frac{\sigma_{pmx}}{j\omega\mu_0} \quad (2.108)$$

$$S_{mz} = 1 + \frac{\sigma_{pmz}}{j\omega\mu_0} \quad (2.109)$$

CPML yönteminde Kuzuoglu ve Mittra [44] tarafından önerilen karmaşık germe değişkenler seçiminin yeni tanımı,

$$S_{ex} = 1 + \frac{\sigma_{pex}}{j\omega\epsilon_0}, \Rightarrow S_{ex} = \kappa_{ex} + \frac{\sigma_{pex}}{\alpha_{ex} + j\omega\epsilon_0} \quad (2.110)$$

ifadesine dönüşür. Daha sonra kompleks germe değişkenleri,

$$S_{ei} = \kappa_{ei} + \frac{\sigma_{pei}}{\alpha_{ei} + j\omega\epsilon_0}, \quad S_{mi} = \kappa_{mi} + \frac{\sigma_{pmi}}{\alpha_{mi} + j\omega\mu_0}, \quad i = x, y, z \quad (2.111)$$

olarak tanımlanır. κ_{ei} , κ_{mi} , α_{ei} ve α_{mi} yeni parametrelerdir. Bunların aldığı değer aralıkları,

$$\kappa_{ei} \geq 1, \quad \kappa_{mi} \geq 1, \quad \alpha_{ei} \geq 0 \quad \text{ve} \quad \alpha_{mi} \geq 0 \quad (2.112)$$

şeklinde ifade edilir.

(2.98) ifadesini frekans bölgesinden zaman bölgesine dönüştürürsek,

$$\epsilon_x \frac{\partial E_x}{\partial t} + \sigma_x^e E_x = \bar{S}_{ey} * \frac{\partial H_z}{\partial y} - \bar{S}_{ez} * \frac{\partial H_y}{\partial z} \quad (2.113)$$

bulunur, burada \bar{S}_{ey} , S_{ey}^{-1} 'in ve \bar{S}_{ez} , S_{ez}^{-1} 'in ters Laplace dönüşümü olan zaman fonksiyonlarıdır. Bu ifadelerin zaman bölgesinde açık halini yazmak gerekirse,

$$\bar{S}_{ei}(t) = \frac{\delta(t)}{\kappa_{ei}} - \frac{\sigma_{pei}}{\epsilon_0 \kappa_{ei}^2} e^{-\left(\frac{\sigma_{pei}}{\epsilon_0 \kappa_{ei}} + \frac{\alpha_{pei}}{\epsilon_0}\right)t} u(t) = \frac{\delta(t)}{\kappa_{ei}} + \xi_{ei}(t) \quad (2.114)$$

$$\bar{S}_{mi}(t) = \frac{\delta(t)}{\kappa_{mi}} - \frac{\sigma_{pmi}}{\mu_0 \kappa_{mi}^2} e^{-\left(\frac{\sigma_{pmi}}{\mu_0 \kappa_{ei}} + \frac{\alpha_{pmi}}{\mu_0}\right)t} u(t) = \frac{\delta(t)}{\kappa_{mi}} + \xi_{mi}(t) \quad (2.115)$$

elde ederiz. Burada $\delta(t)$ birim dürtü fonksiyonu ve $u(t)$ birim basamak fonksiyonudur.

Yukarıdaki denklemde bu ifadeler yerine konulduğunda,

$$\varepsilon_x \frac{\partial E_x}{\partial t} + \sigma_x^e E_x = \frac{1}{\kappa_{ey}} \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{1}{\kappa_{ez}} \frac{\partial H_y}{\partial z} + \xi_{ey}(t) * \frac{\partial H_z}{\partial y} - \xi_{ez}(t) * \frac{\partial H_y}{\partial z} \quad (2.116)$$

elde edilir. Bu ifade ayrık zaman ve uzayda merkezi farklar yaklaşımına göre açılarak kullanılabilir ve elektrik ve manyetik alan ifadeleri için güncelleme katsayıları oluşturulur. Ancak, (2.116) iki konvolüsyon terimini içerir ve bu terimlerin de ayrık zamanda ifade edilmesi gerekir.

Ayrık zamanda konvolüsyon ifadelerini incelediğimizde,

$$\xi_{ey}(t) * \frac{\partial H_z}{\partial y} = \int_{\tau=0}^{\tau=t} \xi_{ey}(\tau) \frac{\partial H_z(t-\tau)}{\partial y} d\tau \quad (2.117)$$

olduğunu görürüz. Ayrık zamanda yukarıdaki ifade

$$\int_{\tau=0}^{\tau=t} \xi_{ey}(\tau) \frac{\partial H_z(t-\tau)}{\partial y} d\tau \approx \sum_{m=0}^{m=n-1} Z_{0_{ey}}(m) \left(H_z^{n-m+\frac{1}{2}}(i, j, k) - H_z^{n-m+\frac{1}{2}}(i, j-1, k) \right) \quad (2.118)$$

olur, burada

$$\begin{aligned} Z_{0_{ey}}(m) &= \frac{1}{\Delta y} \int_{\tau=m\Delta t}^{\tau=(m+1)\Delta t} \xi_{ey}(\tau) d\tau \\ &= -\frac{\sigma_{pey}}{\Delta y \varepsilon_0 \kappa_{ey}^2} \int_{\tau=m\Delta t}^{\tau=(m+1)\Delta t} e^{-\left(\frac{\sigma_{pei}}{\varepsilon_0 \kappa_{ei}} + \frac{\sigma_{pei}}{\varepsilon_0}\right)\tau} d\tau \\ &= \alpha_{ey} e^{-\left(\frac{\sigma_{pei}}{\kappa_{ei}} + \alpha_{pei}\right) \frac{m\Delta t}{\varepsilon_0}} \end{aligned} \quad (2.119)$$

ve

$$\alpha_{ey} = \frac{\sigma_{pey}}{\Delta y (\sigma_{pey} \kappa_{ey} + \alpha_{ey} \kappa_{ey}^2)} \left[e^{-\left(\frac{\sigma_{pey}}{\kappa_{ey}} + \alpha_{pey}\right) \frac{\Delta t}{\varepsilon_0}} - 1 \right]. \quad (2.120)$$

olarak verilir. $Z_{0_{ey}}(m)$ ifadesini oluştururken (2.118)'deki konvolüsyon terimi yeni bir parametre olan

$$\psi_{exy}^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k) = \sum_{m=0}^{m=n-1} Z_{0_{ey}}(m) \left(H_z^{n-m+\frac{1}{2}}(i, j, k) - H_z^{n-m+\frac{1}{2}}(i, j-1, k) \right) \quad (2.121)$$

ile tanımlanabilir. Burada exy altyazısı, bu terimin E_x 'i güncellediğini ve manyetik alan teriminin y 'ye göre değeri için türev ile ilişkili olduğunu gösterir. Sonra (2.116) denklemi ayırık formda yazılırsa,

$$\begin{aligned} \varepsilon_x(i, j, k) \frac{E_x^{n+1}(i, j, k) - E_x^n(i, j, k)}{\Delta t} + \sigma_x^e(i, j, k) \frac{E_x^{n+1}(i, j, k) + E_x^n(i, j, k)}{2} \\ = \frac{1}{\kappa_{ey}(i, j, k)} \frac{H_z^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k) - H_z^{n+\frac{1}{2}}(i, j-1, k)}{\Delta y} \\ - \frac{1}{\kappa_{ez}(i, j, k)} \frac{H_y^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k) - H_y^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k-1)}{\Delta z} \\ + \psi_{exy}^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k) - \psi_{exz}^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k). \end{aligned} \quad (2.122)$$

bulunur. Özyinelemeli Konvolüsyon yöntemi, ψ_{exy} parametresinin FDTD yinelemeli zaman döngüsünün her adımında yeniden hesaplanmasını gerektirir. Ayrıca bu ifade için önceki tüm zaman adımlarında hesaplanan manyetik alan bileşenlerinin hazır olması gerekir. Bu mevcut bilgisayarlarda mümkün değildir. FDTD yönteminde dağıtıcı ortamın modellenmesi ile aynı problem olup, problemin üstesinden gelmek için sıklıkla özyinelemeli konvolüsyon tekniği kullanılır.

(2.121) ifadesinin ayırık konvolüsyonlu genel yazımı

$$\psi(n) = \sum_{m=0}^{m=n-1} A e^{mT} B(n-m) \quad (2.123)$$

şeklindedir. Bu ifadeyi (2.121)'de ki denkleme benzetirsek

$$A = \alpha_{ey} \quad (2.124)$$

$$T = - \left(\frac{\sigma_{pey}}{\kappa_{ey}} + \alpha_{pey} \right) \frac{\Delta t}{\varepsilon_0} \quad (2.125)$$

$$B = H_z^{n-m+\frac{1}{2}}(i, j, k) - H_z^{n-m+\frac{1}{2}}(i, j-1, k). \quad (2.126)$$

buluruz. (2.123) denklemini açtığımızda,

$$\psi(n) = AB(n) + Ae^T B(n-1) + Ae^{2T} B(n-2) + \dots + Ae^{(n-2)T} B(2) + Ae^{(n-1)T} B(1). \quad (2.127)$$

elde ederiz. Bu ifadeyi bir önceki zaman adımı değeri $\psi(n-1)$ için yazdığımızda,

$$\psi(n-1) = AB(n-1) + Ae^T B(n-2) + Ae^{2T} B(n-3) + \dots + Ae^{(n-3)T} B(2) + Ae^{(n-2)T} B(1). \quad (2.128)$$

olur. (2.129) ifadesi ile (2.130) ifadesi aynı denklemde

$$\psi(n) = AB(n) + e^T \psi(n-1) \quad (2.129)$$

terimi ile ifade edilebilir. Bu ifadede yeni değeri hesaplamak için yalnızca önceki zaman adım değeri $\psi(n-1)$ gereklidir. Böylece, önceki tüm değerlerin saklanması ihtiyacı ortadan kalkar. Bu metodu uyguladığımızda,

$$\psi_{exy}^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k) = b_{ey} \psi_{exy}^{n-\frac{1}{2}}(i, j, k) + \alpha_{ey} \left(H_z^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k) - H_z^{n+\frac{1}{2}}(i, j-1, k) \right) \quad (2.130)$$

olur. Burada

$$\alpha_{ey} = \frac{\sigma_{pey}}{\Delta y (\sigma_{pey} \kappa_{ey} + \alpha_{ey} \kappa_{ey}^2)} [b_{ey} - 1], \quad (2.131)$$

$$b_{ey} = e^{-\left(\frac{\sigma_{pey} + \alpha_{pey}}{\kappa_{ey}} \right) \frac{\Delta t}{\epsilon_0}}. \quad (2.132)$$

olarak verilir. Elde edilen ifadelerden anlaşılacağı gibi CPML algoritması ortamdaki bağımsız olup, tüm ortamlarda aynı denklemi uygulayabiliriz. CPML bölgesi için güncelleme denklemi,

$$\begin{aligned} E_x^{n+1}(i, j, k) &= C_{exe}(i, j, k) \times E_x^n(i, j, k) \\ &+ (1/\kappa_{ey}(i, j, k)) \times C_{exhz}(i, j, k) \times \left(H_z^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k) - H_z^{n+\frac{1}{2}}(i, j-1, k) \right) \\ &+ (1/\kappa_{ez}(i, j, k)) \times C_{exhu}(i, j, k) \times \left(H_y^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k) - H_y^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k-1) \right) \\ &+ (\Delta y C_{exhz}(i, j, k)) \times \psi_{exy}^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k) + (\Delta z C_{exhy}(i, j, k)) \times \psi_{exz}^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k). \end{aligned} \quad (2.133)$$

ile verilir.

3. PLAZMA ANTENLER

Bir plazma anteni, şu anda geliştirilmekte olan geleneksel bir metal antenin elemanları yerine plazmanın kullanıldığı anten türüdür. Bir plazma anteni hem verici anten hem de alıcı anten olarak kullanılabilir. Plazma antenleri sadece son yıllarda kullanılır hale gelse de, fikir yeni değildir. 1919'da J. Hettinger'e bu kavramı kullanan bir anten için patent verilmiştir. Teknolojinin erken pratik örnekleri plazmayı tutmak için deşarj tüpleri kullanmıştır ve iyonize gaz plazma antenleri olarak adlandırılmıştır. İyonize gaz plazma antenleri açılıp kapatılabilir, elektronik savaş ve siber saldırılara karşı gizlilik ve direnç için iyidir. İyonize gaz plazma antenleri, yüksek frekanslı plazma antenleri, düşük frekanslı plazma antenlerinin içine yerleştirilecek şekilde konumlandırılabilir. Daha yüksek frekanslı iyonize gaz plazma anten dizileri, daha düşük frekanslı iyonize gaz plazma anten dizileri yoluyla iletilebilir ve alınabilir. Bu, iyonize gaz plazma antenlerinin birlikte konumlandırılabilmesi ve iyonize gaz plazma anten dizilerinin oluşturulabileceği anlamına gelir. İyonize gaz plazma antenleri, diğer ortamların yaptığı elektromanyetik etkiyi ortadan kaldırabilir veya azaltabilir. Akıllı iyonize gaz plazma antenleri, anten dizilerine gerek kalmadan anten ışınlarını şekillendirmek ve yönlendirmek için plazma fiziğini kullanır. Uydu sinyalleri, benzersiz iyonize gaz uydu plazma antenleri yapan plazma tüpleri kümeleri kullanılarak yansıtıcı ve kırılma modlarında yönlendirilebilir veya odaklanabilir. İyonize olmuş gazın plazma yapısında olması için belli kriterleri sağlaması gerekir [14].

3.1. Antenler ve Parametreleri

Anten, serbest uzaydaki radyo dalgalarının iletimi ve alımı için kullanılan bir araçtır. Anten, bir kaynak ve iletim hattı ile tetiklenerek ışınım yapılması veya radyo dalgalarının alınması yoluyla çalışan bir sistemdir. Kablolü haberleşme, kablosuz haberleşme, radyo yayınları, televizyon yayınları ve cep telefonu gibi birçok alanda yaygın olarak kullanılmaktadır. Birçok alan için kullanılan bu yapının çalışma prensibi olarak önemli parametreleri vardır. Bu parametreler,

Işınım Örüntüsü, küresel koordinat sistemlerinde genellikle uzak alan bölgesinde θ veya ϕ açısal değişimine bağlı olarak gösterilen grafiklerdir. Işınım örüntüleri dB değerine göre uzak alan bölgesi için çizdirilir. Ayrıca elde edilen en büyük değere göre diğer açılardaki ifadeler normalize edilir.

Işıma Güç Yoğunluğu, elektromanyetik dalgaların iletimi ve alımı için önemli noktalardan biri de ışıma güç yoğunluğudur. Güç yoğunluğu ifadesi;

$$\vec{W}(\text{Watt}/m^2) = \vec{E} (\text{Volt}/m) \times \vec{H}^* (\text{Amper}/m) \quad (3.1)$$

karmaşık anlık elektrik alan ve anlık manyetik alan ifadelerinin çarpımı ile oluşan Poynting vektörüdür. Anlık toplam güç ifadesi ise Poynting vektörünün tüm yüzeyde integralinin alınmasıyla,

$$P = \oint_S \vec{W} \cdot d\vec{S} \quad (3.2)$$

bulunur.

Işıma Şiddeti, ışıma güç yoğunluğunun uzak alan mesafesinin karesi ile doğru orantılı bir ifadedir.

$$U = r^2 W \quad (3.3)$$

Hüzme Genişliği, ışıma örüntüsünden çıkarılan bir parametredir. Işıma örüntüsünde her iki özdeş nokta arasındaki açı olarak ifade edilir. Bu iki özdeş nokta, ışıma şiddetinin yarısına eşit olduğunda Yarı Güç Hüzme Genişliği olarak adlandırılır. İlk Sıfır Hüzme Genişliği ise örüntünün ilk sıfır değerleri arasında olan açısal genişliktir.

Yönelticilik, antenin bir noktaya yaptığı ışıma şiddetinin tüm noktalara yaptığı ortalama ışıma şiddetine oranı olarak ifade edilir.

$$D = \frac{U}{U_0} = \frac{4\pi U}{P_{rad}} \quad (3.4)$$

Yayılan güç, açısal konumun ve radyal mesafenin bir fonksiyonudur. Dolayısıyla hem θ hem de ϕ terimleri dikkate alınarak ifade edilir.

Anten Verimi, antenin iç yapısından ve iletim hattındaki uyumsuzluktan dolayı anten, iletim halinde iken belli kayıplar oluşur. Empedans uyumlandırma gibi teknikler ile bu kayıpların en aza indirilmesi gerekmektedir.

$$e_r = P_{ışıma} / P_{iletile} \quad (3.5)$$

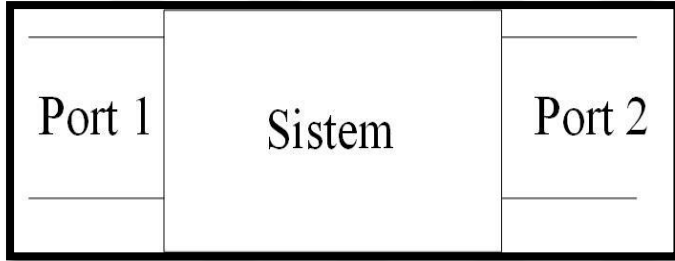
Kazanç, bir antenin kazancı ışıyan gücün aksine ilettiği güce bağlı bir ifade olan,

$$G = e_r D \quad (3.6)$$

ile gösterilir. Antene uyguladığımız güçten büyük bir çıkış gücü elde edilemez ama belli yönlerde çıkış gücü yönlendirilerek kazanç artırılabilir. Yani, ışınma gücünün bir bölgeye doğru artırılıp diğer yönlerde azaltılması ile olur.

Ayrıca önemli parametrelerden biri S parametreleridir.

S parametresi, bir elektrik sistemindeki portlar (veya terminaller) arasındaki giriş-çıkış ilişkisini tanımlar. Örneğin, iki portumuzu Port 1 ve Port 2 olarak adlandırdığımızı varsayalım. Port 1'den iletilen dalganın geri yansıması S_{11} , Port 1'den iletilen dalganın Port 2'ye ulaşması S_{12} ile ifade edilir. Ayrıca Port 2'den iletilen dalganın geri yansıması S_{22} , Port 2'den iletilen dalganın Port 1'e ulaşması S_{21} ile ifade edilir.



Şekil 3.1. S parametreleri devre şeması

3.2. Plazma Kriterleri

Plazma maddenin dört temel durumundan biridir ve ilk olarak 1920'lerde kimyacı Irving Langmuir tarafından tanımlanmıştır. Bir iyonize gaz, bazı yörünge elektronlarının çıkarılmış olduğu atomlar ve serbest elektronlardan oluşur. Plazma, nötr bir gazın ısıtılması veya iyonize gaz halindeki bir maddenin gittikçe elektriksel olarak iletken hale geldiği noktaya kadar güçlü bir elektromanyetik alana maruz bırakılmasıyla yapay olarak üretilebilir. Ortaya çıkan yüklü iyonlar ve elektronlar uzun menzilli elektromanyetik alanlardan etkilenerek plazma dinamiklerini bu alanlarla birlikte nötr bir gazdan daha duyarlı hale getirir. Plazma, hem çok iyi bir iletken hem de iletkenlik, dielektrik özelliklerini tekrar ayarlayabildiğimiz kolay bir ortamdır. Geniş ve çok bant özelliklerine sahip anten sistemlerine yönelik artan ihtiyaç doğrultusunda birçok çözüm sunabilmektedir. İyonize halde oluşturulan bir gazı plazma ortam olarak ifade edebilmemiz için gerekli koşullar, Debye uzunluğu, plazma içindeki elektronların çarpışma hızı ve parçacık yoğunluğudur.

$$\bullet \quad \lambda_D = \left(\frac{k_B \cdot T_e \cdot \epsilon_0}{n_e \cdot e^2} \right)^{\frac{1}{2}} \quad \lambda_D \ll L \quad (3.7)$$

Burada λ_D Debye uzunluğu, k_B Boltzmann sabiti, T_e elektron sıcaklığı, ϵ_0 boşluğun dielektrik geçirgenlik sabiti, n yoğunluk, n_e elektron yoğunluğu, e ise elektronun yükünü gösteren ifadelerdir. Debye uzunluğu, bir yük taşıyıcının diğer yük taşıyıcısına elektrostatik etkisinin ve bu etkinin ne kadar devam ettiğinin bir ölçüsüdür.

