



T.C.
ULUDAĞ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

128 425

**KARMAŞIK DALGA PROPAGASYONU DENKLEMLERİNİN
PARABOLİK DENKLEM YÖNTEMİYLE MODELLENMESİ**

ESİN ÖZÇAKICILAR

**ULUDAĞ ÜNİVERSİTESİ
YÜKSEK ÖĞRETİM KURULU
DOKÜMANTASYON MERKEZİ**

**YÜKSEK LİSANS TEZİ
ELEKTRONİK MÜHENDİSLİĞİ ANABİLİM DALI**

BURSA - 2002

T.C.
ULUDAĞ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

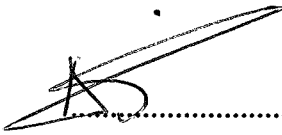
KARMAŞIK DALGA PROPAGASYONU PROBLEMLERİNİN
PARABOLİK DENKLEM YÖNTEMİYLE MODELLENMESİ

Esin ÖZÇAKICILAR

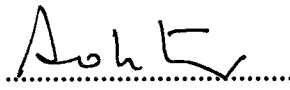
YÜKSEK ÖĞRETİM KURULU
DOKÜMANTASYON MERKEZİ

YÜKSEK LİSANS TEZİ
ELEKTRONİK MÜHENDİSLİĞİ ANA BİLİM DALI

Bu tez .././2002 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından oybirliği/çokluğu ile kabul edilmiştir.



Doç. Dr. Levent SEVGİ
(Danışman)



Prof. Dr. Ali OKTAY



Doç. Dr. Naim DEREBAŞI

ÖZET :

Telsiz iletişiminin büyük önem kazandığı günümüzde, özellikle atmosferdeki elektromanyetik dalga yayılımının çok iyi anlaşılması gerekmektedir. Yüzyılı aşan bir süredir ayrıntılı olarak incelenmesine rağmen hala güncelliğini korumakta olan elektromanyetik dalga yayılımı analitik tam çözümü bulunmayan karmaşık bir problemdir. Elektromanyetik problemlerin çözümünde, diğer mühendislik dallarında olduğu gibi, yalnızca basitleştirilmiş ve idealleştirilmiş yapılar için analitik yöntemler elde edilebilmektedir. Ancak bu yöntemlerden elde edilen fiziksel bilgi sayesinde karmaşık yapılarda ve gerçeğe yakın koşullarda analitik yaklaşık yada salt sayısal yöntemlerin güvenli olarak kullanılması mümkün olabilmektedir.

Yarı analitik sayısal bir yöntem olan iki boyutlu (2D) Parabolik Denklem yöntemi, ki HFD (Hızlı Fourier Dönüşümü) ile çözüldüğünde SSPE (Split Step Parabolik Equation-Adım Adım Parabolik Denklem) adını almaktadır, elektromanyetik dalga yayılımı problemlerinde yaklaşık 20 yıldır kullanılan güçlü bir yöntemdir. Bu çalışmada karmaşık dalga yayılımı problemlerinin parabolik denklem yöntemiyle incelenmesi amaçlanmıştır. Çalışma içinde ilk olarak problemin yapısı hakkında genel bir bilgi yer almaktadır. Parabolik denklem yönteminin ayrıntıları, uygulanması esnasında gözönünde bulundurulması gereken noktalar, zayıf kaldığı yerler üzerinde ayrıntılı olarak durulmaktadır. Parabolik denklem yönteminin farklı senaryolara uygulanması ile elde edilen sonuçlar grafikleri ile birlikte verilmektedir.

ANAHTAR KELİMELER : Parabolik denklem, dalga yayılımı, ayrık Fourier dönüşümü, arazi modelleme, atmosferik kırılma indisi, yol kaybı, propagasyon faktörü.

**TE. TÜRKİYE KURULU
KÜTÜPHANESİ**

ABSTRACT :

The development of today's wireless communication systems requires realistic modeling of electromagnetic wave propagation through atmosphere. The electromagnetic wave propagation is a complex problem which is non-tractable via exact analytical methods. An analytical solution can only be obtained for simple, canonical structures and/or under various limitations. Therefore, an analytical approximate or pure numerical solutions are of interest in most of the cases.

One of the well-known numerical solution techniques is the parabolic equation (PE) model. It has both closed and open form solutions. The open form solution, which is called Split Step Parabolic Equation (SSPE) and based on Fast Fourier Transformation (FFT), has been in use for decades, first in underwater acoustics and then in electromagnetics. It is a one-way propagator and neglects back scatter effects.