İyonlaşmış bir gazın plazma yapısına geçebilmesi için Debye uzunluğu, plazma boyutundan (L) çok büyük olmalıdır. Plazma ortamın karakteristiğinde en önemli kavramlardan biri, plazmanın yaklaşık olarak nötr kalabilmesi için plazma ortamın elektron yoğunluğunun (n_e) ve iyon yoğunluğunun (n_i) birbirine eşit olması gerekliliğidir. Ayrıca, plazma bölgesinin çevresinde, plazmayı temas ettiği diğer yüzeylerden ayıran plazma kılıfı (plasma sheath) denilen bir alan meydana gelmektedir. Bu alanda pozitif yük yoğunluğu elektron yoğunluğundan fazladır.

$$\bullet \quad N_D = \frac{4}{3} \cdot n \cdot \pi \cdot \lambda_D^3 \quad N_D \gg 1 \quad (3.8)$$

Burada plazma bölgesi içinde bulunan parçacık sayısının (N_D) birden çok büyük olması gerekir.

$$\bullet \quad \omega \cdot \tau \gg 1 \quad (3.9)$$

Yüklü parçacıklar ile nötr atomlar arasındaki ortalama çarpışma süresi olan τ ile plazma salınım frekansı olan ω 'nin çarpımı, birden büyük olmalıdır. Yoğunluk (n) ve sıcaklık (k_T) plazma için iki önemli parametredir. Evrende farklı yoğunluk ve sıcaklıklara sahip olan birçok plazma çeşidi vardır. Plazmaların bir bölümü laboratuvar ortamında oluşturulur, ancak güneş, yıldızlar ve uzaydaki birçok yapı da doğal plazmalara örnektir.

3.3. İzotropik Plazma ve İletken Dağılımı

Dielektrik ortamda, rezonans frekansı (3.11)'deki denklemde 0 (sıfır) değildir ve küçük

frekanslarda $\omega \rightarrow 0$ 'a yaklaşır ve bundan dolayı ε_r sabit bir değer alır. Fakat iletkende, moleküllere bağlı olmayan elektronlar vardır ve bundan dolayı geri kuvveti $\left(-m\omega_0^2 \vec{r}\right)$ denklem (3.10)'da sıfır olur. Ayrıca moleküller arasında etkileşim göz ardı edilebilir ve iki farklı ortamdaki elektrik alan eşitlenebilir.

$$m \cdot \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} = -m\omega_0^2 \vec{r} - m\nu \cdot \frac{d \vec{r}}{dt} + \vec{F} \quad (3.10)$$

$$\varepsilon_r = 1 + \frac{N_e^2}{m \cdot \varepsilon_0 \cdot (\omega_0^2 - \omega^2 + j\omega\nu)} \quad (3.11)$$

Manyetize plazma ortamın dielektrik geçirgenlik sabiti [45],

$$\varepsilon^*(\omega) = 1 + \frac{\omega_p^2}{\omega(j\nu_C - \omega)} \quad (3.12)$$

ile verilir. Burada

$$\omega_p = 2\pi \cdot f_p \quad (3.13)$$

$\nu_C \rightarrow$ elektron çarpışma frekansı

$f_p \rightarrow$ plazma frekansı

olarak tanımlanmaktadır. Her iki ortamın dielektrik geçirgenlik sabiti eşitse,

$$1 - j \frac{\sigma}{\omega \cdot \varepsilon_0} = 1 + \frac{\omega_p^2}{\omega(j\nu_C - \omega)} \quad (3.14)$$

bulunur [46]. (3.14) denklemi çözümlerse,

$$\frac{\sigma}{\varepsilon_0} = \frac{\omega_p^2}{\nu_C + j\omega} \quad (3.15)$$

eşitliği elde edilir. Düşük frekanslarda $\omega \ll \nu$, bundan dolayı σ sabittir ama genelde frekansa bağlı olarak değişir.

(3.12) denklemi açılırsa,

$$\varepsilon^*(\omega) = 1 + \frac{\omega_p^2 / \nu_C}{j\omega} - \frac{\omega_p^2 / \nu_C}{\nu_C + j\omega} \quad (3.16)$$

bulunur. (3.16) denkleminin z transformu alındığında,

$$\varepsilon^*(\omega) = \frac{1}{\Delta t} + \frac{\omega_p^2 / v_c}{1 - z^{-1}} - \frac{\omega_p^2 / v_c}{1 - e^{-v_c \cdot \Delta t} \cdot z^{-1}} \quad (3.17)$$

$$D(z) = \varepsilon^*(z) \cdot E(z) \cdot \Delta t \quad (3.18)$$

elde edilir. (3.17) denklemi (3.18) denkleminde yerine konularak,

$$D(z) = E(z) + \frac{\omega_p^2 \cdot \Delta t}{v_c} \cdot \left[\frac{1}{1 - z^{-1}} - \frac{1}{1 - e^{-v_c \Delta t} z^{-1}} \right] \cdot E(z) \quad (3.19)$$

ve denklemin paydaları eşitlenerek,

$$D(z) = E(z) + \frac{\omega_p^2 \cdot \Delta t}{v_c} \cdot \left[\frac{(1 - e^{-v_c \Delta t}) z^{-1}}{1 - (1 + e^{-v_c \Delta t}) z^{-1} + e^{-v_c \Delta t} z^{-2}} \right] \cdot E(z) \quad (3.20)$$

bulunur. Yukarıdaki denklemde yeni bir terim olarak $S(z)$ tanımlanırsa,

$$S(z) = \frac{\omega_p^2 \cdot \Delta t}{v_c} \cdot \left[\frac{(1 - e^{-v_c \Delta t}) z^{-1}}{1 - (1 + e^{-v_c \Delta t}) z^{-1} + e^{-v_c \Delta t} z^{-2}} \right] \cdot E(z) \quad (3.21)$$

$$E(z) = D(z) - z^{-1} \cdot S(z) \quad (3.22)$$

bulunur. $S(z)$ denklemi (3.22)'de yerine konulup $S(z)$ çekilirse,

$$S(z) = (1 + e^{-v_c \Delta t}) z^{-1} \cdot S(z) - e^{-v_c \Delta t} z^{-2} \cdot S(z) + \frac{\omega_p^2 \cdot \Delta t}{v_c} (1 - e^{-v_c \Delta t}) E(z) \quad (3.23)$$

elde edilir. (3.22) ve (3.23) denklemlerine FDTD yöntemi uygulandığında,

$$e_x[k] = d_x[k] - s_x[k] \quad (3.24)$$

$$s_x[k] = (1 + \exp(-v_c \cdot \partial t)) \cdot sxml[k] - \exp(-v_c \cdot \partial t) \cdot sxm2[k] + (pow(\omega, 2.0) \times \partial t / v_c) \times (1 - \exp(-v_c \cdot \partial t)) \cdot e_x[k] \quad (3.25)$$

$$sxm2[k] = sxml[k] \quad (3.26)$$

$$sxml[k] = sx[k] \quad (3.27)$$

bulunur. Plazma ortamı yüksek frekanslı ortam olduğundan dolayı oluşturulan FDTD hücresinin boyutları olması gerekenden daha küçük seçilmelidir. EM plazma frekansını 4000 THz aldığımızda,

$$\lambda = \frac{c}{f} = \frac{3 \times 10^8}{4 \times 10^{15}} = 75 \times 10^{-9} \text{ m} \quad (3.28)$$

olur. Hücre boyu, dalga boyunun en az on'da biri alındığında kararlı olur. Düşük frekanslarda plazma ortamı bir metal gibi gelen EM dalgayı yansıtır, yüksek frekanslarda ise EM dalga plazma ortamından geçer. Ayrıca aşağıdaki formülde görüldüğü gibi, plazma frekansı plazma ortamın elektrik alanını ve plazma akımını etkiler [14].

$$\frac{\delta \vec{J}}{\delta t} + v \vec{J} = \varepsilon_0 \omega_p^2 \vec{E} \quad (3.29)$$

$$\delta J_z^n(x, y, z) = 2\delta t \varepsilon_0 \omega_p^2 E_z^{n-1}(x, y, z) - 2\delta t v_c J_z^{n-1}(x, y, z) + J_z^{n-2}(x, y, z). \quad (3.30)$$

3.4. Plazma Antenin Avantaj ve Dezavantajları

Plazma antenler, iletişim teknolojisinin gelişmesi ve daha geniş frekans bantlarına olan ihtiyaçlar sonucunda anten sistemlerinden beklenen gereksinimleri karşılamak için yeni bir çözüm olarak ortaya çıkmıştır. Klasik antendeki ağır metal aksamın çok daha hafif olan iyonize gazları içeren tüplerle değişmesi plazma antenin daha hafif olmasına neden olur. Bir başka avantajı, tüp içindeki iyonize gazın iletkenliğinin metallere göre çok daha yüksek olmasıdır. Böylelikle, klasik antene göre iletim ve yansıma kayıplarının çok daha az olması plazma anten ile alınan sinyallerin çok daha kaliteli olmasını sağlar. Plazma, serbest hareket eden elektron ve elektronlarını kaybetmiş iyon atomlarından oluşur. Plazmanın önemli bir özelliği ise elektrik ve manyetik alanlar altında kontrol edilebilmesidir. Plazma antenin en önemli avantajı plazmanın elektriksel parametrelerinin değiştirilebilmesidir. Plazma antenlerde, omik kayıpların metal antenlere göre daha az olmasından dolayı daha yüksek güç ve verim alınabilir. Plazma antenlerde, metal antenlere göre yük taşıyıcıların çarpışması daha az olduğu için gürültü daha azdır. Akıllı plazma antenlerin bant genişliği ayarlanabilir.

3.5. Plazma Antenin Frekansa Bağlı Olarak Dielektrik Sabitinin Değişimi

Eş. (3.31)'de yer alan iletkenlik formülünden plazma ortamının karmaşık dielektrik sabiti hesaplanabilir. İletken ortamda elektromanyetik dalganın yayılma sabiti dalga eşitliklerinden elde edilebilir [1].

$$\sigma = -\frac{j N_e q_e^2}{\omega m_e} \quad (3.31)$$

Burada N_e , q_e , m_e sırasıyla plazmanın elektron hacim yoğunluğu, elektron yükü ve elektron kütesini ifade eder.

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E} = -j\omega\mu_0\sigma\vec{E} + \omega^2\mu_0\varepsilon_0\vec{E} \quad (3.32)$$

$$\nabla \times \nabla \times \vec{H} = -j\omega\mu_0\sigma\vec{H} - \omega^2\mu_0\varepsilon_0\vec{H}. \quad (3.33)$$

Dalga eşitliklerinde çözüm için,

$$\vec{E} = E_0 e^{j(\omega t - kz)} \hat{a}_x \quad (3.34)$$

$$\vec{H} = \frac{E_0}{\eta} e^{j(\omega t - kz)} \hat{a}_y \quad (3.35)$$

denklemleri kullanılır. η karakteristik empedanstır. Burada z yönündeki dalga yayılımının ele alınması sebebiyle yayılma vektörü yerine yayılma sabiti kullanılmıştır. Eş. (3.34), Eş. (3.32)'de kullanıldığında yayılma sabiti,

$$k^2 = \omega^2\mu_0\varepsilon_0 - j\omega\mu_0\sigma = \omega^2\mu_0\varepsilon_0 \left(1 - \frac{j\sigma}{\omega\varepsilon_0}\right) \quad (3.36)$$

eşitliği ile ifade edilir. $k = \omega(\varepsilon\mu)^{1/2}$ denkleminde parantez içindeki ifade dielektrik sabitini verir.

$$\varepsilon_r = \left(1 - \frac{j\sigma}{\omega\varepsilon_0}\right) = 1 - \frac{j}{\omega\varepsilon_0} \left(-j \frac{N_e q_e^2}{\omega m_e}\right) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \quad (3.37)$$

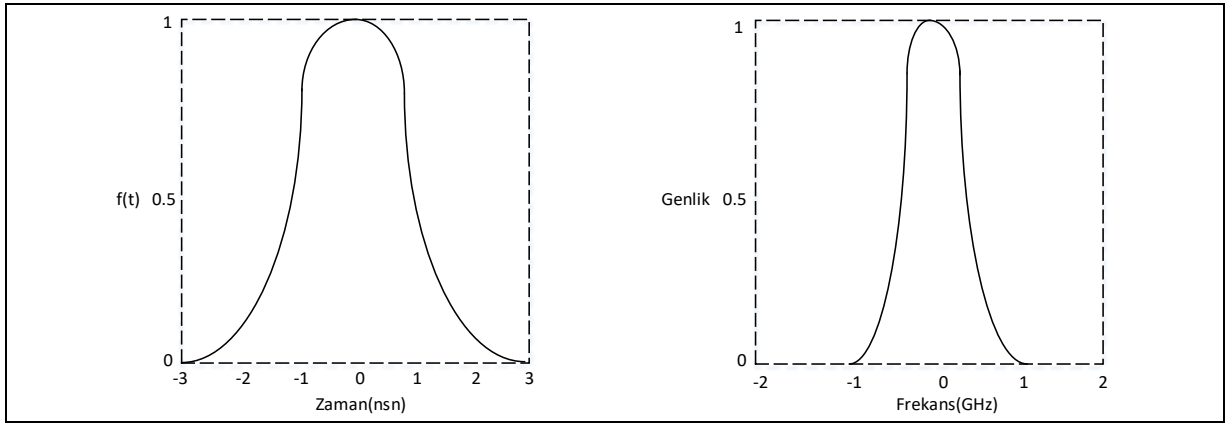
ile ifade edilir.

4. KAYNAK PARAMETRELERİNİN SEÇİMİ

FDTD ile elektromanyetik sistemlerin simülasyonu için seçilmesi gereken en önemli konulardan biri de kaynak parametresidir. FDTD ile Gauss darbesi gibi işaretlerin simülasyonu ile geniş frekans bandında sistemin tepkisi incelenebilir. Bundan dolayı FDTD ile bir sistemi simüle etmek istediğimizde en önemli unsur kaynak parametresinin belirlenmesi olacaktır. Buna bir tür optimizasyon da denilebilir. Parametre seçiminde iki unsura dikkat edilmesi gerekmektedir.

- Frekans analiz türü ve ayrık Fourier analizinin gereksinimi,
- Frekans analiz türüne göre FDTD parametrelerinin belirlenmesidir.

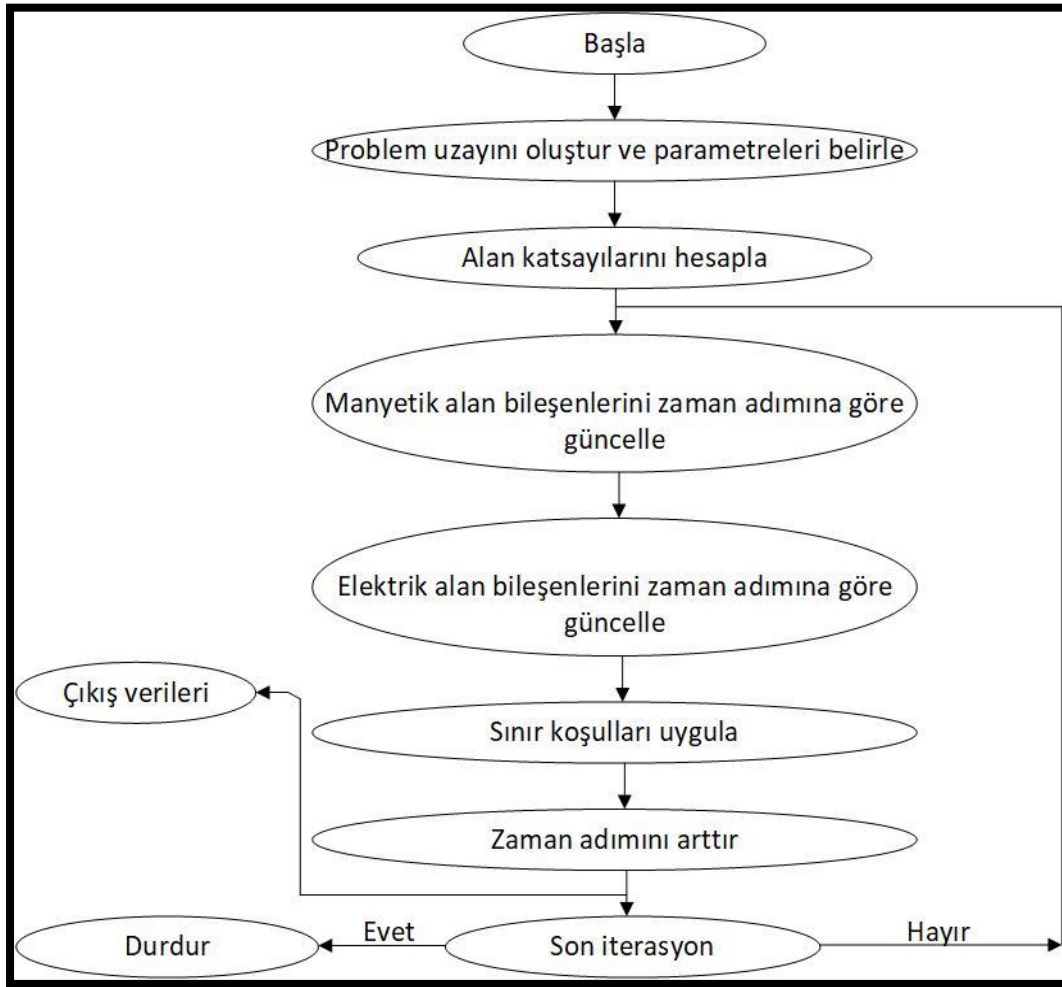
FDTD hesap uzayında, genellikle akım kaynağı, gerilim kaynağı ve Gauss darbesi gibi darbesel işaretler uygulanmaktadır. Şekil 4.1’de 3dB’ye 2 ns darbe süresinde ulaşılan bir Gauss darbesi ve bant genişliği gösterilmiştir. Gauss darbesi çok geniş frekans bandında çalışmaya elverişlidir. Gauss darbe fonksiyonunun türev derecesi arttıkça alçak frekanslar için geçerli ifadeler ihmal edilebilmektedir.



Şekil 4.1. Gauss darbesinin normalize zaman ve frekans davranışı.