In this study, the SSPE is taken into account. First a brief explanation on electromagnetic wave propagation over Earth's surface is given. Then the PE method presented in detail. Also, wave propagation over smooth ground as well as over non-flat terrain is investigated in detail. Complex wave propagation scenarios are prepared and propagation characteristics are obtained via the SSPE program. Finally, the conclusions are presented.

KEY WORDS : Parabolic equation, wave propagation, discrete Fourier transform, terrain modeling, refractivity.

İÇİNDEKİLER :

1.GİRİŞ	1
2. KAYNAK ARAŞTIRMASI	3
3 . MATERYAL VE YÖNTEM	6
3.1 Elektromanyetik Dalgaların Atmosferde Yayılımı	6
3.2 Parabolik Denklem Yöntemi	10
3.2.1 Parabolik Denklem Formuna İndirgeme	11
3.2.2 Parabolik Dalga Denkleminin SSPE Çözümü	12
3.2.3 Sınır Koşullarının Eklenmesi	14
3.2.4 Spektral Kullanım	16
3.2.5 Kırılma İndisinin Elektromanyetik (EM) Dalga Yayılımına Etkisi	20
3.2.6. Klasik SSPE Kodu :	24
3.2.7 SSPE algoritmasının analitik tam çözümle karşılaştırılması	29
3.3 Düzgün Olmayan Yeryüzeyi Üzerinde Dalga Yayılımı	35
3.3.1 Parça Parça Yüzey Şekli Modelleme	35
3.3.2 Basamak Şeklinde Yüzey Şekli Modelleme	38
4. ARAŞTIRMA SONUÇLARI	41
4.1 Analitik tam çözümü olan bir problemle SSPE yönteminin karşılaştırılması ve kırılma indisi değişiminin etkisinin incelenmesi	41
4.2 Farklı yüzey geometrileri üzerinde elektromanyetik dalga yayılımının incelenmesi	45
4.3 Kırılma indisinin değişimine bağlı olarak oluk oluşumu	52
4.4 Kırılma indisinin mesafe ile değişmesi söz konusu olduğunda elde edilen alan profilleri	56
5. TARTIŞMA	58
KAYNAKLAR	59
TEŞEKKÜR	61
ÖZGEÇMİŞ	62

SİMGELER DİZİNİ :

H	Manyetik Alan Bileşeni [A/m]
E	Elektrik Alan Bileşeni [V/m]
Z_0	Yeryüzü Empedansı [Ω]
β	Boyuna yayılım sabiti [1/m]
C_0	Normalizasyon katsayısı
q	Mod sayısı
n	Kırılma indisi
k_0	Boşluktaki dalga sayısı [1/m]
ψ	Alan bileşeni
U	Skaler fonksiyon
B	Bant genişliği [Hz]
Δt	Örnekleme aralığı [sn]
ω	Açısal hız [rad/sn]
p	Basınç [milibar]
e	Su buharının kısmi basıncı [milibar]
T	Mutlak sıcaklık [K°]
N	Değiştirilmiş kırılma indisi
n_0	Standart atmosfer kırılma indisi değeri
a_e	Yeryüzü etkin yarıçapı
a	Yeryüzü yarıçapı
M	Değiştirilmiş kırılma indisi modülü
ϵ_s	Dünyanın dielektrik sabiti [F/m]
σ	Dünyanın iletkenlik sabiti [S/m]
ϵ_0	Boşluğun dielektrik sabiti [F/m]
μ_0	Boşluğun manyetik geçirgenlik sabiti [H/m]
γ	Normalize empedans sabiti
μ	Manyetik geçirgenlik sabiti [H/m]
$h(z)$	Yüzey şeklinin mesafeye bağlı fonksiyonu
α	Yüzey şekli eğiminin modülü

α_{max}	Yüzey şekli maksimum eğiminin modülü
θ_{max}	U skaler fonksiyonun maksimum yayılım açısı
m_h	Yeni koordinat sisteminde değiştirilmiş kırılma indisi



ŞEKİLLER DİZİNİ :