FDTD ile bir sistemin simülasyonunda en önemli noktalardan biri de frekans analizidir. FDTD ile zaman bölgesinde alan ifadelerinin ve devre elemanlarının çıktıları elde edilir. Simülasyon sonunda frekans analizi DTFT (Discrete Time Fourier Transform) ile yapılır. Bu işaretin uygun örneklenmesi ile mümkündür. Şekil 4.2’de işaretin nasıl örneklenmesi gerektiği gösterilmiştir:

FDTD uzayındaki bütün hücrelerde ve sınır yüzeylerde elektrik alan bileşenleri hesaplandıktan sonra, manyetik alanların hesabına geçilir. Fakat, elektrik ve manyetik alanların hesaplamaları $\Delta t/2$ zaman adımı kadar birbirinden farklıdır. Sonra simülasyon komşu manyetik alan ifadelerinden elektrik alan ifadesi, komşu elektrik alan ifadelerinden manyetik alan ifadesi oluşturularak yinelemeli bir şekilde sürdürülür. Yani, simülasyona bir elektrik alanların bir manyetik alanların hesaplanması ile devam edilir. Sınır bölgelerde de ABS gerçekleşir.



Şekil 4.3. Ana FDTD döngüsü ve yinelemeli adımları

4.2. Üç Boyutlu FDTD Algoritması

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (4.1)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (4.2)$$

$\vec{D} = \epsilon \cdot \vec{E}$, $\vec{B} = \mu \cdot \vec{H}$ ifadelerini yukarıdaki denklemlerde yerine koyduğumuzda,

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \Rightarrow \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = -\frac{1}{\mu} (\vec{\nabla} \times \vec{E}) \quad (4.3)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \epsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \Rightarrow \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = \frac{1}{\epsilon} (\vec{\nabla} \times \vec{H}) \quad (4.4)$$

denklemleri elde edilir. (4.3) ve (4.4) denklemlerindeki vektörel çarpım ifadelerini,

$$\vec{\nabla} \times \vec{A} = \begin{vmatrix} \vec{i} & \vec{j} & \vec{k} \\ \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial z} \\ A_x & A_y & A_z \end{vmatrix} = \vec{i} \cdot \left(\frac{\partial A_z}{\partial y} - \frac{\partial A_y}{\partial z} \right) + \vec{j} \cdot \left(\frac{\partial A_x}{\partial z} - \frac{\partial A_z}{\partial x} \right) + \vec{k} \cdot \left(\frac{\partial A_y}{\partial x} - \frac{\partial A_x}{\partial y} \right) \quad (4.5)$$

ifadesine göre düzenlersek,

$$\frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = -\frac{1}{\mu} (\vec{\nabla} \times \vec{E}) = -\frac{1}{\mu} \left[\vec{i} \cdot \left(\frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} \right) + \vec{j} \cdot \left(\frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} \right) + \vec{k} \cdot \left(\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} \right) \right] \quad (4.6)$$

$$\frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = \frac{1}{\epsilon} (\vec{\nabla} \times \vec{H}) = \frac{1}{\epsilon} \left[\vec{i} \cdot \left(\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} \right) + \vec{j} \cdot \left(\frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} \right) + \vec{k} \cdot \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) \right] \quad (4.7)$$

denklemleri elde edilmiş olur. Elektrik ve manyetik alan bileşenlerinin i, j ve k yönlerindeki denklemleri,

$$\frac{\partial H_x}{\partial t} = -\frac{1}{\mu} \cdot \left(\frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} \right) \quad (4.8)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial t} = -\frac{1}{\mu} \cdot \left(\frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} \right) \quad (4.9)$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial t} = -\frac{1}{\mu} \cdot \left(\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} \right) \quad (4.10)$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{1}{\epsilon} \cdot \left(\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} \right) \quad (4.11)$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \cdot \left(\frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} \right) \quad (4.12)$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \cdot \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) \quad (4.13)$$

elde edilir. Bu denklemlerde konuma göre ve zamana göre ayırıklaştırma işlemleri yapılmalıdır. $A(i \cdot \Delta x, j \cdot \Delta y, k \cdot \Delta z) = A_{i,j,k}^n$ olduğunu varsayalım. Bu ifade konuma göre,

$$\frac{\partial A}{\partial x} = \frac{A^n(i+1/2, j, k) - A^n(i-1/2, j, k)}{\Delta x} \quad (4.14)$$

şeklinde ayırıklaştırılır. Zamana göre ayırıklaştırma ifadesi ise,

$$\frac{\partial A}{\partial t} = \frac{A^{n+1/2}(i, j, k) - A^{n-1/2}(i, j, k)}{\Delta t} \quad (4.15)$$

gibidir. Ayırıklaştırma işlemlerini (4.8)-(4.13) denklemlerine uyguladığımızda,

$$\frac{H_x^{n+1/2}(i, j, k) - H_x^{n-1/2}(i, j, k)}{\Delta t} = -\frac{1}{\mu} \cdot \left[\frac{E_z^n(i, j+1/2, k) - E_z^n(i, j-1/2, k)}{\Delta y} \right. \\ \left. - \frac{E_y^n(i, j, k+1/2) - E_y^n(i, j, k-1/2)}{\Delta z} \right] \quad (4.16)$$

$$\frac{H_y^{n+1/2}(i, j, k) - H_y^{n-1/2}(i, j, k)}{\Delta t} = -\frac{1}{\mu} \cdot \left[\frac{E_x^n(i, j, k+1/2) - E_x^n(i, j, k-1/2)}{\Delta z} \right. \\ \left. - \frac{E_z^n(i+1/2, j, k) - E_z^n(i-1/2, j, k)}{\Delta x} \right] \quad (4.17)$$

$$\frac{H_z^{n+1/2}(i, j, k) - H_z^{n-1/2}(i, j, k)}{\Delta t} = -\frac{1}{\mu} \cdot \left[\frac{E_y^n(i+1/2, j, k) - E_y^n(i-1/2, j, k)}{\Delta x} \right. \\ \left. - \frac{E_x^n(i, j+1/2, k) - E_x^n(i, j-1/2, k)}{\Delta y} \right] \quad (4.18)$$

$$\frac{E_x^{n+1}(i, j, k) - E_x^n(i, j, k)}{\Delta t} = \frac{1}{\varepsilon} \cdot \left[\frac{H_z^{n+1/2}(i, j+1/2, k) - H_z^{n+1/2}(i, j-1/2, k)}{\Delta y} \right. \\ \left. - \frac{H_y^{n+1/2}(i, j, k+1/2) - H_y^{n+1/2}(i, j, k-1/2)}{\Delta z} \right] \quad (4.19)$$

$$\frac{E_y^{n+1}(i, j, k) - E_y^n(i, j, k)}{\Delta t} = \frac{1}{\varepsilon} \cdot \left[\frac{H_x^{n+1/2}(i, j, k + 1/2) - H_x^{n+1/2}(i, j, k - 1/2)}{\Delta z} - \frac{H_z^{n+1/2}(i + 1/2, j, k) - H_z^{n+1/2}(i - 1/2, j, k)}{\Delta x} \right] \quad (4.20)$$

$$\frac{E_z^{n+1}(i, j, k) - E_z^n(i, j, k)}{\Delta t} = \frac{1}{\varepsilon} \cdot \left[\frac{H_y^{n+1/2}(i + 1/2, j, k) - H_y^{n+1/2}(i - 1/2, j, k)}{\Delta x} - \frac{H_x^{n+1/2}(i, j + 1/2, k) - H_x^{n+1/2}(i, j - 1/2, k)}{\Delta y} \right] \quad (4.21)$$

ifadeleri elde edilir. Bu 6 elektrik ve manyetik alan denklemini düzenlediğimizde,

$$H_x^{n+1/2}(i, j, k) = H_x^{n-1/2}(i, j, k) - \frac{\Delta t}{\mu} \cdot \left[\frac{E_z^n(i, j + 1/2, k) - E_z^n(i, j - 1/2, k)}{\Delta y} - \frac{E_y^n(i, j, k + 1/2) - E_y^n(i, j, k - 1/2)}{\Delta z} \right] \quad (4.22)$$

$$H_y^{n+1/2}(i, j, k) = H_y^{n-1/2}(i, j, k) - \frac{\Delta t}{\mu} \cdot \left[\frac{E_x^n(i, j, k + 1/2) - E_x^n(i, j, k - 1/2)}{\Delta z} - \frac{E_z^n(i + 1/2, j, k) - E_z^n(i - 1/2, j, k)}{\Delta x} \right] \quad (4.23)$$

$$H_z^{n+1/2}(i, j, k) = H_z^{n-1/2}(i, j, k) - \frac{\Delta t}{\mu} \cdot \left[\frac{E_y^n(i + 1/2, j, k) - E_y^n(i - 1/2, j, k)}{\Delta x} - \frac{E_x^n(i, j + 1/2, k) - E_x^n(i, j - 1/2, k)}{\Delta y} \right] \quad (4.24)$$

$$E_x^{n+1}(i, j, k) = E_x^n(i, j, k) + \frac{\Delta t}{\varepsilon} \cdot \left[\frac{H_z^{n+1/2}(i, j + 1/2, k) - H_z^{n+1/2}(i, j - 1/2, k)}{\Delta y} - \frac{H_y^{n+1/2}(i, j, k + 1/2) - H_y^{n+1/2}(i, j, k - 1/2)}{\Delta z} \right] \quad (4.25)$$

$$E_y^{n+1}(i, j, k) = E_y^n(i, j, k) + \frac{\Delta t}{\varepsilon} \cdot \left[\frac{H_x^{n+1/2}(i, j, k + 1/2) - H_x^{n+1/2}(i, j, k - 1/2)}{\Delta z} - \frac{H_z^{n+1/2}(i + 1/2, j, k) - H_z^{n+1/2}(i - 1/2, j, k)}{\Delta x} \right] \quad (4.26)$$

$$E_z^{n+1}(i, j, k) = E_z^n(i, j, k) + \frac{\Delta t}{\varepsilon} \cdot \left[\frac{H_y^{n+1/2}(i+1/2, j, k) - H_y^{n+1/2}(i-1/2, j, k)}{\Delta x} - \frac{H_x^{n+1/2}(i, j+1/2, k) - H_x^{n+1/2}(i, j-1/2, k)}{\Delta y} \right] \quad (4.27)$$

denklemleri elde edilir.

4.3. İki Boyutlu FDTD Algoritması

Yukarıda açıklanan teorik bilgilerden sonra 2 boyutlu modelleme işlemine geçilmiştir. TE ve TM dalga denklemleri programlama diline dönüştürülmüştür. İki boyutlu modelleme işleminde dalganın ilk önce hava ortamında daha sonra farklı iki ortamda nasıl hareket ettiği gözlenmiştir. Her programda c , μ , ε gibi değerler ortamın özelliğine göre alınmıştır. Gerekli adımlar sırasıyla uygulanarak ve algoritma mantığı kullanılarak C++ programı ile gerekli programlar yazılmıştır.

Elektrik Alan ve Manyetik Alan işaretlerinin z yönüne bağlı olmadığı kabul edildiğinde ve μ , ε değerleri sabit olarak ele alındığında ($J \equiv 0$) aşağıdaki denklemler elde edilir.

Denklemler (4.8)-(4.13)'den sadece x ve y yönündeki 2 boyutlu (E_z modu için) ifadelerle düzenleme yapıldığında,

$$\frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \cdot \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) \quad (4.28)$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial t} = -\frac{1}{\mu} \cdot \left(\frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} \right) \quad (4.29)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial t} = -\frac{1}{\mu} \cdot \left(\frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} \right) \quad (4.30)$$

eşitlikleri elde edilmişti. Burada $\frac{\partial}{\partial z} = 0$ ifadesi (4.28)-(4.30) denklemlerine uygulanırsa,

$$\frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \cdot \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) \quad (4.31)$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial t} = -\frac{1}{\mu} \cdot \frac{\partial E_z}{\partial y} \quad (4.32)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \cdot \frac{\partial E_z}{\partial x} \quad (4.33)$$

denklemleri elde edilir. Ayırıklaştırma işlemlerini (4.31)-(4.33) denklemlerine uyguladığımızda,

$$\frac{E_z^{n+1}(i, j) - E_z^n(i, j)}{\Delta t} = \frac{1}{\varepsilon} \cdot \left[\frac{H_y^{n+1/2}(i+1/2, j) - H_y^{n+1/2}(i-1/2, j)}{\Delta x} - \frac{H_x^{n+1/2}(i, j+1/2) - H_x^{n+1/2}(i, j-1/2)}{\Delta y} \right] \quad (4.34)$$

$$\frac{H_x^{n+1/2}(i, j) - H_x^{n-1/2}(i, j)}{\Delta t} = -\frac{1}{\mu} \cdot \left[\frac{E_z^n(i, j+1/2) - E_z^n(i, j-1/2)}{\Delta y} \right] \quad (4.35)$$

$$\frac{H_y^{n+1/2}(i, j) - H_y^{n-1/2}(i, j)}{\Delta t} = \frac{1}{\mu} \cdot \left[\frac{E_z^n(i+1/2, j) - E_z^n(i-1/2, j)}{\Delta x} \right] \quad (4.36)$$

elde edilir. Denklemleri düzenlediğimizde,

$$E_z^{n+1}(i, j) = E_z^n(i, j) + \frac{\Delta t}{\varepsilon} \cdot \left[\frac{H_y^{n+1/2}(i+1/2, j) - H_y^{n+1/2}(i-1/2, j)}{\Delta x} - \frac{H_x^{n+1/2}(i, j+1/2) - H_x^{n+1/2}(i, j-1/2)}{\Delta y} \right] \quad (4.37)$$

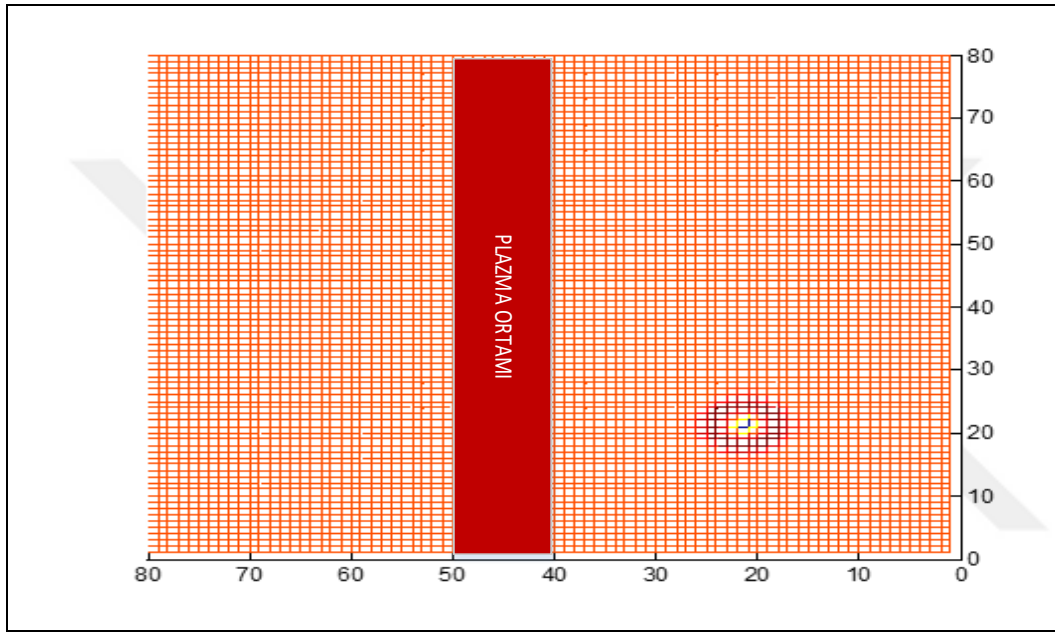
$$H_x^{n+1/2}(i, j, k) = H_x^{n-1/2}(i, j, k) - \frac{\Delta t}{\mu} \cdot \left[\frac{E_z^n(i, j+1/2, k) - E_z^n(i, j-1/2, k)}{\Delta y} \right] \quad (4.38)$$

$$H_y^{n+1/2}(i, j) = H_y^{n-1/2}(i, j) + \frac{\Delta t}{\mu} \cdot \left[\frac{E_z^n(i+1/2, j) - E_z^n(i-1/2, j)}{\Delta x} \right] \quad (4.39)$$

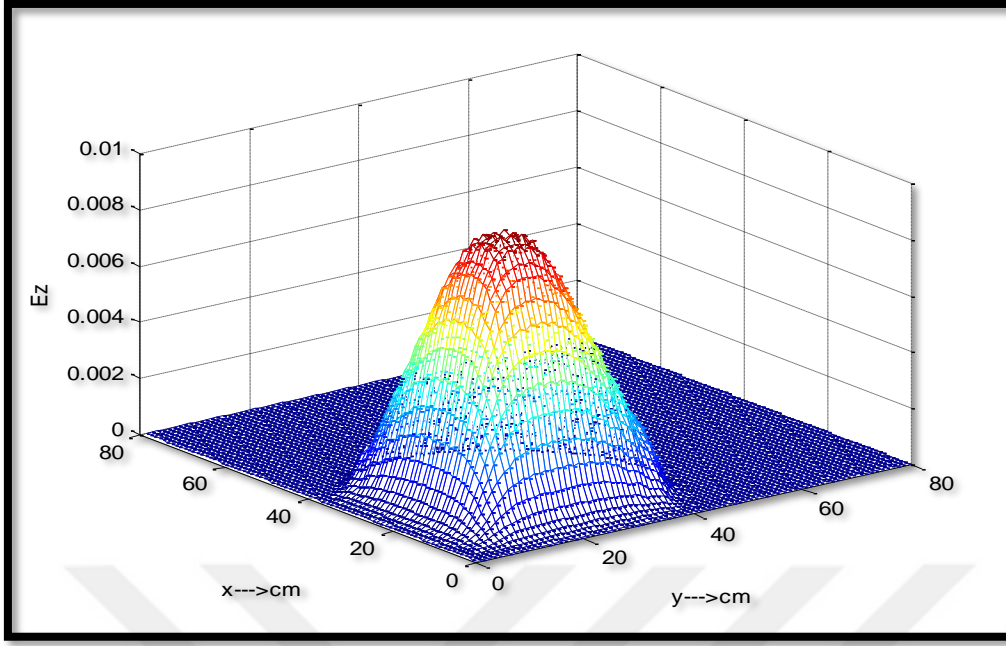
iki boyutlu FDTD denklemleri elde edilmiş olur.

2 boyutlu FDTD hücresi $i=80, j=80$ boyutlarında oluşturulmuştur. Bu hücrede, $i=0-40$ arasında oluşturulan alan serbest uzay bölgesi, $i=40-50$ arasında oluşturulan alan plazma bölgesi ve $i=50-80$ arasında oluşturulan alan tekrar serbest uzay bölgesi olacak şekilde bir

yapı düzenlenmiştir. Şekil 4.4’de PML uygulanmış, sinüs ve Gauss darbelerinin birleşimi ile oluşturulan elektromanyetik dalganın hangi ortamda nasıl tepki verdiği incelenmiştir. Şekil 4.5, Şekil 4.6 ve Şekil 4.7 için darbenin frekansı $f=500$ THz olarak ayarlandığında, dalga plazma ortam ile karşılaştığında geri yansıdığı, Şekil 4.8, Şekil 4.9 ve Şekil 4.10 için darbenin frekansı $f=4000$ THz olarak ayarlandığında ise dalga plazma ortam ile karşılaştığında, plazma ortamdan geçerek PML’de sönümlendiği gözlemlenmiştir [47].