- Şekil 3.1.** Küresel koordinatlarda ortam geometrisi
- Şekil 3.2** (a) Düşeyde $x=0$ 'dan $x=X_{max}$ 'a yatayda $z \rightarrow -\infty$ 'dan $z \rightarrow \infty$ 'a uzanan iki boyutlu yayılım uzayı. (b) SSPE algoritmasının $z=z_0$ 'daki başlangıç alan genlik profili. Dirichlet veya Neumann sınır koşulları yüzeyde alan profili tek yada çift simetrik yapılarak sağlanmıştır. $z=z_0$ 'daki başlangıç alan profili $u(x, z_0)$ (Akleman, yayınlanmamış)
- Şekil 3.3** B bant genişliğine sahip bir x_T işareti ile dürtü katarına frekans domeninde katlama işlemi uygulanması sonunda elde edilen spektrumlar. (Kayran, 1990)
- Şekil 3.4** Sürekli ve örneklenmiş işaret spektrumları (Kayran, 1990)
- Şekil 3.5** (a) Kırılma indisi modülünün yükseklikle değişimi (Düz Dünya Modeli). (b) Değiştirilmiş kırılma indisi modülünün yükseklikle değişimi
- Şekil 3.6** Bilineer ve trilineer değiştirilmiş kırılma indisi profilleri (a) yüzeydeki , (b) ve (c) yükseltilmiş seviyedeki oluk bölgeleri (Levy, 2000)
- Şekil 3.7** Ana SSPE algoritmasına ait akış şeması
- Şekil 3.8** I. ve II. Tip Airy fonksiyonlarının değişimi
- Şekil 3.9** Skaler fonksiyonun yükseklikle değişimi analitik tam çözüm ve SSPE algoritması ile dört ayrı msafede ($z=0\text{km}, 25\text{km}, 50\text{km}, 75\text{km}, 100\text{km}$) hesaplandı. İlk olarak analitik tam çözümü $z=0$ başlangıç mesafesinde sayısal olarak hesaplanarak SSPE algoritmasında başlangıç alan profili olarak kullanılmıştır. ($a_0 = 4 \times 10^{-8}$ olarak alınmıştır.)
- Şekil 3.10** Parça parça doğrusal yüzey şekli modelleme tekniğine ait koordinat sistemi (Levy,2000)
- Şekil 3.11** Basamak şeklinde modellenmiş yüzey şekline (a) artan ve (b) azalan basamaklar için PE çözümünün uygulanması (Levy, 2000)
- Şekil 3.12** Gerçek yüzey şeklinin basamak şeklinde modellenmiş hali arasındaki fark
- Şekil 4.1** Skaler fonksiyonun yükseklikle değişiminin analitik tam çözüm ve SSPE algoritması ile dört ayrı msafede ($z=0\text{km}, 25\text{km}, 50\text{km}, 75\text{km}, 100\text{km}$) hesaplanmış alan profillerinin gösterimi
- Şekil 4.2** Küresel yeryüzün üzerinde dalga yayılımı (*Frekans* = 30 MHz , $a_0=1,17 \times 10^{-7}$)

- Şekil 4.3.** Küresel ve düz dünya modelinin dalga yayılımına etkisinin yol kaybı hesabı ile karşılaştırılması.
- Şekil 4.4** (a) Düz dünya modeli üzerinde elektromanyetik dalga yayılımı (Frekans = 1 GHz, $a_0 = -3.9e-8$) (b) Düz dünya modeli üzerinde elektromanyetik dalga yayılımı (Frekans = 1 GHz, $a_0 = 1.17e-7$)
- Şekil 4.5.** (a) Konkav-konveks tip yüzey şekli (b) ve (c) yüzey şekli basamak şeklinde ve parça parça lineer modelleme teknikleri ile modellenerek ve yeryüzü küreselliğinin ilave edildiği ve edilmediği dört farklı durum için yol kaybının karşılaştırılması
- Şekil 4.6.** (a) Yüzey şekli (b) ve (c) yüzey şekli basamak şeklinde ve parça parça lineer modelleme teknikleri ile modellenerek elde edilen yol kaybı değerleri
- Şekil 4.7** Farklı yüksekliklerdeki iki tepelik üzerinde 3 GHz frekansta ve 15 m'de bir antenden dalga yayılımının mesafeye bağlı yol kaybının ve propagasyon sabitinin gösterimi
- Şekil 4.8** Konkav-konveks tip yüzey şekli üzerinde dört farklı frekansta yol kaybının karşılaştırılması. ($a_0 = 1.18e-7$)
- Şekil 4.9** (a) 1 GHz ve (b) 30 MHz frekanslarda iki farklı antenden yayılan enerji yoğunluklarının mesafeye ve yüksekliğe bağlı gösterimi.
- Şekil 4.10** Üçgen şeklinde bir yüzey şekli üzerinde yol kaybının düzgün küresel zemin üzerindeki yol kaybına göre karşılaştırılması. ($a_0 = 1.18e-7$, $Fr = 30$ MHz)
- Şekil 4.11** Üçgen şeklinde bir yüzey şekli üzerinde yol kaybının üç farklı frekansa (30 MHz, 100 MHz, 300 MHz) göre karşılaştırılması. ($a_0 = 1.18e-7$, $Fr = 30$ MHz)
- Şekil 4.12** Değiştirilmiş kırılma indisi profili
- Şekil 4.13** (a) Küresel zemin üstünde standart atmosferde yayılım, (b) Kırılma indisinin belli bir yükseklikte azalması söz konusu olduğunda oluk oluşumu.
- Şekil 4.14** (a) Küresel zemin üstünde standart atmosferde yayılım, (b) Kırılma indisinin belli bir yükseklikte azalması söz konusu olduğunda oluk oluşumu.
- Şekil 4.15** İki farklı yüzey şekli üzerinde yayılım senaryosunda oluk oluşumunun gösterimi