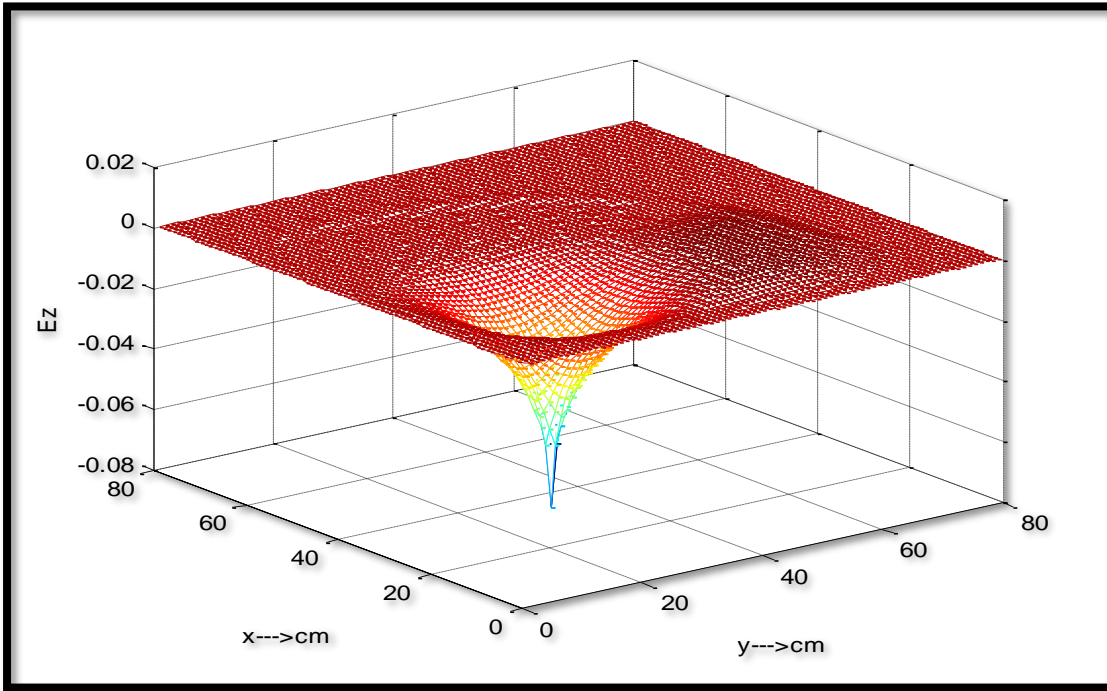


Şekil 4.4. Plazma ortamının oluşturulduğu x yönündeki konumları



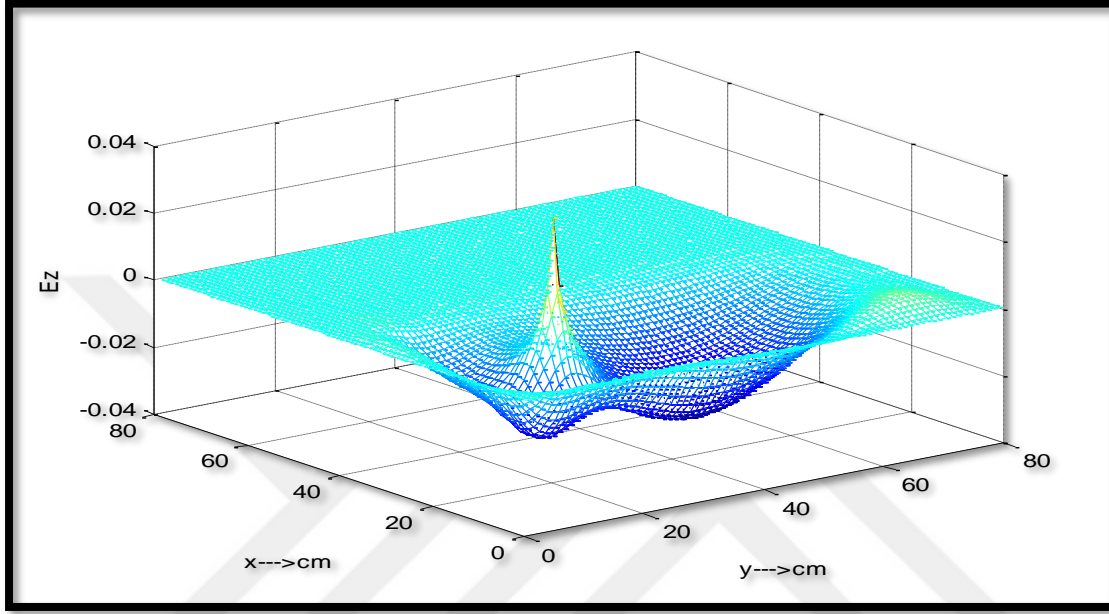
Şekil 4.5. İki farklı ortamda PML uygulanmış elektromanyetik dalganın ilerlemesi

Şekil 4.5’de oluşturulan elektromanyetik dalganın $i=20$, $j=20$ noktasında ellinci zaman adımında nasıl oluştuğu gözlenmektedir. FDTD hücresinin dışında PML emici sınır koşulu kullanılmıştır. Elektromanyetik dalganın frekansı ise 500 THz’dir.

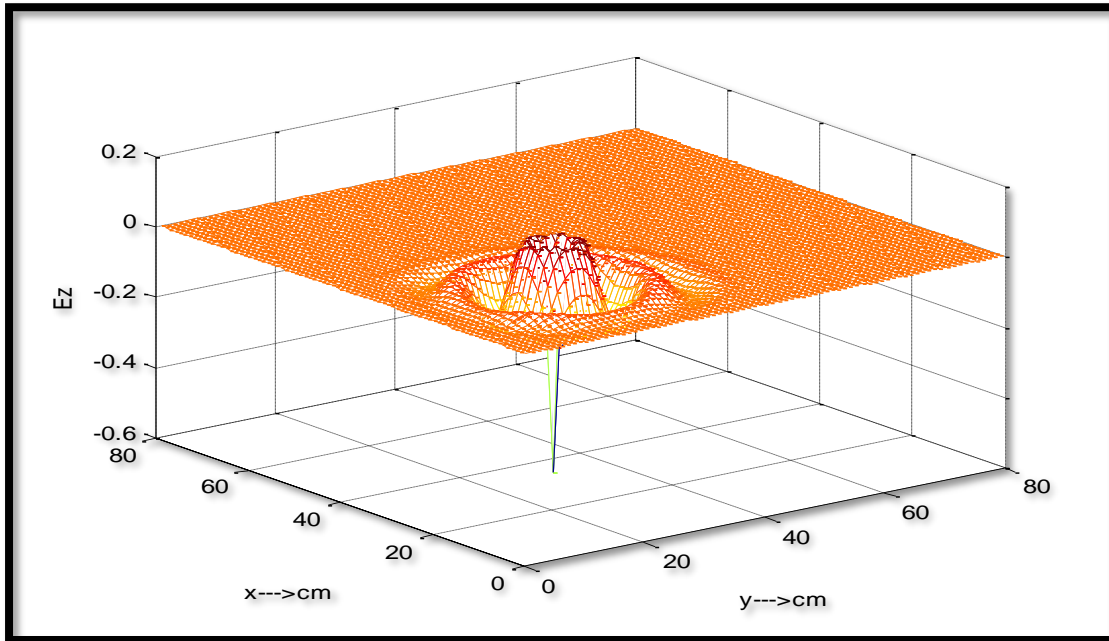


Şekil 4.6. İki farklı ortamda PML uygulanmış elektromanyetik dalganın ilerlemesi

Şekil 4.6’da sinüs ve Gauss darbelerinin birleşimi ile oluşturulan elektromanyetik dalga, yüzüncü zaman adımında ilerlerken plazma ortam ile karşılaştığında dalga geri yansımıştır. Ortamda, frekansı 500 THz olan darbe ve emici sınır koşulu olarak ise PML sınır koşulu kullanılmıştır.

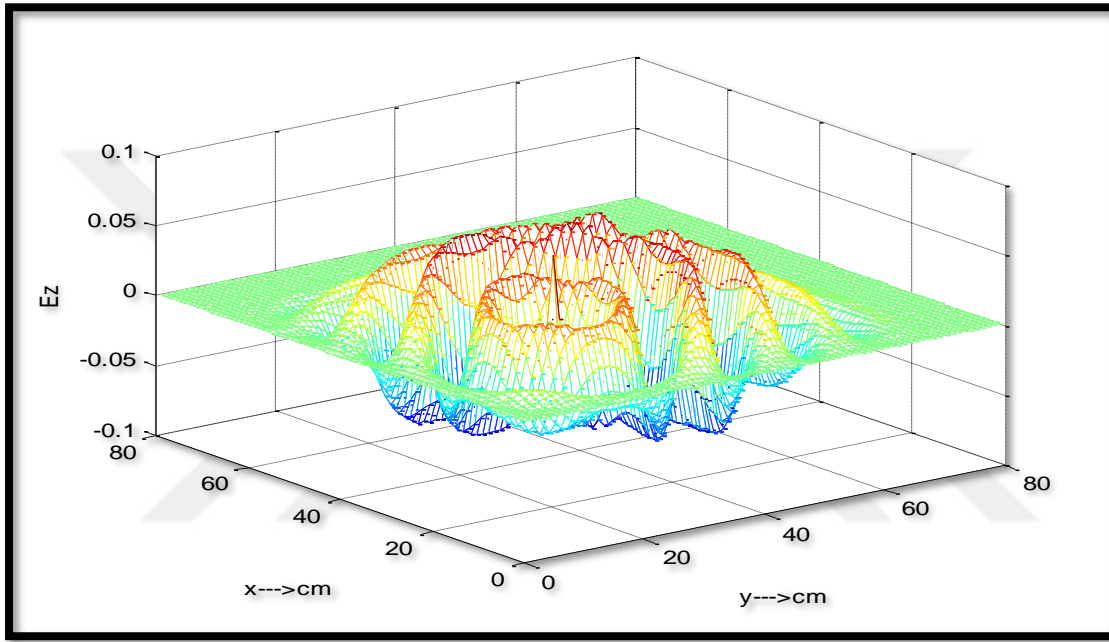


Şekil 4.7. İki farklı ortamda PML uygulanmış elektromanyetik dalganın ilerlemesi

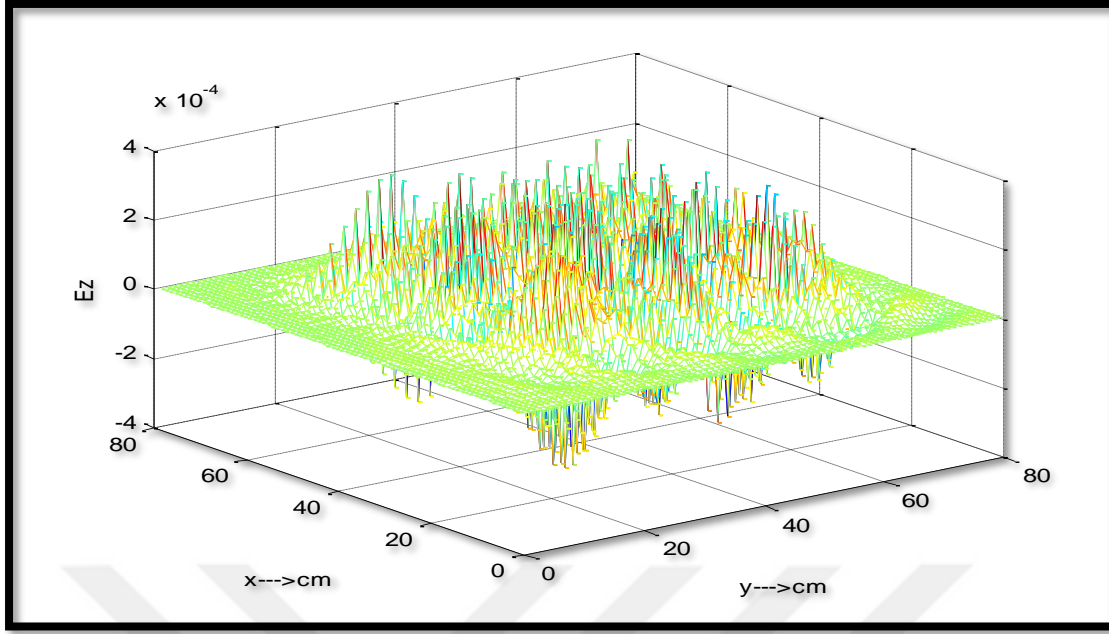


Şekil 4.8. İki farklı ortamda PML uygulanmış elektromanyetik dalganın ilerlemesi

Şekil 4.7’de sinüs ve Gauss darbelerinin birleşimi ile oluşturulan elektromanyetik dalga, yüzüncü zaman adımında ilerlerken plazma ortam ile karşılaştığında geri yansıtılarak PML katmanında sönmülmüştür. Frekansı 500 THz olan darbe kullanılmıştır. Şekil 4.8’de oluşturulan elektromanyetik dalganın $i=20$, $j=20$ noktasında ellinci zaman adımında nasıl oluştuğu gözlenmektedir. PML emici sınır koşulu kullanılmıştır. Elektromanyetik dalganın frekansı ise 4000 THz’dir.



Şekil 4.9. İki farklı ortamda PML uygulanmış elektromanyetik dalganın ilerlemesi



Şekil 4.10. İki farklı ortamda PML uygulanmış elektromanyetik dalganın ilerlemesi

Şekil 4.9’da sinüs ve Gauss darbelerinin birleşimi ile oluşturulan elektromanyetik dalganın, yüzüncü zaman adımında ilerlerken plazma ortam ile karşılaştığında, plazma ortamdaki geçişi gözlemlenmiştir. Şekil 4.8’de ilerleyen dalganın zaman adımı arttıkça genişlediği ve E_z değerinin azaldığı görülmüştür. Ortamda, frekansı 4000 THz olan darbe ve emici sınır koşulu olarak ise PML sınır koşulu kullanılmıştır.

Şekil 4.10’da sinüs ve Gauss darbelerinin birleşimi ile oluşturulan elektromanyetik dalganın, üçyüzüncü zaman adımında ilerlerken plazma ortam ile karşılaştığında, plazma ortamdaki geçişi ve PML katmanında sönümlendiği gözlemlenmiştir. Elektromanyetik dalganın frekansı ise 4000 THz’dir. Plazma ortamına gelen dalganın düşük frekanslarda geri yansıdığı, yüksek frekanslarda ise plazma ortamından geçtiği gözlemlenmiştir.

4.4. Bir Boyutlu FDTD Algoritması

Denklemler (4.8)-(4.13)’den sadece z yönünde 1 boyutlu (E_x modu için) ifadelerle düzenleme yaptığımızda,

$$\frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \cdot \left(\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} \right) \quad (4.40)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial t} = -\frac{1}{\mu} \cdot \left(\frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} \right) \quad (4.41)$$

eşitliklerini elde etmiştik. Burada $\frac{\partial}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial y} = 0$ ifadesi (4.40)-(4.41) denklemlerine uygulanırsa,

$$\frac{\partial E_x}{\partial t} = -\frac{1}{\varepsilon} \cdot \frac{\partial H_y}{\partial z} \quad (4.42)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial t} = -\frac{1}{\mu} \cdot \frac{\partial E_x}{\partial z} \quad (4.43)$$

denklemleri elde edilir. Ayrıklaştırma işlemlerini (4.42)-(4.43) denklemlerine uyguladığımızda,

$$\frac{H_y^{n+1/2}(k) - H_y^{n-1/2}(k)}{\Delta t} = -\frac{1}{\mu} \cdot \left[\frac{E_x^n(k+1/2) - E_x^n(k-1/2)}{\Delta z} \right] \quad (4.44)$$

$$\frac{E_x^{n+1}(k) - E_x^n(k)}{\Delta t} = -\frac{1}{\varepsilon} \cdot \left[\frac{H_y^{n+1/2}(k+1/2) - H_y^{n+1/2}(k-1/2)}{\Delta z} \right] \quad (4.45)$$

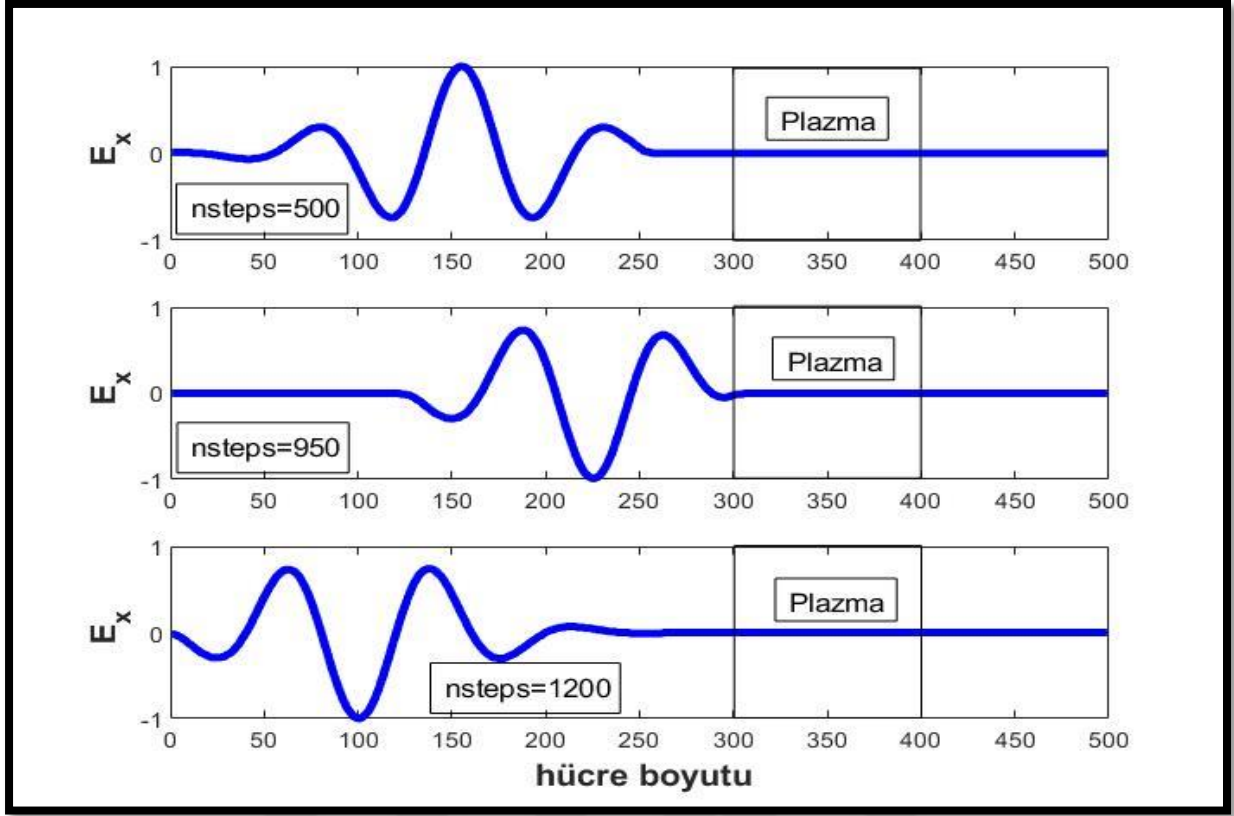
elde edilir. Denklemleri düzenlediğimizde,

$$H_y^{n+1/2}(k) = H_y^{n-1/2}(k) - \frac{\Delta t}{\mu} \cdot \left[\frac{E_x^n(k+1/2) - E_x^n(k-1/2)}{\Delta z} \right] \quad (4.46)$$

$$E_x^{n+1}(k) = E_x^n(k) - \frac{\Delta t}{\varepsilon} \cdot \left[\frac{H_y^{n+1/2}(k+1/2) - H_y^{n+1/2}(k-1/2)}{\Delta z} \right] \quad (4.47)$$

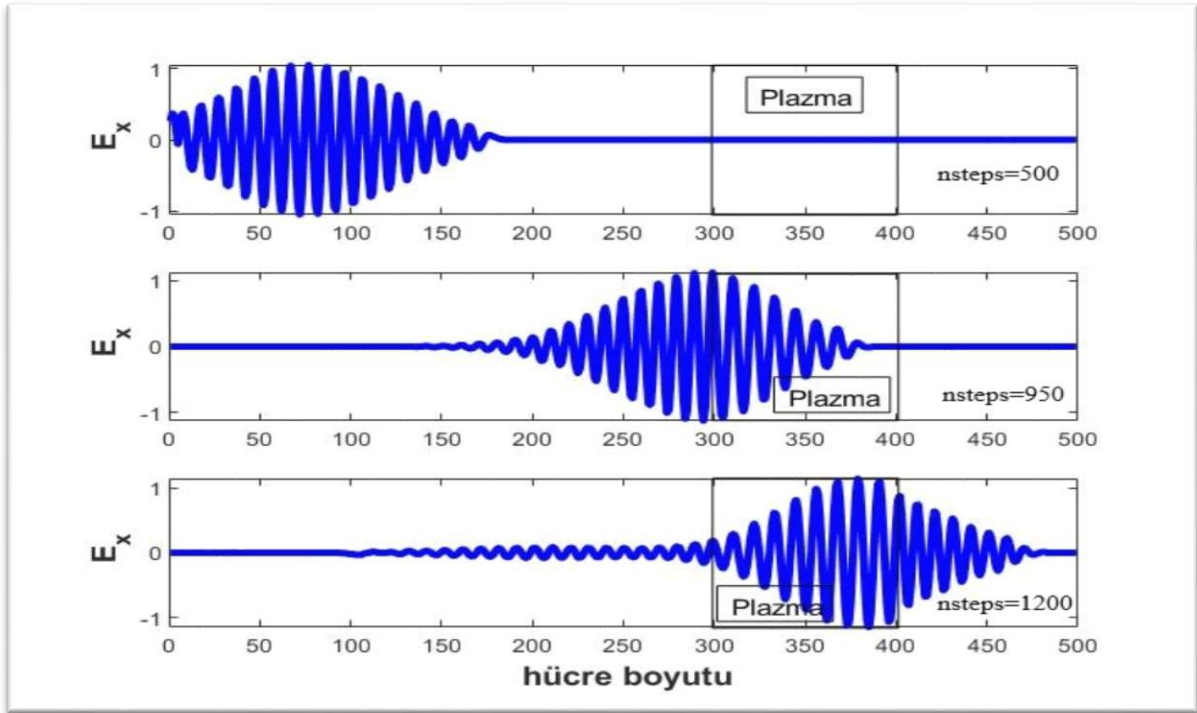
bir boyutlu FDTD denklemleri elde edilmiş olur.

Şekil 4.11’de 1D-FDTD için 500, 950 ve 1200 zaman adımlarında sonuçlar elde edilmiştir. 300 ile 400 hücre aralığına plazma ortam yerleştirilmiştir. Plazma frekansı 2000 THz, $f=500$ THz iken elde edilen sonuçlarda, dalganın belli bir adımdan sonra plazma ortama çarpıp geri döndüğü görülmektedir.



Şekil 4.11. Serbest uzayda yayılan ve plazma ortama çarpan elektromanyetik dalganın simülasyonu

Şekil 4.12’de 1D-FDTD için 500, 950 ve 1200 zaman adımlarında sonuçlar elde edilmiştir. 300 ile 400 hücre aralığına plazma ortam yerleştirilmiştir. Plazma frekansı 2000 THz, $f=4000$ THz iken elde edilen sonuçlarda, dalganın plazma ortamı geçerek PML katmanında sönümlendiği görülmektedir.



Şekil 4.12. Serbest uzayda yayılan ve plazma ortamına çarpan elektromanyetik dalganın simülasyonu

4.5. Yakın Alan Uzak Alan Dönüşümleri

FDTD yöntemi, antenin yakın alan bölgesindeki değerleri hesaplamamızı sağlar. Fakat, uygulamada, genellikle antenin uzak alan bölgesindeki değerlerin hesaplanması gerekir. Ölçülen yakın alan verileri, uzak alan davranışlarını hesaplamak için kullanılır. Bazı elektronik cihazlar elektromanyetik dalga yayabilir. Bu tür elektromanyetik ışınım diğer uzak cihazları etkiler. İlk olarak, uzak alan ölçümü çok geniş bir alana ihtiyaç duyar. İkincisi, serbest uzayda birçok çeşit elektromanyetik dalga vardır. Bundan dolayı uzak alanı ölçmek çok zordur. Bu yüzden yakın alan ölçüm teorisi üzerinde çalışmak gerekir. Ardından uzak alan bilgileri, yakın alan verilerine FFT (Fast Fourier Transform) uygulanarak elde edilir. Uzak alan için basit bir koşul aşağıdaki gibi tanımlanır,

$$kR \gg 1 \Rightarrow \frac{2\pi R}{\lambda} \gg 1, \quad (4.48)$$

burada R antenden gözlem noktasına olan mesafe, k serbest uzaydaki dalga sayısı ve λ dalga boyudur. Parabolik reflektör gibi elektriksel olarak büyük bir anten için anten açıklığı D boyutu genellikle uzak alan durumunu belirlemek için kullanılır,

$$r > \frac{2D^2}{\lambda} \quad (4.49)$$

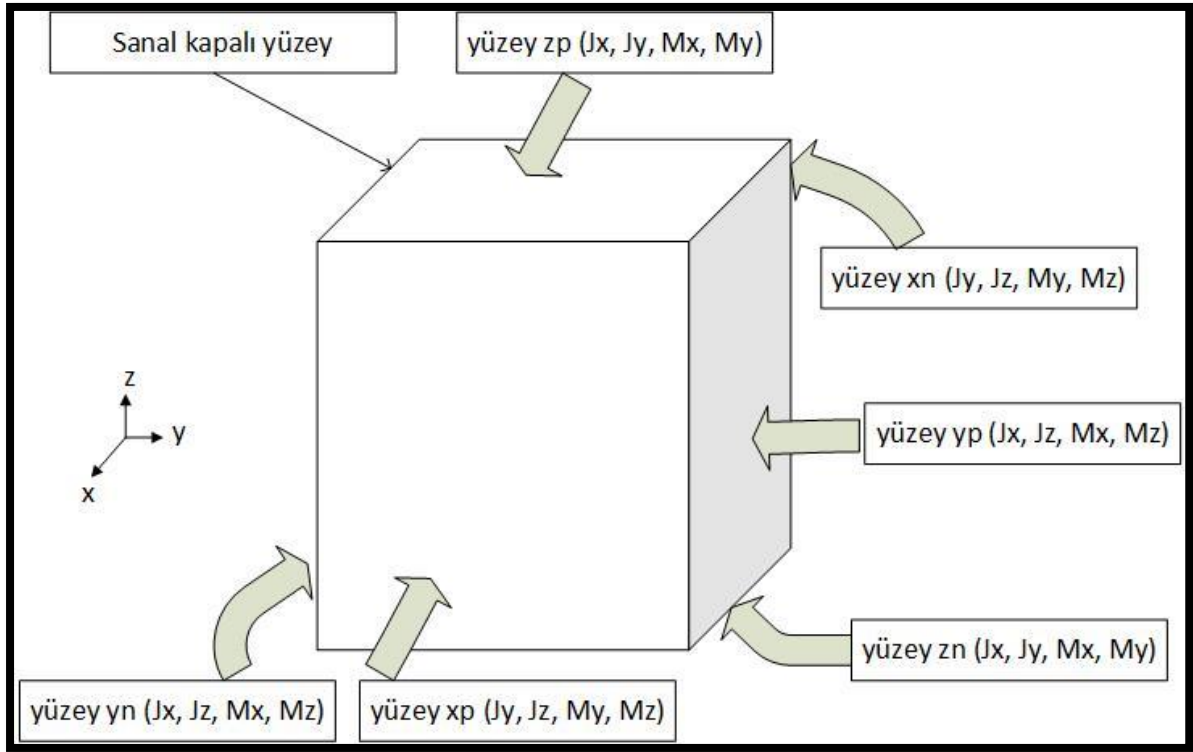
Burada r anten açıklığının merkezinden gözlem noktasına olan mesafedir. Uzak alan bölgesinde, bir gözlem noktasındaki elektromanyetik alan ifadeleri (r, θ, ϕ) cinsinden ifade edilir.

$$\vec{E}(r, \theta, \phi) = \frac{e^{-jkr}}{4\pi r} \vec{F}(\theta, \phi), \quad (4.50)$$

$$\vec{H} = \hat{r} \times \frac{\vec{E}}{\eta_0} \quad (4.51)$$

Burada η_0 serbest uzayın dalga empedansı, $F(\theta, \phi)$ elektrik alanının uzak alan örüntülerinin değişimlerini açısal olarak belirleyen bir terimdir. Böylece antenin ışınma örüntüsü, sadece açısal konumun (θ, ϕ) bir fonksiyonudur ve r mesafesinden bağımsızdır.

Genel olarak, yakın alan uzak alan dönüşüm tekniği iki aşamalı olarak uygulanır. İlk olarak, Şekil 4.13'de gösterildiği gibi anteni kuşatmak için hayali bir yüzey seçilir. Yüzeydeki J ve M akımları, içindeki hesaplanmış E ve H alanları ile belirlenir. Eşdeğerlik teoremine göre, akımlar antenden gelen radyasyon alanına eşdeğerdir. Daha sonra, vektör potansiyelleri A ve F , eşdeğer akımlar J ve M 'den ışınan alanları hesaplamak için kullanılır. Uzak alan yakın alan dönüşümünde eşdeğer akımlar yöntemini kullanmak genel FDTD hücrelemesine göre daha az hücreleme ile çözülür. Bundan dolayı daha verimlidir.



Şekil 4.13. Eşdeğer yüzey akımlarının gösterimi

Hayali kapalı yüzey seçildikten sonra, eşdeğer yüzey akımları hesaplanır. Dikdörtgen kutunun altı yüzeyi vardır ve her yüzeyde dört skaler elektrik ve manyetik akımlar oluşur ve Şekil 4.13'de gösterildiği gibidir. Üst yüzey için normalize yön \hat{z} 'dir,

$$\vec{J}_s = \hat{n} \times (\vec{H}^{out} - \vec{H}^{in}) = \hat{n} \times \vec{H}, \quad (4.52)$$

$$\vec{M}_s = \hat{n} \times (\vec{E}^{out} - \vec{E}^{in}) = -\hat{n} \times \vec{E}. \quad (4.53)$$

Eşitlik (4.52) ve (4.53)'den eşdeğer yüzey akımları şu şekilde hesaplanır,

$$\vec{J}_s = \hat{z} \times \vec{H} = \hat{z} (\hat{x}H_x + \hat{y}H_y + \hat{z}H_z) = -\hat{x}H_y + \hat{y}H_x \quad (4.54)$$

$$\vec{M}_s = -\hat{z} \times \vec{E} = -\hat{z} (\hat{x}E_x + \hat{y}E_y + \hat{z}E_z) = \hat{x}E_y - \hat{y}E_x. \quad (4.55)$$

Buradan skaler yüzey akımları,

$$\vec{J}_s = \hat{x}J_x + \hat{y}J_y \Rightarrow J_x = -H_y, J_y = H_x \quad (4.56)$$

$$\vec{M}_s = \hat{x}M_x + \hat{y}M_y \Rightarrow M_x = E_y, M_y = -E_x \quad (4.57)$$

olarak bulunur.

Elektrik ve manyetik alanların zaman bölgesi uzak alan hesaplaması için, zaman alanı verileri doğrudan kullanılırken, frekans bölgesi uzak alan hesaplamasında, istenen frekans bileşenlerini elde etmek için DTFT yapılması gerekir. Benzer yöntem, diğer beş yüzeydeki yüzey akımlarını elde etmek için kullanılır.

Alt yüzeyde,

$$\vec{J}_S = \hat{x}J_x + \hat{y}J_y \Rightarrow J_x = H_y, J_y = -H_x \quad (4.58)$$

$$\vec{M}_S = \hat{x}M_x + \hat{y}M_y \Rightarrow M_x = -E_y, M_y = E_x \quad (4.59)$$

Sol yüzeyde,

$$\vec{J}_S = \hat{x}J_x + \hat{z}J_z \Rightarrow J_x = -H_z, J_z = H_x \quad (4.60)$$

$$\vec{M}_S = \hat{x}M_x + \hat{z}M_z \Rightarrow M_x = E_z, M_z = -E_x \quad (4.61)$$

Sağ yüzeyde,

$$\vec{J}_S = \hat{x}J_x + \hat{z}J_z \Rightarrow J_x = H_z, J_z = -H_x \quad (4.62)$$

$$\vec{M}_S = \hat{x}M_x + \hat{z}M_z \Rightarrow M_x = -E_z, M_z = E_x \quad (4.63)$$

Ön yüzeyde,

$$\vec{J}_S = \hat{y}J_y + \hat{z}J_z \Rightarrow J_y = -H_z, J_z = H_y \quad (4.64)$$

$$\vec{M}_S = \hat{y}M_y + \hat{z}M_z \Rightarrow M_y = E_z, M_z = -E_y \quad (4.65)$$

Arka yüzeyde,

$$\vec{J}_S = \hat{y}J_y + \hat{z}J_z \Rightarrow J_y = H_z, J_z = -H_y \quad (4.66)$$

$$\vec{M}_S = \hat{y}M_y + \hat{z}M_z \Rightarrow M_y = -E_z, M_z = E_y. \quad (4.67)$$

Zaman bölgesinden frekans bölgesine dönüştürme, uzak alan hesaplamalarının zaman bölgesine göre frekans bölgesinde matematiksel olarak daha kolay işlemlerle ifade edilir. Bundan dolayı frekans bölgesi uzak alan hesaplamasına odaklanmaktadır. Frekans bölgesi hesaplamasında yapılması gereken DTFT kullanarak zaman bölgesi FDTD verilerini frekans bölgesi verilerine dönüştürmektir. Örneğin, (4.58) 'deki yüzey akımı J_y aşağıdaki gibi hesaplanabilir:

$$J_y(u, v, w; f_1) = H_x(u, v, w; f_1) = \sum_{n=1}^{N_{steps}} H_x(u, v, w; n) e^{-j2\pi f_1 n \Delta t} \Delta t. \quad (4.68)$$

Burada, (u, v, w) boşluk konumu ve n ise zaman adımı indeksidir. N_{steps} maksimum zaman bölgesi simülasyonunda kullanılan zaman adımlarının sayısıdır. Benzer formüller (4.59) - (4.67) denklemlerindeki diğer yüzey akımlarının hesaplanmasında uygulanabilir. Bu nedenle, frekans bölgesi örüntüleri, FDTD hesaplamasının tüm zaman adımları tamamlandıktan sonra hesaplanır. Her yüzeyde $N \times N$ hücreli kübik hayali kutuda yüzey akımları için, gerekli toplam depolama boyutu $4 \times 6 \times N^2$ 'dir. (4.68) 'deki denklemde frekans bölgesi verilerinin karmaşık değerlerden oluştuğu unutulmamalıdır.

Vektör potansiyel yaklaşımı, ışınma problemleri için, bilinen elektrik ve manyetik akımlardan, uzak alanlarda bilinmeyeni hesaplamak için bir vektör potansiyel yaklaşımı geliştirilmiştir. Burada bir çift vektör potansiyel fonksiyonu tanımlanır:

$$\vec{A} = \frac{\mu_0 e^{-jkr}}{4\pi R} \vec{N}, \quad (4.69)$$

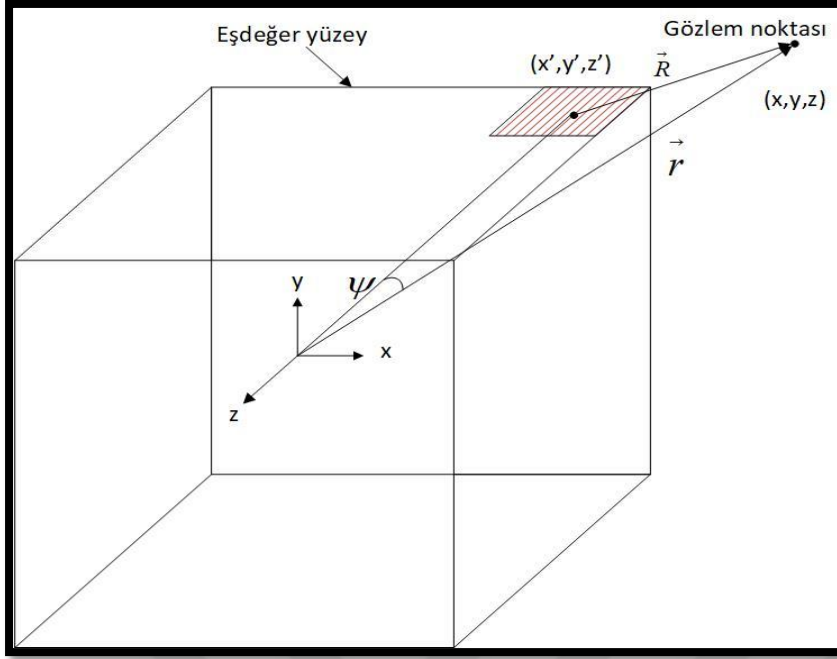
$$\vec{F} = \frac{\varepsilon_0 e^{-jkr}}{4\pi R} \vec{L} \quad (4.70)$$

Burada

$$\vec{N} = \int_S \vec{J}_s e^{-jkr' \cos(\psi)} dS' \quad (4.71)$$

$$\vec{L} = \int_S \vec{M}_s e^{-jkr' \cos(\psi)} dS'. \quad (4.72)$$

olarak verilir.