1. GİRİŞ :

Son yüzyılda mühendislik, bilim ve teknolojiye gerçekleşen gelişmeler, daha çok fiziksel olayları matematiksel olarak tanımlama ve bu matematiksel modelleri yüksek bellek ve hıza sahip bilgisayarlar yardımıyla tam ve sayısal olarak çözebilme imkanlarımızın artmasına bağlıdır.

Yüksek hızlı bilgisayarların kullanımının artması mühendislik ve bilimde karşılaşılan ve birkaç yıl öncesine kadar çözümü mümkün olmayan bir çok karmaşık problem için hızlı ve tam çözümler elde edilebilmesine imkan sağlamış ve güçlü sayısal algoritmaların mühendislik ve bilimde kullanımı hızla artmıştır. Ancak, bu sayısal algoritmaların nerede ve nasıl kullanılması gerektiğinin sağlıklı olarak belirlenebilmesi için ele alınacak problemlerin fiziksel yapılarının çok iyi bilinmesi gerekmektedir. Mevcut birçok sayısal yöntemden hangisinin ne tür bir problem için uygun sonuçlar vereceği iyi belirlenmelidir. Bir yöntem belli koşullar için iyi sonuçlar verirken, diğer koşullarda kullanımı uygun olmayabilmektedir.

Günümüzde diğer mühendislik dallarında olduğu gibi elektromanyetik alan ve dalga yayılım problemlerinde de yoğun olarak sayısal yöntemler kullanılmaktadır. Elektromanyetik problemlerin çözümünde de analitik yöntemler ancak basitleştirilmiş ve idealleştirilmiş yapılar için elde edilebilmektedir. Bu tip basit yapılarda elde edilen fiziksel bilgi sayesinde karmaşık yapılarda ve gerçeğe yakın koşullarda analitik yaklaşım yada salt sayısal yöntemlerin güvenli olarak kullanılması mümkün olabilmektedir.

Bu çalışmada küresel zemin üzerine düşey yerleştirilmiş bir dipolden yayılan elektromanyetik dalgaların yayılma özelliklerinin ve davranışlarının *parabolik denklem* yöntemiyle incelenmesi amaçlanmıştır. Bu nedenle ilk olarak yeryüzü üzerinde elektromanyetik dalga yayılımının genel yapısı verilmiştir.

Parabolik denklem yöntemi, dalga iletimi problemlerinde yarı analitik sayısal yaklaşım çözümlerde yaygın olarak kullanılan bir yöntemdir. Yaklaşık bir yöntem olmasından dolayı, uygulandığı problemlerde yöntemin iyi sonuçlar verdiği ve geçersiz kaldığı koşullarının iyi belirlenmesi gerekmektedir. Bu nedenle her yaklaşık çözümde olduğu gibi sonucu etkileyebilecek her parametre ile ayrı ayrı ilgilenilmesi gerekmektedir.

Bu çalışma içinde parabolik denklem yönteminin genel bir tanıtımı yapılarak hangi yapılarda uygun sonuçlar vereceği üzerinde durulmuş, uygulanması esnasında

ACIKSİZ
KURUMUN
KURUMUN
KURUMUN

gözönünde bulundurulması gereken (sınır koşulları, spektral kullanım vs.) ayrıntılar verilmiştir. FORTRAN programlama dilinde yazılan bir algoritma ile farklı yayılım senaryoları için bu yöntem uygulanmıştır. Grafikler MATLAB programında hazırlanan yardımcı programlarla elde edilmiştir. Analitik tam çözümü elde edilebilen bir yapı için elde edilen sonuçlarla karşılaştırma yapılarak güvenilirliği test edilmiştir. Yer dalga yayılımını etkileyen en önemli unsurlardan biri olan yüzey geometrilerinin yöntemle ilavesinde kullanılabilen iki farklı teknik için gerekli düzenlemeler üzerinde durulmuştur. Son olarak parabolik denklem yönteminin uygulandığı farklı elektromanyetik dalga yayılımı senaryoları için elde edilen sonuçlar *Araştırma Sonuçları* bölümünde yer almaktadır.



2. KAYNAK ARAŞTIRMASI :

İlk olarak 1946 yılının başlarında V.A. FOCK tarafından geliştirilen parabolik denklem yöntemi, yine ortam parametrelerinin düzeyde homojen olmadığı ortamlarda EM dalga iletimi probleminin tanımlanmasında LEONTOVICH ve FOCK tarafından uygulanmıştır (Kuttler ve Dockery , 1991).

Akustik parabolik dalga denkleminin sayısal olarak adım adım Fourier algoritması kullanılarak TAPPERT tarafından 1977'de çözülmesi ile karmaşık atmosfer koşullarını içeren problemler için de PD yaklaşımı cazip hale gelmiştir (Kuttler ve Dockery , 1991).

1985 - 1995 yılları arasında sualtı akustik dalga iletiminde gerek iki gerekse üç boyutlu problemlerde başarı ile uygulanmıştır. Bu dönemde yöntemle ilgili olarak Amerikan JASA (Journal of Acoustic Society of America) dergisinde yüzlerce makale yer almıştır.

Bu çalışmada yararlanılan kaynakların içerikleri aşağıda kısaca özetlenmiştir :

Kuttler ve Dockery (1991) 'nin çalışmalarında parabolik dalga denkleminin, vektör dalga denkleminde elde edilişi ve bunun için gerekli yaklaşımlar, ihmaller detaylı olarak yer alıyor. Parabolik dalga denkleminin HFD-Hızlı Fourier Dönüşümü (FFT-Fast Fourier Transform) ile çözümü- ki bu durumda yöntem SSPE (Şplit Step Parabolik Equation-Adım adım parabolik denklem) adını almakta- ayrıntıları ile verilmiş. Troposferde dalga yayılımında önemli bir konu olan kırılma indisinin yükseklikle değişimi, bunun SSPE yöntemine ilave edilmesi ve elektromanyetik dalga yayılımına etkisi üzerinde durulmuş. Empedans sınır koşulunun algoritma içinde sağlanması için gerekli olan düzenlemelerden bahsedilmiş. Sonuçlar birkaç örnek hesaplama, farklı yayılım modelleri ile karşılaştırmalı olarak verilmiş.

McArthur (1992), pürüzsüz küresel yeryüzü üzerinde elektromanyetik dalga yayılımını incelemek için mevcut olan bilgisayar modelini düzgün olmayan yüzey şekilleri için uyarlamış. Bu modeli düz tepeli ve keskin kenarlı (Knife Edge) bloklar, söz konusu olduğunda oluşacak sonuçları incelemek için kullanmış. Çalışma sonuçlarını birkaç örnek üzerinde değerlendirmiş.

Barrios (1994), çalışmasında pürüzsüz yeryüzü üzerinde dalga yayılımını incelemek için kullanılan parabolik denklem yöntemini farklı yüzey geometrileri için uyarlamış, algoritma içinde gerekli değişiklikleri özet halinde vermiş. Bu yöntem yüzey şekli parabolik denklem yöntemi (TPEM- Terrain Parabolic Equation Model) olarak tanımlanmıştır. Çalışma içinde TPEM ile elde edilen sonuçlar, farklı yöntem ve ölçüm sonuçları ile karşılaştırmalı olarak verilmiş. Mesafeye bağlı kırılma indisi söz konusu olduğunda elektromanyetik dalga yayılımının davranışı TPEM yöntemi ile incelenmiş.

Sevgi (1999), çalışmalarında kullanmış olduğu sayısal teknikleri (FDTD, TLM, PE, MoM) bu kitapta bir araya getirmiş. Çeşitli problemler üzerinde yürüttüğü teorik ve uygulamalı çalışmalar ve hazırlamış olduğu algoritmalar bu kitapta yer alıyor. Kitap içinde yer alan her yönetime uygun senaryonun seçilmesi için dikkat edilmesi gereken hususlar, örnekler üzerinde elde edilen sonuçlar ayrıntıları ile verilmiş.