Şekil 4.14. Eşdeğer yüzey akımlarının uzak alanla ilişkisinin gösterimi

Şekil 4.14'de gösterildiği gibi, $\vec{r} = r\hat{r}$ vektörü, (x, y, z) gözlem noktasının konumunu, $\vec{r}' = r'\hat{r}'$ vektörü, S yüzeyindeki (x', y', z') kaynak noktasının konumunu gösterir. $\vec{R} = R\hat{R}$ vektörü kaynak noktası ile gözlem noktası arasındaki uzaklık olup, ψ açısı \vec{r} ve \vec{r}' arasındaki açıdır. Uzak alan hesaplamasında, R mesafesi yaklaşık olarak,

$$R = \sqrt{r^2 + (r')^2 - 2rr' \cos(\psi)} = \begin{cases} r - r' \cos(\psi) & \text{fazlı terimleri için} \\ r & \text{genlikli terimleri için} \end{cases} \quad (4.73)$$

şeklinde alınabilir. Uzak alanlarda vektör potansiyelleri ile oluşturulan E ve H bileşenleri hesaplanarak aşağıdaki ifadeler bulunur.

$$E_r = 0, \quad (4.74)$$

$$E_\theta = -\frac{jke^{-jkr}}{4\pi r} (L_\phi + \eta_0 N_\theta), \quad (4.75)$$

$$E_\phi = \frac{jke^{-jkr}}{4\pi r} (L_\theta - \eta_0 N_\phi), \quad (4.76)$$

$$H_r = 0, \quad (4.77)$$

$$H_{\theta} = \frac{jke^{-jkr}}{4\pi r} \left(N_{\phi} - \frac{L_{\theta}}{\eta_0} \right), \quad (4.78)$$

$$H_{\phi} = -\frac{jke^{-jkr}}{4\pi r} \left(N_{\theta} + \frac{L_{\phi}}{\eta_0} \right). \quad (4.79)$$

N ve L yardımcı terimleri ise şu şekilde hesaplanır:

$$N_{\theta} = \int_S \left(J_x \cos(\theta) \cos(\phi) + J_y \cos(\theta) \sin(\phi) - J_z \sin(\theta) \right) e^{-jkr' \cos(\psi)} dS', \quad (4.80)$$

$$N_{\phi} = \int_S \left(-J_x \sin(\phi) + J_y \cos(\phi) \right) e^{-jkr' \cos(\psi)} dS', \quad (4.81)$$

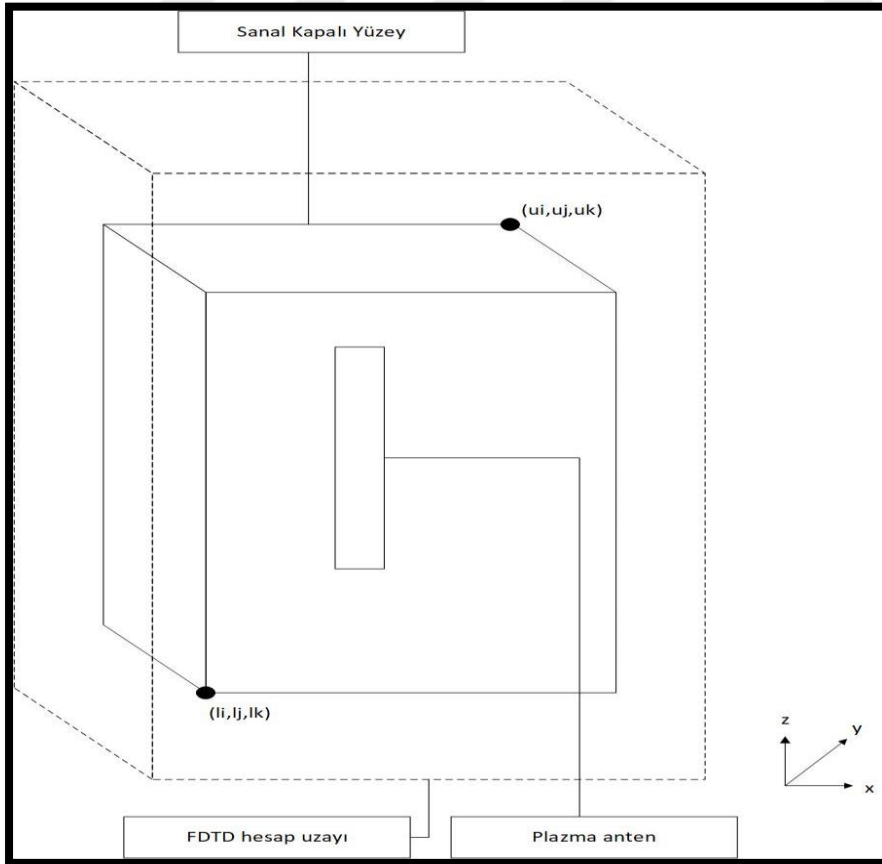
$$N_{\theta} = \int_S \left(J_x \cos(\theta) \cos(\phi) + J_y \cos(\theta) \sin(\phi) - J_z \sin(\theta) \right) e^{-jkr' \cos(\psi)} dS', \quad (4.82)$$

$$N_{\phi} = \int_S \left(-J_x \sin(\phi) + J_y \cos(\phi) \right) e^{-jkr' \cos(\psi)} dS' \quad (4.83)$$

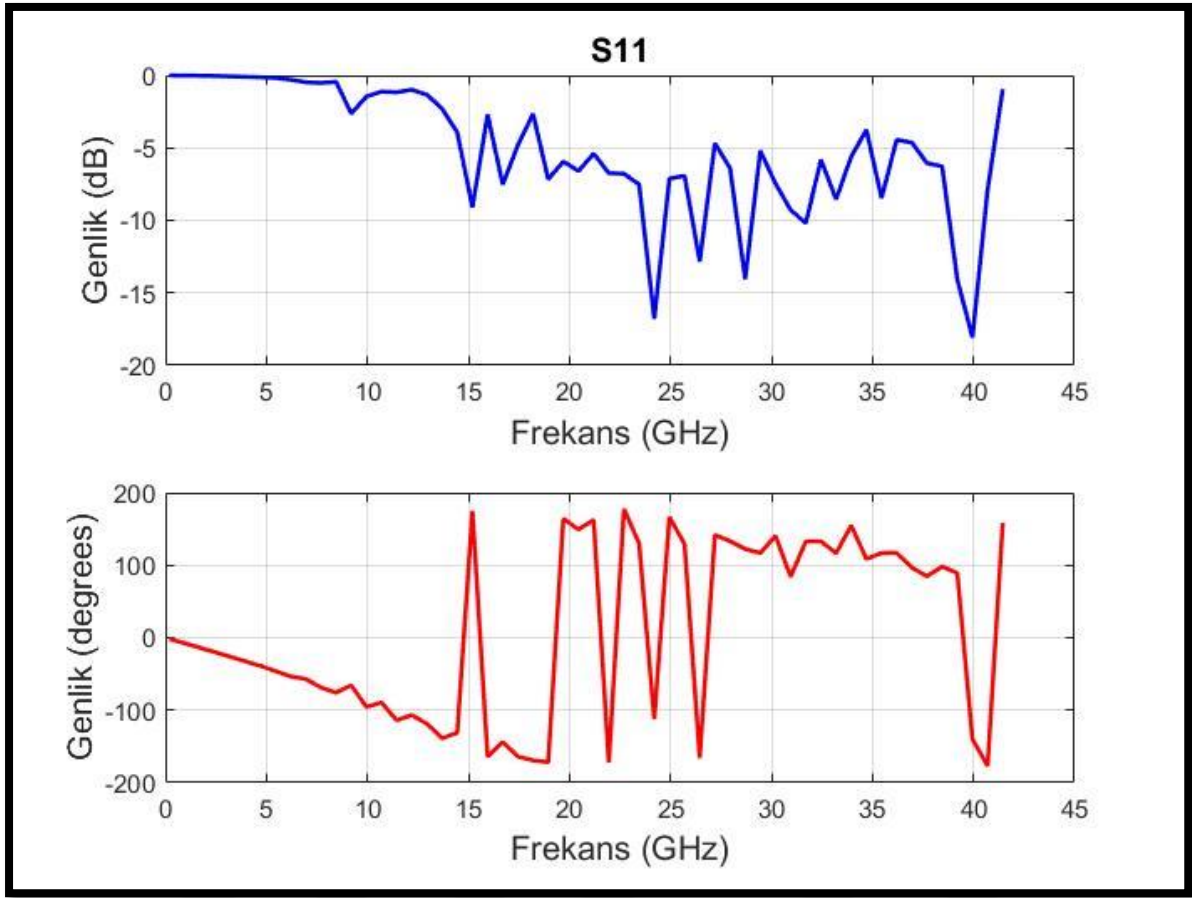
(4.80)-(4.83) ifadeleri (4.74)-(4.79) ifadelerinde yerine koyulduğunda uzak alan örüntüsü herhangi bir (r, θ, ϕ) gözlem noktasında elde edilebilir.

5. SAYISAL SONUÇLAR

Bu tezde FDTD yöntemi kullanılarak bir ve iki boyutlu bir nesnenin herhangi bir noktasında oluşturulan dalganın zaman adımına göre nasıl yayıldığı ve plazma ortamla karşılaştığında nasıl davrandığı gözlenmiştir. Üç boyutlu FDTD yöntemi ise plazma anten yapısında kullanılmıştır. İki boyutlu yapıda PML emici sınır koşulu, üç boyutlu plazma anten yapısında ise CPML emici sınır koşulu kullanılmıştır. Ayrıca üç boyutlu plazma anten yapısının S11 parametreleri ve buna bağlı olarak belli frekanslarda ışınma örüntüleri simülasyon yapılarak incelenmiştir. Üç boyutlu plazma anten yapılarında, plazma ortamının dışında oluşturulan dalganın hangi frekans aralığında plazma ortamına çarparak geri yansıdığı, hangi frekans aralığında plazma ortamından geçip tekrar hava ortamına geçtiği simülasyon sonuçlarında gözlenmiştir. Üç boyutlu plazma antenin yapısı Şekil 5.1’de verilmiştir. FDTD hücresinin boyutları $x=79$, $y=110$, $z=89$ ’dur. Plazma anten $x=30$, $y=55$, $z=20$ ile $x=30$, $y=57$, $z=20$ hücrelerine, sanal oluşturduğumuz kapalı yüzey alanı ise $l_i=10$, $l_j=10$, $l_k=10$ ile $u_i=80$, $u_j=80$, $u_k=80$ hücrelerine yerleştirilmiştir.

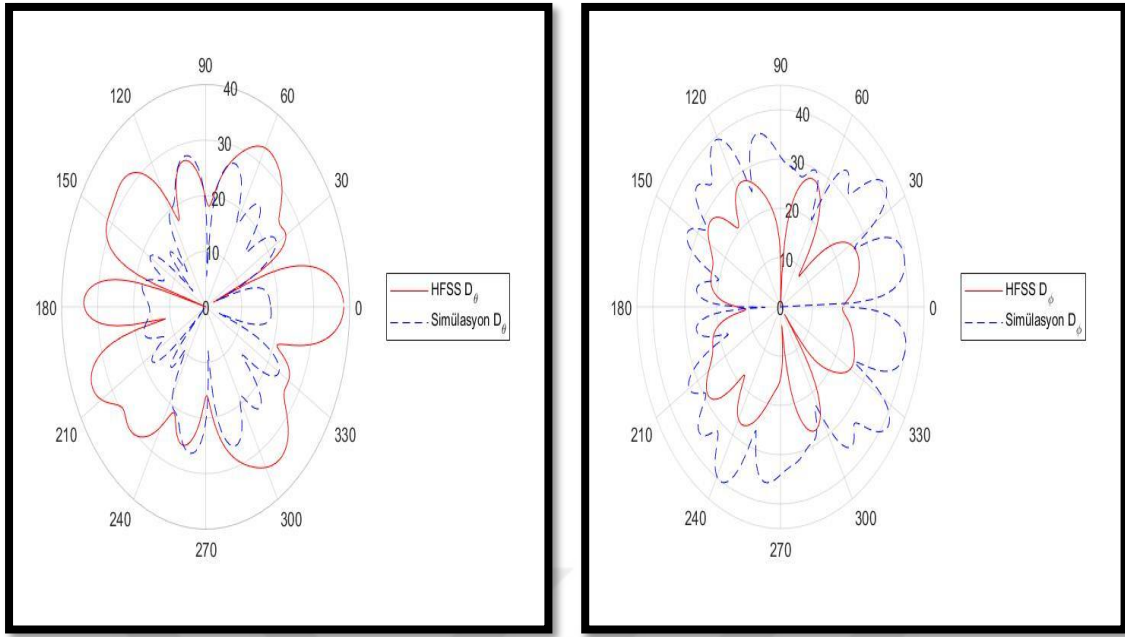


Şekil 5.1. Plazma antenin hesap uzayına yerleşimi



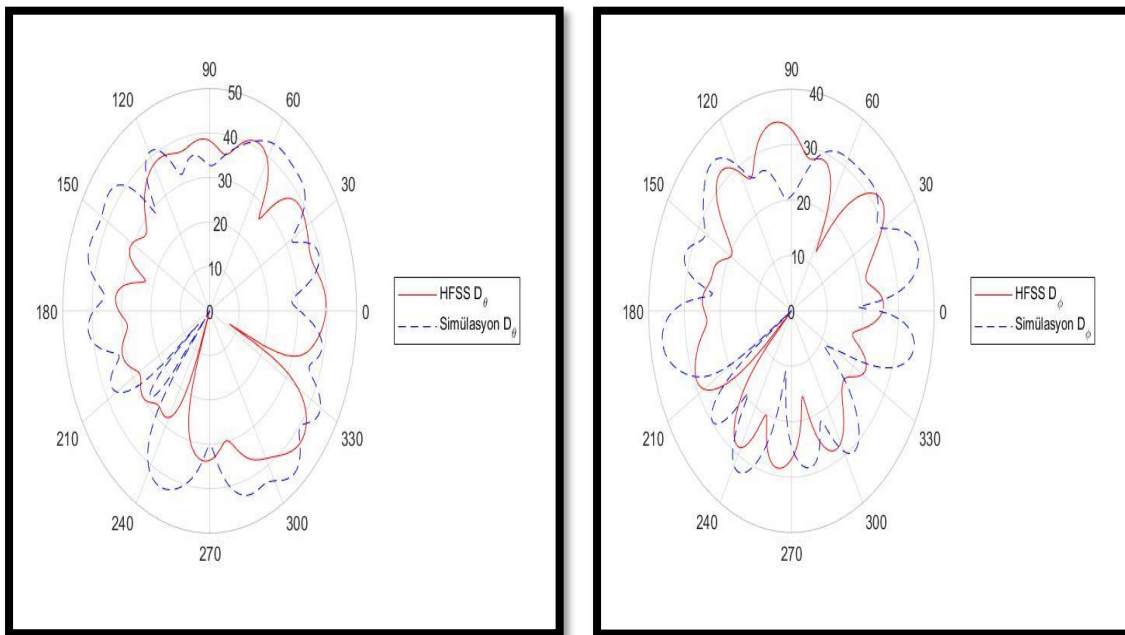
Şekil 5.2. Antenin S11 parametresi sonucu

Şekil 5.2’de plazma antenin on bininci zaman adımında S11 parametre sonucu gösterilmiştir. Burada 10 dB’nin altında kalan frekans bölgesine bakılması gerekmektedir. Çünkü 10 dB’nin üstündeki değerlerde anten ışınım yapmamaktadır. Bu noktada S11 parametresinin 10 dB’nin altında olduğu frekans değerleri 24.2 GHz, 26.45 GHz, 28.7 GHz ve 39.95 GHz olarak gözlemlenmiştir. Bu frekans değerlerinde ışınım örüntüleri hem FEM yöntemi kullanılan HFSS simülasyon programında hem de FDTD yöntemi kullanılan oluşturduğumuz programın sonuçları aynı grafiklerde çizdirilmiştir. İki programda da aynı konumsal ifadeler için benzer sonuçlar çıktığı gözlemlenmiştir.



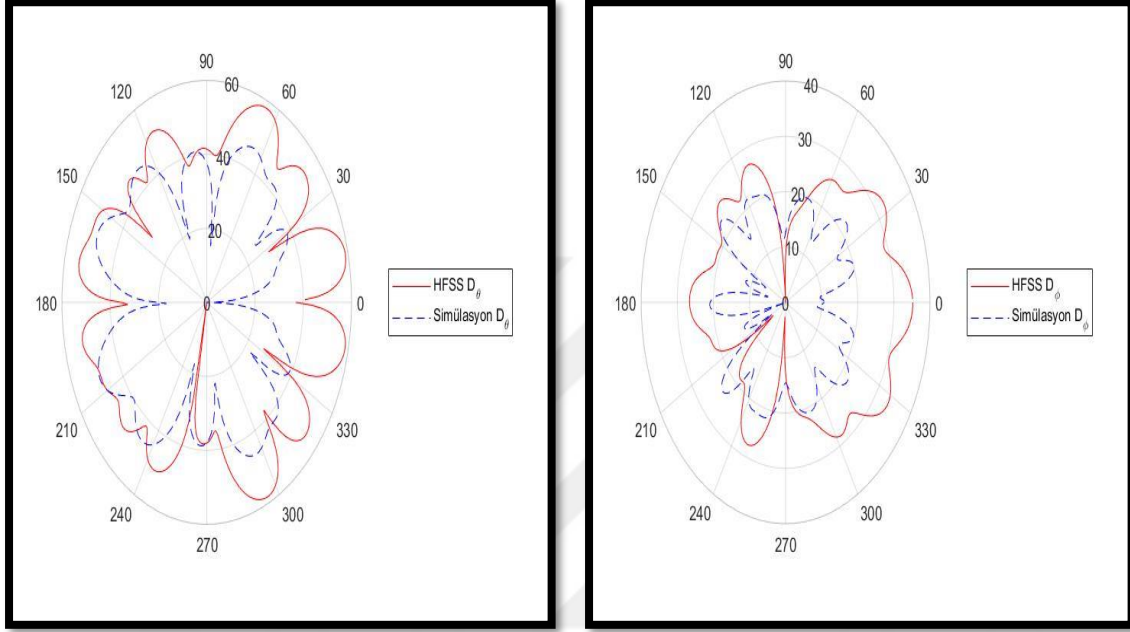
Şekil 5.3. Anten yönlülüğünün simülasyon karşılaştırma sonuçları

Şekil 5.3’de plazma antenin on bininci zaman adımında uzak alan frekansı 24.2 GHz iken ışınma örüntüsü parametre sonuçları hem HFSS simülasyon programı için hem de oluşturduğumuz program için $xy(\theta = 90, \phi = 0 - 360)$ düzlemi üzerinde aynı grafiklerde gösterilmiştir.



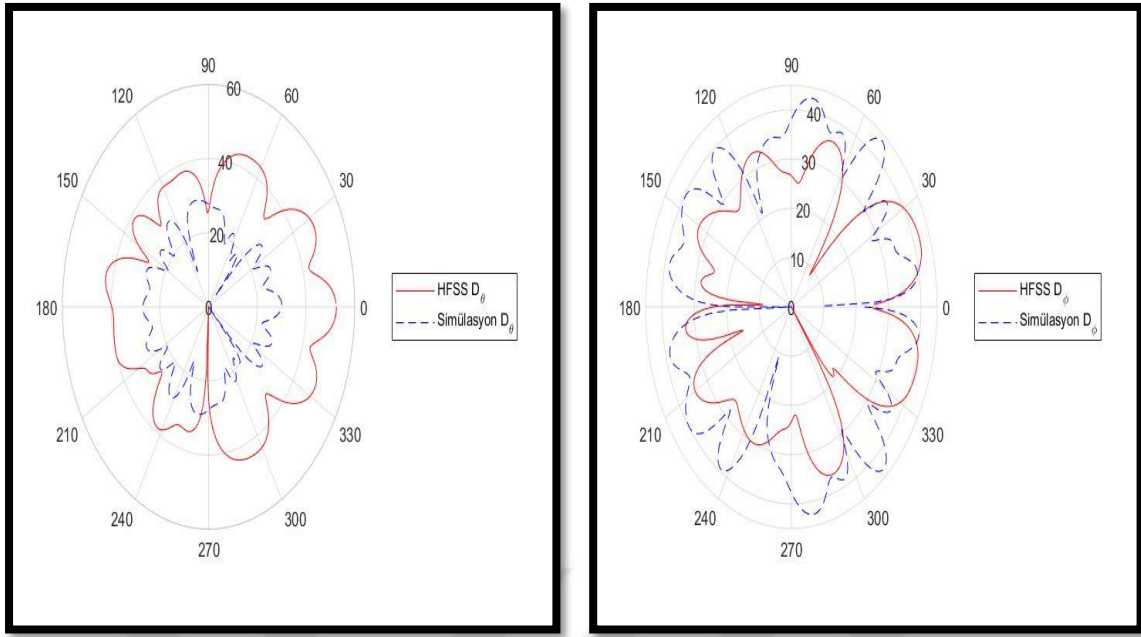
Şekil 5.4. Anten yönlülüğünün simülasyon karşılaştırma sonuçları

Şekil 5.4’de plazma antenin on bininci zaman adımında uzak alan frekansı 24.2 GHz iken ışınma örüntüsü parametre sonuçları hem HFSS simülasyon programı için hem de oluşturduğumuz program için $xz(\theta = 0 - 360, \phi = 0)$ düzlemi üzerinde aynı grafiklerde gösterilmiştir.