Akleman ve Sevgi (2000)'nin çalışmalarında frekans domeninde dalga yayılımını inceleyen bir yöntem olan SSPE'nin, zaman domeni yöntemi olan TDWP (Time Domain Wave Propagator) ile karşılaştırması yapılmış. Her iki yöntem detaylı olarak açıklandıktan sonra yer dalga yayılımı problemleri her iki yöntemle de incelenmiş. Yatayda açısız simetri kabul edilerek iki boyutlu uzayda çalışılmış. Kırılma indisinin yükseklikle değişimine bağlı olarak yüzey ve yükseltilmiş oluk oluşumları gözlenmiş.

Tulunay, Akleman, Sevgi, Craig (2000), kırılma indisi değişimlerinin ölçülen sıcaklık, nem ve basınç değerlerinden hesaplaması için yapılan deneyi ve bu değişimlerin dalga yayılımına etkileri SSPE yöntemi de incelenerek verilmiş.

Levy (2000) kitabında, elektromanyetik dalga yayılımının parabolik denklem yöntemi ile incelenmesindeki sonuçlar ya da bu çalışmaların gelişimi değil, aksine sağlıklı (verimli) parabolik denklem modelleri oluşturmak için gerekli olan önemli noktalar üzerinde durmuş. Kitabın genelinde iki boyutlu skaler dalga denkleminde parabolik denklem yöntemine geçiş, parabolik denklem yönteminin Fourier ve sonlu farklar metodu ile çözümü giriş olarak verilmiş. Yıllarca dalga problemleri için tek alternatif çözüm olan ışın ve mod teorilerinin temel prensiplerinden bahsedilmiş. Farklı yüzey geometrileri üzerinde ve farklı karakteristiklere sahip yüzeyler ve ortamlarda

dalga yayılımı detayları ile anlatılmış. Sınır koşulları, kırınım, kırılma, saçılma farklı bölümlerde üzerinde durulan diğer konular. Kitap genelinde konular farklı yayılım senaryoları modellenerek elde edilen grafiklerle verilmiş.

Balanis'in 1989 yılında yayınlan Advanced Engineering Electromagnetics adlı kitabı elektromanyetik konusunda en temel sayılan kaynaklardan birisidir.



3 . MATERYAL VE YÖNTEM

3.1 Elektromanyetik Dalgaların Atmosferde Yayılımı

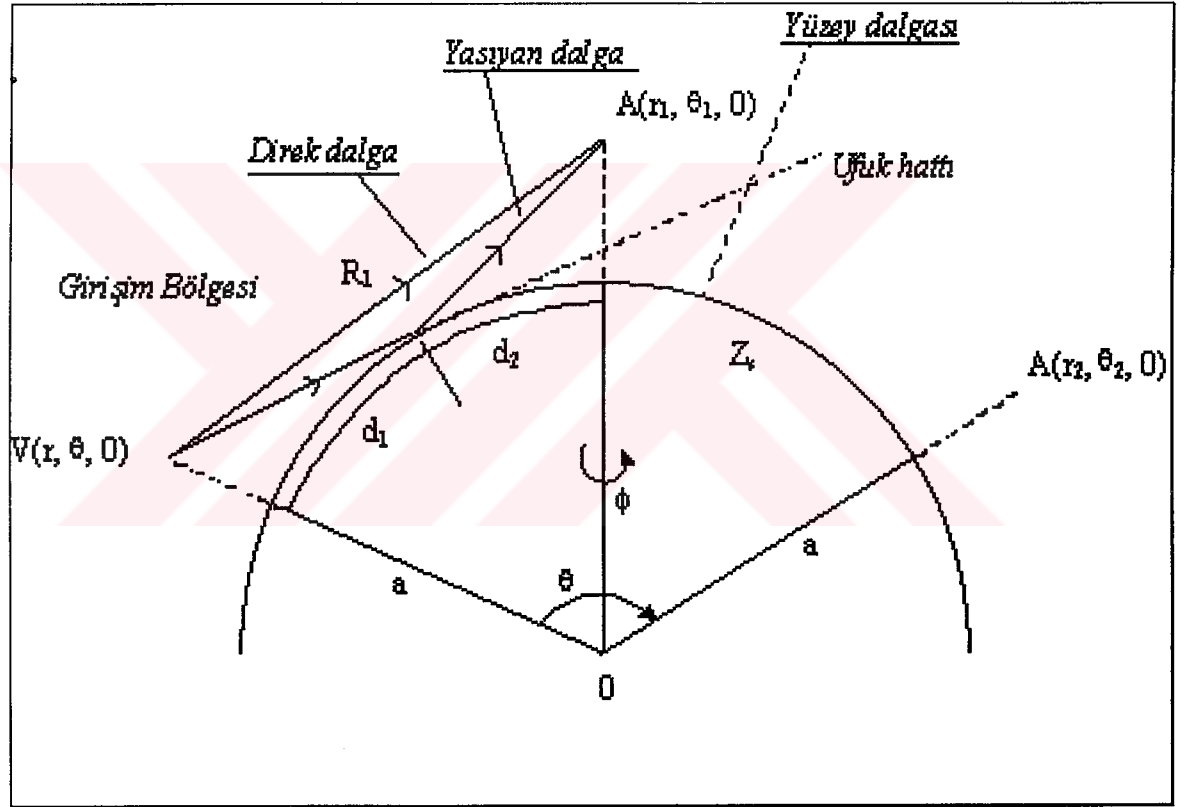
Günümüz sivil ve askeri uygulamalarda kullanılan haberleşme sistemlerinde bilgi taşıyan elektromanyetik işaret, koaksiyel ya da fiber optik kablolarla da taşınabileceği gibi, kablo bağlantısı olmaksızın doğrudan atmosfer içinde de iletilebilmektedir. Telsiz iletişiminin büyük önem kazandığı günümüzde, özellikle atmosferdeki elektromanyetik dalga yayılımının çok iyi anlaşılması gerekmektedir.

Yüzyılı aşan bir süredir ayrıntılı olarak incelenmesine rağmen hala güncelliğini korumakta olan elektromanyetik dalga yayılımı, kullanılan anten tiplerine, çalışma frekanslarına, iletim ortamının geometrik özelliklerine ve ortam parametrelerinin değişimlerine bağlı olarak çok farklı biçimlerde ele alınmak zorundadırlar.

Elektromanyetik dalgaların içinde yayıldığı ortam, yani atmosfer , genelde düzgün kabul edilse bile, gerçekte atmosferik özellikler konuma bağlı olarak farklılıklar göstermektedir. Basınç, yoğunluk, rutubet, sıcaklık değişiklikleri dolayısıyla elektriksel özelliklerinin değişik olması dalgalar üzerinde yansıma, kırılma, dağılma, zayıflatma etkileri meydana getirmektedir. Bunun yanında dalgalar az çok düzgün bir küre yüzeyi gibi düşünülebilen yer yüzeyi yakınında yayılmakta, bazı yerlerde (örneğin deniz) oldukça iyi iletken, bazı yerlerde (örneğin kuru toprak) daha az iletken olabilmekte ve bu durum elektromanyetik dalgalar üzerinde yansıma, saçılma, kırınım ve zayıflama gibi etkilere sebep olmaktadır.

Dünya üzerine düşey yerleştirilmiş bir dipol kaynak tarafından ışınlanan elektromanyetik dalgaların yayılım problemi için en uygun koordinat sistemi küresel koordinatlardır. Bu nedenle problemin çözümüne en genel halde, atmosfer tabakası ile kaplı, yüzeyde empedans koşullarını sağlayan, küresel ve düz bir dünya modeli tanımlayarak başlamak uygun olacaktır (Şekil 3.1).

Burada (r, θ, ϕ) küresel koordinatları, a yeryüzü yarıçapını, $\epsilon_1, \mu_1, \sigma_1$, ve $\epsilon_2, \mu_2, \sigma_2$ sabitleri de sırasıyla $r > a$ ve $r < a$ bölgelerine ait elektriksel, manyetik ve iletkenlik özelliklerine ait parametreleri ifade etmektedir. Gerek yeraltı ($r < a$) ve gerek yerüstü ($r > a$) bölgelerinde $\mu_1 = \mu_2 = \mu_0$ alınmıştır. Her iki bölge bağıl dielektrik sabiti ϵ ve σ -iletkenlik parametreleri ile temsil edilmektedir. Yerüstünde $\epsilon_0 = \epsilon_1$ ($\epsilon_0 = 8.84 \times 10^{-12}$ F/m), $\sigma = 0$, yer altında ise $\epsilon_2 = \epsilon_0 \epsilon_r$ ve $\sigma \neq 0$, $\sigma \neq \infty$ olarak alınmıştır. Yapılan ölçmeler sonucunda örneğin kuru zemin için $\epsilon_r = 4-20$, $\sigma = 0.01-0.001$ [S/m] ve deniz için $\epsilon_r = 70-80$, $\sigma = 4-5$ [S/m] mertebelerinde olduğu saptanmıştır.