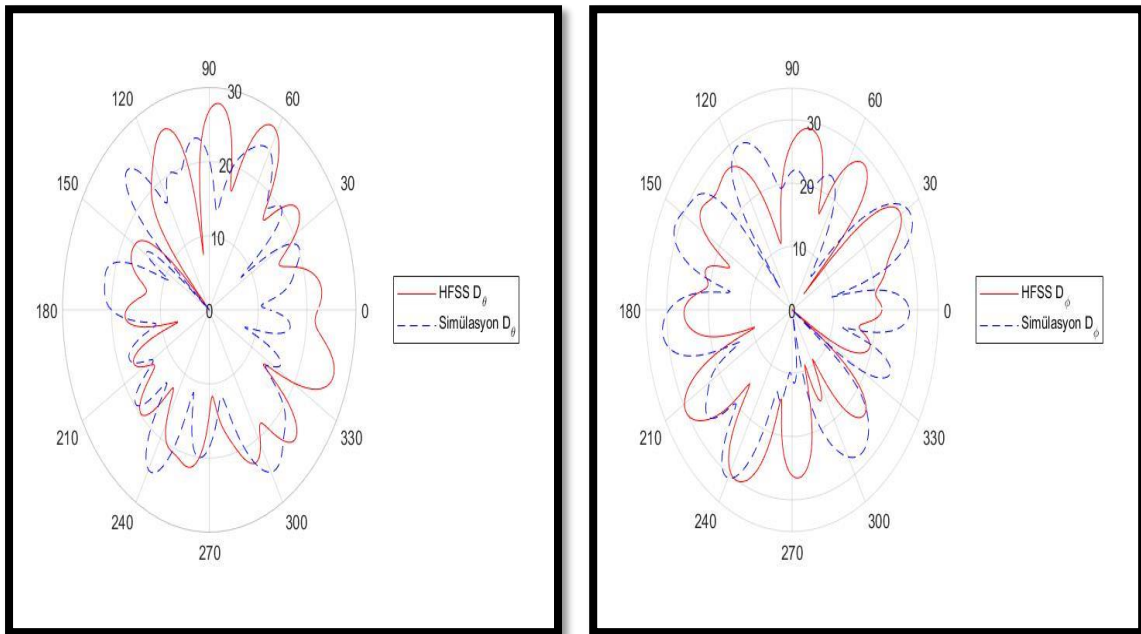
Şekil 5.5. Anten yönlülüğünün simülasyon karşılaştırma sonuçları

Şekil 5.5’de plazma antenin on bininci zaman adımında uzak alan frekansı 24.2 GHz iken ışınma örüntüsü parametre sonuçları hem HFSS simülasyon programı için hem de oluşturduğumuz program için $yz(\theta = 0 - 360, \phi = 90)$ düzlemi üzerinde aynı grafiklerde gösterilmiştir.



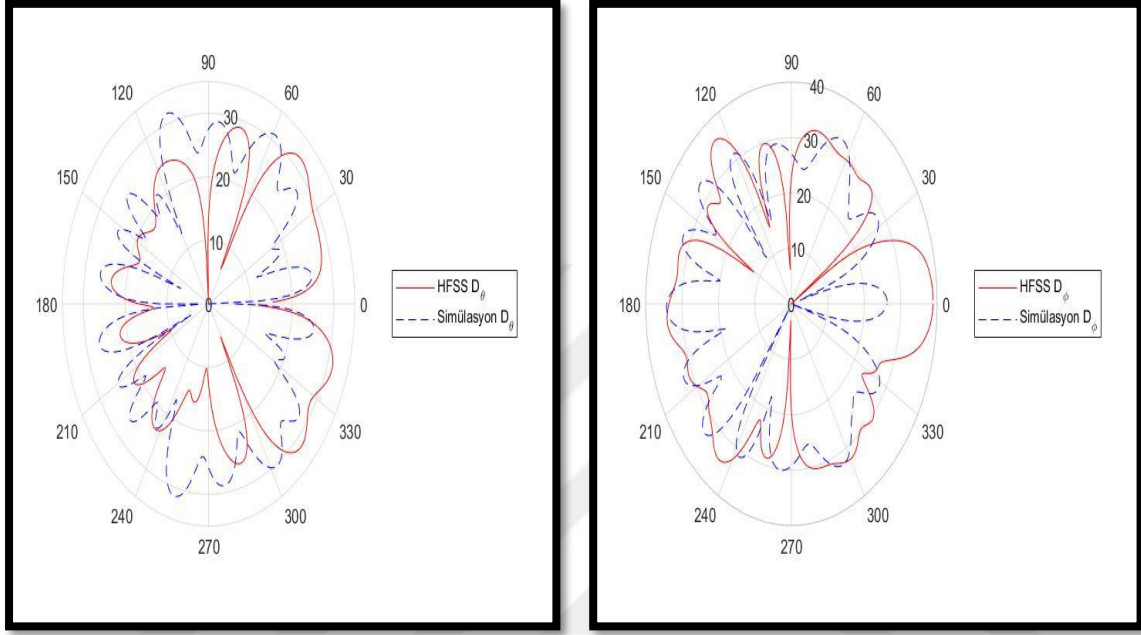
Şekil 5.6. Anten yönlülüğünün simülasyon karşılaştırma sonuçları

Şekil 5.6’da plazma antenin on bininci zaman adımında uzak alan frekansı 26.45 GHz iken ışınma örüntüsü parametre sonuçları hem HFSS simülasyon programı için hem de oluşturduğumuz program için $xy(\theta = 90, \phi = 0 - 360)$ düzlemi üzerinde aynı grafiklerde gösterilmiştir.



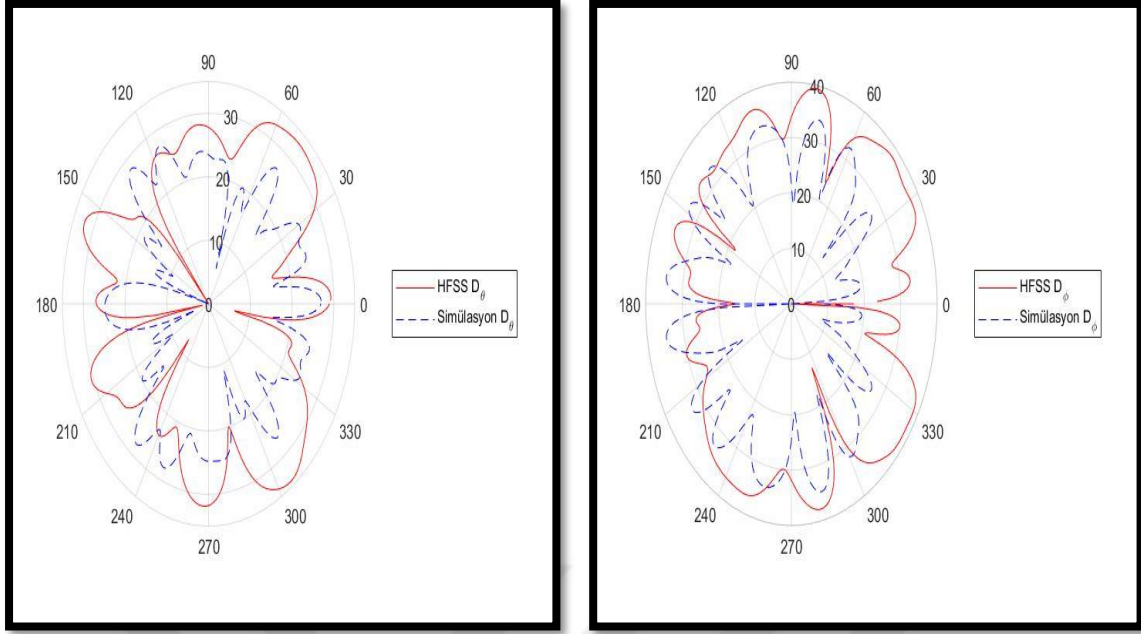
Şekil 5.7. Anten yönlülüğünün simülasyon karşılaştırma sonuçları

Şekil 5.7’de plazma antenin on bininci zaman adımında uzak alan frekansı 26.45 GHz iken ışınma örüntüsü parametre sonuçları hem HFSS simülasyon programı için hem de oluşturduğumuz program için $xz(\theta = 0 - 360, \phi = 0)$ düzlemi üzerinde aynı grafiklerde gösterilmiştir.



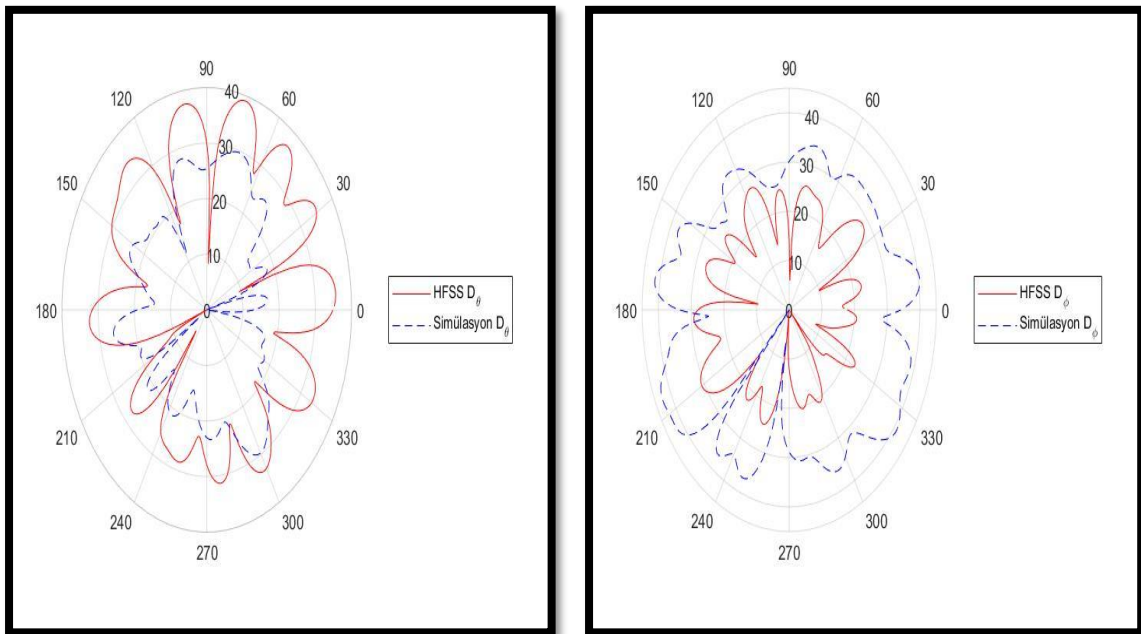
Şekil 5.8. Anten yönlülüğünün simülasyon karşılaştırma sonuçları

Şekil 5.8’de plazma antenin on bininci zaman adımında uzak alan frekansı 26.45 GHz iken ışınma örüntüsü parametre sonuçları hem HFSS simülasyon programı için hem de oluşturduğumuz program için $yz(\theta = 0 - 360, \phi = 90)$ düzlemi üzerinde aynı grafiklerde gösterilmiştir.



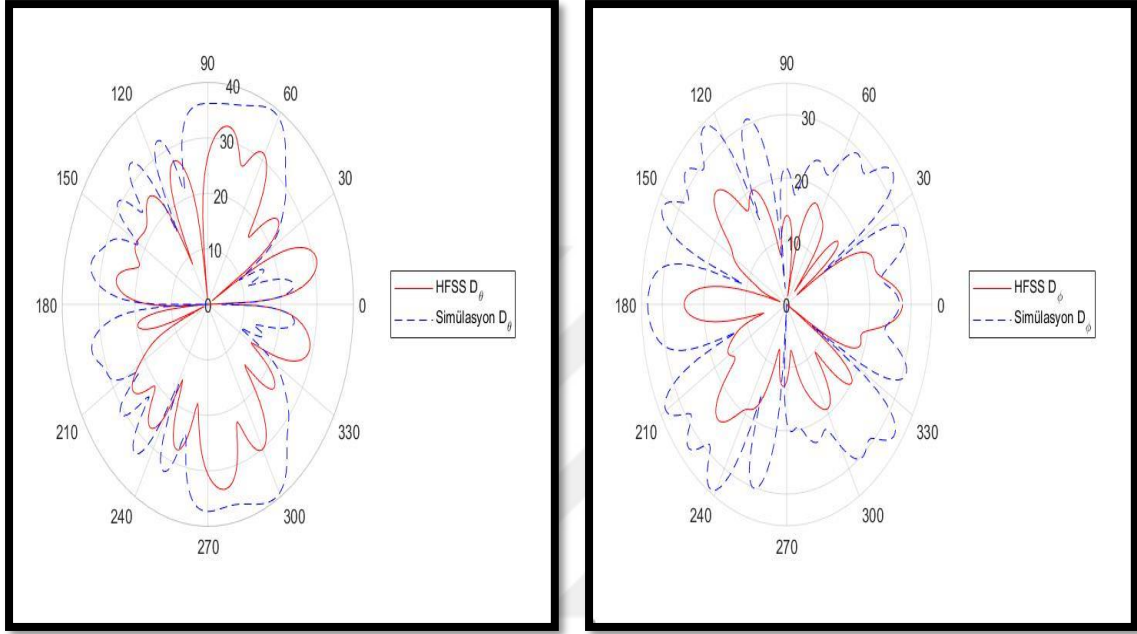
Şekil 5.9. Anten yönlülüğünün simülasyon karşılaştırma sonuçları

Şekil 5.9’da plazma antenin on bininci zaman adımında uzak alan frekansı 28.7 GHz iken ışınma örüntüsü parametre sonuçları hem HFSS simülasyon programı için hem de oluşturduğumuz program için $xy(\theta = 90, \phi = 0 - 360)$ düzlemi üzerinde aynı grafiklerde gösterilmiştir.



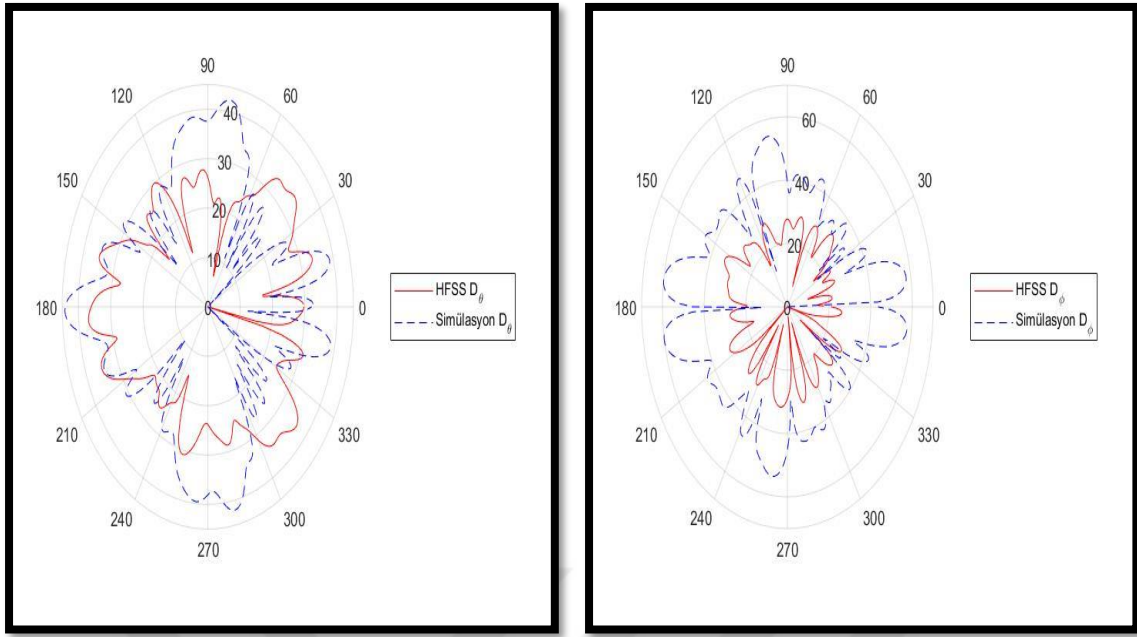
Şekil 5.10. Anten yönlülüğünün simülasyon karşılaştırma sonuçları

Şekil 5.10’da plazma antenin on bininci zaman adımında uzak alan frekansı 28.7 GHz iken ışınma örüntüsü parametre sonuçları hem HFSS simülasyon programı için hem de oluşturduğumuz program için $xz(\theta = 0 - 360, \phi = 0)$ düzlemi üzerinde aynı grafiklerde gösterilmiştir.



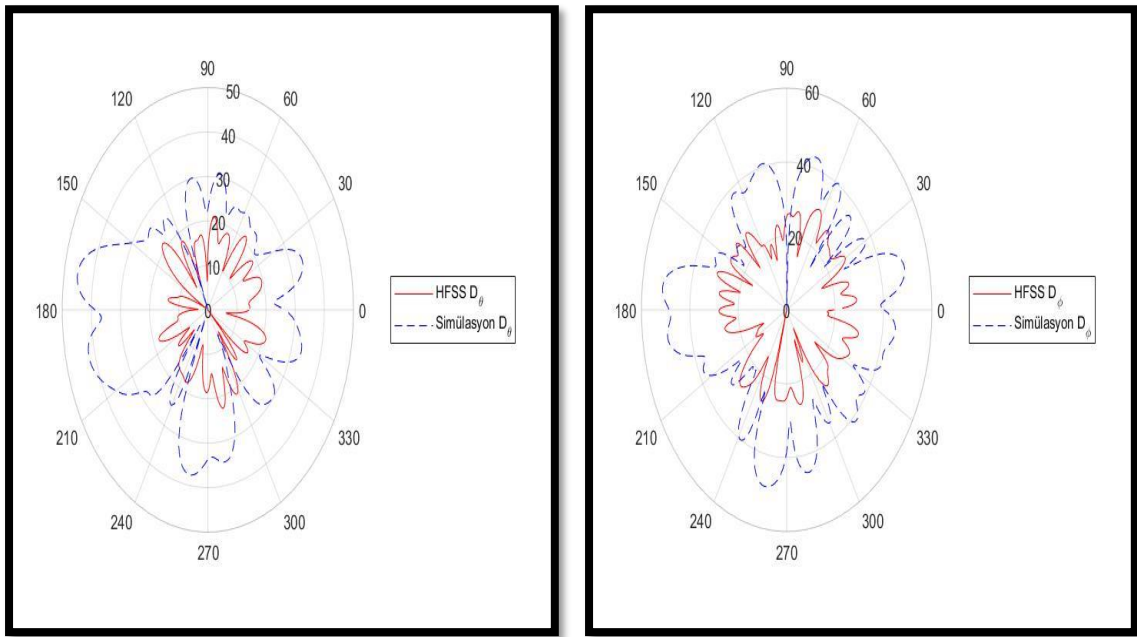
Şekil 5.11. Anten yönlülüğünün simülasyon karşılaştırma sonuçları

Şekil 5.11’de plazma antenin on bininci zaman adımında uzak alan frekansı 28.7 GHz iken ışınma örüntüsü parametre sonuçları hem HFSS simülasyon programı için hem de oluşturduğumuz program için $yz(\theta = 0 - 360, \phi = 90)$ düzlemi üzerinde aynı grafiklerde gösterilmiştir.



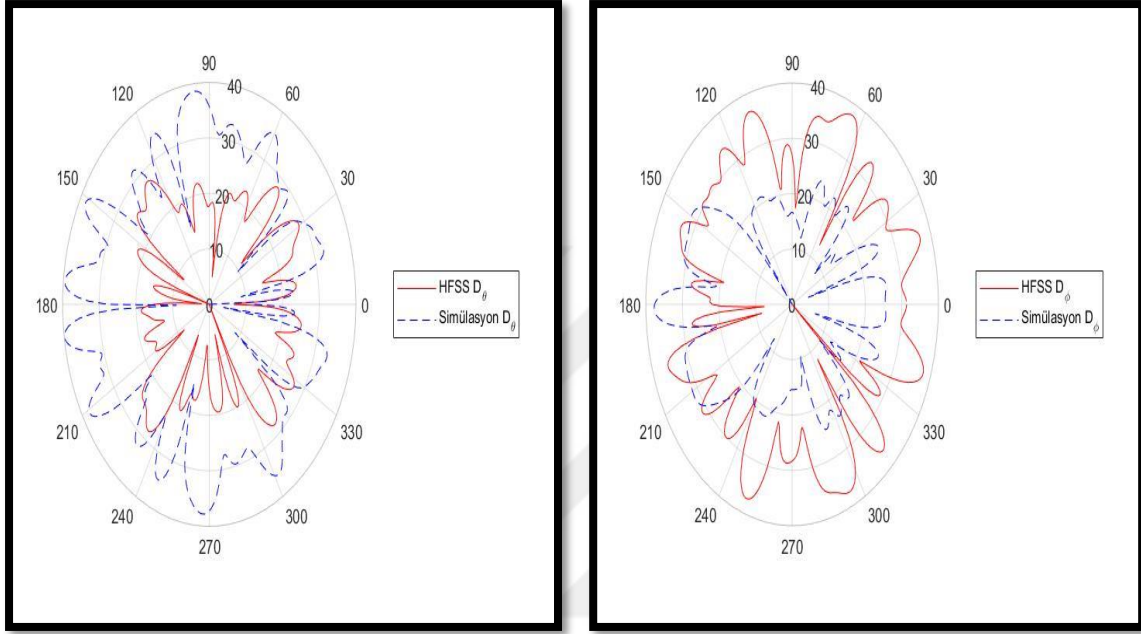
Şekil 5.12. Anten yönlülüğünün simülasyon karşılaştırma sonuçları

Şekil 5.12’de plazma antenin on bininci zaman adımında uzak alan frekansı 39.95 GHz iken ışınma örüntüsü parametre sonuçları hem HFSS simülasyon programı için hem de oluşturduğumuz program için $xy(\theta = 90, \phi = 0 - 360)$ düzlemi üzerinde aynı grafiklerde gösterilmiştir.



Şekil 5.13. Anten yönlülüğünün simülasyon karşılaştırma sonuçları

Şekil 5.13’de plazma antenin on bininci zaman adımında uzak alan frekansı 39.95 GHz iken ışınma örüntüsü parametre sonuçları hem HFSS simülasyon programı için hem de oluşturduğumuz program için $xz(\theta = 0 - 360, \phi = 0)$ düzlemi üzerinde aynı grafiklerde gösterilmiştir.



Şekil 5.14. Anten yönlülüğünün simülasyon karşılaştırma sonuçları

Şekil 5.14’de plazma antenin on bininci zaman adımında uzak alan frekansı 39.95 GHz iken ışınma örüntüsü parametre sonuçları hem HFSS simülasyon programı için hem de oluşturduğumuz program için $yz(\theta = 0 - 360, \phi = 90)$ düzlemi üzerinde aynı grafiklerde gösterilmiştir.

Sonuçlara göre, S11 parametresi referans alınarak 24.2 GHz, 26.45 GHz, 28.7 GHz ve 39.95 GHz frekans değerlerinde ışınma örüntüleri elde edilmiştir. Oluşturulan programın sonuçları ile HFSS ticari yazılım programının sonuçları karşılaştırılmıştır. Bazı karşılaştırmalarda farklı sonuçlar gözlemlenmiştir. Bu farklılıklar HFSS yazılımında plazma ortamı oluşturulurken literatürde olan bazı formülasyonların eklenememesinden kaynaklanmaktadır.

Plazma anten, metal antene göre gaz yapısından dolayı daha hafif bir yapıya sahiptir. Plazma antenin en önemli avantajı plazmanın karakteristik değerlerinin hızlıca değiştirilebilmesidir. Plazma antenlerde, gaz yapısından dolayı kayıplar diğer anten yapılarına göre daha az

olduğundan dolayı daha iyi verim alınabilir. Akıllı plazma antenlerin bant genişliği ayarlanabilir. Akıllı plazma antenler milisaniyeler süresinde 360 derece tarama yapabilir.





6. SONUÇ VE ÖNERİLER

Doğrudan zaman bölgesinde Maxwell denklemlerinin ayrıklaştırılmasına dayalı olarak çalışan FDTD yöntemi, hem sinüzoidal kaynak uyarımının hem de darbesel kaynak uyarımının analizlerine izin vermektedir. Darbesel kaynak kullanılarak elde edilen geçici durum davranışından Fourier dönüşümü yardımıyla nesnelerin geniş bantlı frekans davranışları kolaylıkla elde edilebilmektedir. FDTD yöntemi kullanılarak farklı boyutlardaki nesnelere yayılan elektromanyetik dalganın nasıl yayıldığı kolaylıkla gözlemlenebilir. FDTD yöntemi, Courant sabitine bağlı olarak x , y ve z yönlerindeki hücre adımlarının ne kadar küçük seçilirse o kadar daha gerçeğe yakın değerler vermesi ile güvenilen bir yöntem olmuştur. Tezin ikinci bölümünde, FDTD yöntemi, Yee hücresi, anten parametreleri, plazma ortamlar, plazma antenler konuları ile ilgili inceleme yapılmıştır. Ayrıca Maxwell denklemleri, FDTD yöntemine uygun hale getirilmiştir. FDTD yönteminin neden kullanılıp kullanılmaması gerektiğinden bahsedilmiştir. Alan bileşenlerinin Yee hücresine nasıl konumlandırılacağı gösterilmiştir. Zamana göre tekrarlı olarak çalışan FDTD denklemlerinde sayısal bozulma olmaması için uygun $(\Delta_x, \Delta_y, \Delta_z, \Delta_t)$ değerleri seçilmiştir.

Simülasyonda elde edilen sonuçların gerçek ortam sonuçlarına daha yakın olması için FDTD uzayının emici sınır koşulları ile sınırlandırılması gerekmektedir. Bu tezde, iki sınır koşulu incelenmiştir. Bunlardan biri PML, diğeri ise CPML tipi sınır koşuludur.

Tezin üçüncü bölümünde, plazma ortamın karakteristik yapıları, plazma ortamın dielektrik özelliği ve çalışma frekansına göre elektromanyetik dalganın plazma ortamında nasıl hareket ettiği incelenmiştir. Ayrıca anten tasarımı yapılırken antenin temel parametrelerinin incelenmesi gerekir. Bundan dolayı önemli temel parametreler hakkında bilgi verilmiştir.

Son olarak, üç boyutlu plazma anten için S11 değeri ve belli frekanslardaki ışınma örüntüleri, hem C++ ve MATLAB programları kullanılarak hem de HFSS simülasyon programı kullanılarak karşılaştırılmıştır. Elde ettiğimiz program sonuçları FDTD yöntemine göre değerlendirilirken, HFSS ticari yazılım programı FEM yöntemi ile çalışmaktadır. Bunun yanında HFSS programına, incelenen plazma ortamının makalelerden elde edilen bazı formülasyonlar eklenemediği için bazı karşılaştırmalı sonuç grafiklerinde yakın değerler

elde edilememiştir. Ayrıca S11 değerlerine bakıldığında K_a bant aralığında veriler elde edildiği görülmektedir. K_a bandı, 26,5–40 GHz frekans aralığının tanımıdır. Bu bant aralığı, radar ve deneysel iletişim için kullanılır. NASA'nın Kepler uzay aracı, ilk olarak iletişimde K_a bant aralığını kullanmıştır. Haberleşme sistemlerinin önemi her geçen gün daha da artmaktadır. Bu sistemlerin daha hızlı ve daha güvenli nasıl oluşturulabileceği tartışılmaktadır. Bir çözüm olarak, geniş bantlı ve çok bantlı sistemler geliştirilebilir. Plazma antenler ise bu sistemlere çözüm olanağı olarak sunulabilir. Daha sonraki çalışmalarda üç boyutlu plazma dizi anten FDTD yöntemi kullanılarak incelenebilir.



KAYNAKLAR

1. Sevgi, L. (1999). *Elektromagnetik problemler ve sayısal yöntemler* (Birinci Baskı). İstanbul/Türkiye: Birsen Yayınevi, 7-8, 9-17, 24-29.
2. Taflove, A. and Hagness, S. C. (2005). *Computational electrodynamics: the finite difference time domain* (Third edition). Norwood/United States of America: Artech House, 3-4, 236-242.
3. Kunz, K. S. and Luebbers, R. J. (1993). *The finite difference time domain method for electromagnetics* (First edition). Florida/United States of America: CRC Press, 1-2.
4. Yee, K. S. (1966). Numerical solution of initial boundary value problems involving maxwell's equations in isotropic media. *The Institute of Electrical and Electronics Engineers Transactions on Antennas and Propagation*, 14(3), 302-307.
5. Taflove, A. and Brodwin, M. E. (1975). Numerical solution of steady-state electromagnetic scattering problems using the time-dependent maxwell's equations. *The Institute of Electrical and Electronics Engineers Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 23(8), 623-630.
6. Taflove, A. (1980). Application of the finite-difference time-domain method the sinusoidal steady-state electromagnetic penetration problems. *The Institute of Electrical and Electronics Engineers Transactions on Electromagnetic Compatibility*, 22(3), 191-202.
7. Umashankar, K. R. and Taflove, A. (1982). A novel method to analyze electromagnetic scattering of complex objects. *The Institute of Electrical and Electronics Engineers Transactions on Electromagnetic Compatibility*, 24(4), 397-405.
8. Berenger, J. P. (1994). A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves. *Journal of Computational Physics*, 114(2), 185-200.
9. Roden J. and Gedney S. (2000). Convolution pml: an efficient fdtd implementation of the cfs-pml for arbitrary media, *Microwave and Optical Technology Letters*, 27(5), 334-339.
10. Rayner, J. P., Whichello, A. P. and Cheetham, A. D. (2004). Physical characteristic of plasma antennas. *The Institute of Electrical and Electronics Engineers Transactions on Plasma Science*, 32(1), 269-281.
11. Samad, A., Azim, K. and Khan, S. A. (2015). Comparative analysis of plasma antenna with metal antenna. *International Journal of Computer Applications*, 128(6), 13-18.
12. Zhu, A., Chen, Z. and Lv, J. (2013). Reconfigurable characteristic of the monopole plasma antenna and its array driven by surfacewave. *Wseas Transactions on Communications*, 12(4), 143-153.

13. Lee, Y. and Ganguly, S. (2005). Analysis of a plasma-column antenna using fdtd method, *Microwave and Optical Technology Letters*, 46(3), 252–259.
14. Balanis, C. A. (2012). *Advanced Engineering Electromagnetics* (Second edition). New Jersey/United States of America: Wiley, 1-5.
15. Zainud-Den, S. H., Malhat, H. A. E., El-Shalaby, N. A. A. S. and Gaber, S. M. (2019). Circular polarization bandwidth reconfigurable high gain planar plasma helical antenna. *The Institute of Electrical and Electronics Engineers Transactions on Plasma Science*, 47(9), 4274-4280.
16. Zhang, Z., Nie, Q., Kong, F., Zhang, X., Jiang, B., Lim, J. M., Levchenko, I. and Xu, S. (2018). High-efficiency inductively coupled plasma source with dual antenna hybrid scheme. *The Institute of Electrical and Electronics Engineers Transactions on Plasma Science*, 46(4), 954-961.
17. Barro, O. A., Himdi, M. and Lafond, O. (2016). Reconfigurable patch antenna radiations using plasma faraday shield effect. *The Institute of Electrical and Electronics Engineers Antennas and Wireless Propagation Letters*, 15, 726-729.
18. Armaki, F. S. M. and Armaki, S. A. M. (2019). Design and fabrication of plasma yagi-uda array antenna with beamforming. *The Institute of Electrical and Electronics Engineers Transactions on Plasma Science*, 47(5), 2567-2570.
19. Coumou, D. J., Smith, S. T., Peterson, D. J. and Shannon, S. C. (2019). Time-resolved electron density measurement characterization of e–h-modes for inductively coupled plasma instabilities. *The Institute of Electrical and Electronics Engineers Transactions on Plasma Science*, 47(5), 2102-2109.
20. Sadeghikia, F. (2017). Analysis of plasma monopole antenna using numerical method and an equivalent circuit. *The Institute of Electrical and Electronics Engineers Antennas and Wireless Propagation Letters*, 16, 1711-1714.
21. Hirani, R. R., Pathak, S. K. and Shah, S. N. (2019). Full-wave analysis and computation of radiation characteristics for reconfigurable plasma antennas. *The Institute of Electrical and Electronics Engineers Transactions on Antennas and Propagation*, 67(8), 5185-5193.
22. Sadeghikia, F., Dorbin, M. R., Horestani, A. K., Noghani, M. T. and Ja'afar, H. (2019). Tunable inverted-f antenna using plasma technologies. *The Institute of Electrical and Electronics Engineers Antennas and Wireless Propagation Letters*, 18(4), 702-706.
23. Kong, F., Sun, Y., Lin, S., Nie, Q., Wang, Z., Zhang, Z., Li, B. and Jiang, B. (2017). Experimental studies on radiation intensification in gigahertz radio frequency band by subwavelength plasma structures. *The Institute of Electrical and Electronics Engineers Transactions on Plasma Science*, 45(3), 381-387.

24. Badawy, M. M., Malhat, H. A. E., Zainud-Den, S. H. and Awadalla, K. H. (2015). A simple equivalent circuit model for plasma dipole antenna. *The Institute of Electrical and Electronics Engineers Transactions on Plasma Science*, 43(12), 4092-4098.
25. Li, J., Astafiev, A. M., Kudryavtsev, A. A., Yuan, C., Yao, J., Zhou, Z. and Wang, X. (2020). Monopole antenna with reconfigurable quarter wavelength plasma reflector. *The Institute of Electrical and Electronics Engineers Transactions on Plasma Science*, 48(2), 364-368.
26. Du, Y., Li, C. and Qin, L. (2017). Effect of plasma on the performance of arrayed antennas by numerical simulations. *The Institute of Electrical and Electronics Engineers Transactions on Plasma Science*, 45(12), 3182-3187.
27. Ji, J. and Ma, Y. (2019). Tunability study of plasma frequency selective surface based on fdtd. *The Institute of Electrical and Electronics Engineers Transactions on Plasma Science*, 47(3), 1500-1504.
28. Barro, O. A., Himdi, M. and Lafond, O. (2016). Reconfigurable radiating antenna array using plasma tubes. *The Institute of Electrical and Electronics Engineers Antennas and Wireless Propagation Letters*, 15, 1321-1324.
29. Wyas, H. and Chaudhury, B. (2018). Computational investigation of power efficient plasma-based reconfigurable microstrip antenna. *The Institution of Engineering and Technology Microwaves, Antennas & Propagation*, 12(9), 1587-1593.
30. Torrisi, G., Mascali, D., Sarbello, G., Castro, G., Celona, L. and Gammino, S. (2019). Numerical and experimental characterization of rf waves propagation in ion sources magnetoplasmas. *The Institute of Electrical and Electronics Engineers Transactions on Antennas and Propagation*, 67(4), 2142-2149.
31. Guo, L., Guo, L. and Li, J. (2017). Propagation of electromagnetic waves on a relativistically moving nonuniform plasma. *The Institute of Electrical and Electronics Engineers Antennas and Wireless Propagation Letters*, 16, 137-140.
32. Yuan, K., Chen, J., Shen, L., Deng, X., Yao, M. and Hong, L. (2018). Impact of reentry speed on the transmission of obliquely incident thz waves in realistic plasma sheaths. *The Institute of Electrical and Electronics Engineers Transactions on Plasma Science*, 46(2), 373-378.
33. Wanjun, S. and Hou, Z. (2016). Error-optimized ade-adi fdtd for plasma. *The Institute of Electrical and Electronics Engineers Antennas and Wireless Propagation Letters*, 15, 1991-1994.
34. Ghayekhloo, A., Abdolali, A. and Armaki, S. H. M. (2017). Observation of radar cross-section reduction using low-pressure plasma-arrayed coating structure. *The Institute of Electrical and Electronics Engineers Transactions on Antennas and Propagation*, 65(6), 3058-3064.

35. Gamliel, E. (2017). Direct integration 3d fdtd method for single-species cold magnetized plasma. *The Institute of Electrical and Electronics Engineers Transactions on Antennas and Propagation*, 65(1), 295-308.
36. Gamlath, C. D., Collett, M. A., Pang, W., Benton, D. M. and Cryan, M. J. (2017). Investigation of an optically induced superstrate plasma for tuning microstrip antennas. *The Institution of Engineering and Technology Optoelectronics*, 11(6), 230-236.
37. Liu, L. W., Kandwal, A., Shi, H. and Cheng, Q. S. (2018). Wireless power transfer using an rf plasma. *The Institute of Electrical and Electronics Engineers Access*, 6, 73905-73915.
38. Pokhrel, S., Shankar, V. and Simpson, J. J. (2018). Three dimensional fdtd modeling of electromagnetic wave propagation in magnetized plasma requiring singular updates to the current density equation. *The Institute of Electrical and Electronics Engineers Transactions on Antennas and Propagation*, 66(9), 4772-4781.
39. Guo, L. and Guo, L. (2020). Effect of plasma sheath velocity on propagation of electromagnetic waves. *The Institute of Electrical and Electronics Engineers Access*, 8, 76158-76162.
40. Li, J., Yang, S. and Guo, L. (2017). Propagation characteristics of gaussian beams in plasma sheath turbulence. *The Institution of Engineering and Technology Microwaves, Antennas & Propagation*, 11(2), 280-286.
41. Inan, U. S. and Marshall, R. A. (2011). *Numerical Electromagnetics the FDTD Method* (First edition). Cambridge/United States of America: Cambridge, 1-2.
42. Gedney, S. D. (2014). *Introduction to the Finite Difference Time Domain (FDTD) Method for Electromagnetics* (First edition). United States of America: Morgan&Claypool Publishers, 56-64.
43. Elsherbeni, A. and Demir, V. (2008). *The Finite-Difference Time-Domain Method for Electromagnetics with Matlab Simulations* (First edition). New Jersey/United States of America: Scitech, 1-2.
44. Kuzuoglu, M. and Mittra R. (1991). Frequency dependence of the constitutive parameters of causal perfectly matched anisotropic absorbers, *The Institute of Electrical and Electronics Engineers Microwave and Guided Wave Letters*, 6(12), 447-449.
45. Ishimaru, A. (1991). *Electromagnetic Wave Propagation, Radiation and Scattering* (First edition). New Jersey/ United States of America: Prentice Hall, 209-210.
46. Sullivan, D. M. (2013). *Electromagnetic Simulation Using the FDTD Method* (Second edition). New Jersey/United States of America: Wiley, 56-64.
47. Avcı, S. A. and Afacan, E. (2015). Gaussian beam interaction at high frequencies with plasma medium. *Journal of the Faculty of Engineering and Architecture of Gazi University*, 30(2), 273-279.



GAZİ GELECEKTİR..