Şekil 3.1. Küresel koordinatlarda ortam geometrisi

Dünya yüzeyi üzerindeki ($r=a$ 'daki) iletkenlik özelliği, Z_0 olarak tanımlanan yüzey empedansı ile belirlenirse, bu koşullar altında, $\theta = 0$ ve $r' \geq a$ noktasındaki düşey yerleştirilmiş dipol kaynak H_ϕ , E_r , E_θ alan bileşenlerini uyandırır. Bu alan bileşenlerine ait ifadeler, Maxwell denklemlerinden yola çıkılarak,

$$\frac{1}{r} \left(\frac{\partial(rE_\theta)}{\partial r} - \frac{\partial E_r}{\partial \theta} \right) = ikZ_0 H_\phi \quad (3.1a)$$

$$\frac{Z_0}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial(rH_\phi \sin \theta)}{\partial r} = ikn^2 E_r \quad (3.1b)$$

$$\frac{Z_0}{r \sin \theta} \frac{\partial(rH_\phi \sin \theta)}{\partial r} = ikn^2 E_\theta \quad (3.1c)$$

eşitliklerinden elde edilebilir.

Kaynaksız ve dielektrik sabiti ϵ , konuma göre değişen homojen olmayan bir ortamda Maxwell denklemlerinden manyetik alan (\mathbf{H}) için vektörel dalga denklemi bağıntısı elde edilir ve $\partial/\partial\phi = 0$ kabulü altında skaler dalga denklemi bulunur.

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{1}{\epsilon} \frac{\partial}{\partial r} (rH_\phi) \right] + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial \phi} \left[\frac{1}{\epsilon \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (\sin \theta H_\phi) \right] + \mu \epsilon \omega^2 H_\phi = 0 \quad (3.2)$$

Yeryüzü üzerinde iki sabit nokta arasında işaret, yer ve gök dalgaları olarak ilerlerler. Gök dalgaları atmosferin üst kısımlarını oluşturan iyonosfer tabakasından , yer dalgaları ise atmosferin orta ve alt bölümlerinden , troposferden, etkilenmektedirler.

Gök dalgaları, iyonosfer tabakasından yansiyarak tekrar geri döneceklerinden, bu dalgalar yardımıyla çok uzak mesafelere iletim yapmak mümkündür.

Atmosferin alt tabakalarında ilerleyen yer dalgası ise üç bileşenden oluşmaktadır :

- **Direk Dalga** : Kaynaktan çıkıp doğrudan gözlem noktasına ulaşan dalga bileşeni.
- **Yansıyan dalga** : Kaynaktan çıkıp yerden yansiyarak gözlem noktasına ulaşan dalga bileşeni.
- **Yüzey Dalgası** : Kaynaktan çıkıp yüzeyi yalayarak gözlem noktasına ulaşan dalga bileşeni. Kaynak ve gözlem noktası yere çok yakın veya tamamen zemin üzerinde olduklarında yüzey dalgaları meydana gelir.

Yeryüzünün küreye yakın oluşundan ve yeryüzeyinin elektromanyetik dalgaları zayıflatmasından dolayı yer dalgaları çok uzak mesafelere kadar yayılamazlar.

Yapılan ölçmeler, yeryüzünde $V(r, 0, 0)$ noktasında düşey yerleştirilmiş olan kısa bir dipolün yarattığı elektrik alanın uzaklıkla $1/r$ oranında zayıfladığını ancak küresel geometriden dolayı belli bir uzaklıktan sonra zayıflama oranının arttığını ve $1/r^2$ ile orantılı duruma geldiğini göstermektedir.

Yani Şekil 3.1'de V noktasındaki kaynaktan çıkan elektromanyetik dalgaların belirtilen ufuk hattının üzerindeki gözlem noktalarına kadar (örneğin $A_1(r_1, \theta_1, 0)$ noktası) $1/r$ ile orantılı zayıfladığını, ufuk hattının ötesinde ise (örneğin $A_2(r_2, \theta_2, 0)$ noktası) $1/r^2$ ile orantılı zayıfladığını göstermektedir. Bu olay yer dalga yayılımı (ground wave propagation) bileşenlerine bakılarak açıklanabilir.

Şekil 3.1'den görüleceği gibi ufuk hattına kadar olan bölgede (yani kaynak ve gözlem noktalarının birbirini doğrudan görebildikleri bölgede) yer dalgasının her üç bileşeni de söz konusudur. Bu bölgede alanın uzaklıkla değişimi $1/r$ şeklindedir. Oysa ufuk hattının ötesinde (yani kaynak ve gözlem noktalarının birbirini göremediği bölgede) ise direk ve yansıyan dalga yoktur ve yer dalgasının yalnızca yüzey dalga bileşeni vardır. İşte bu bölgede uzaklıkla alanın zayıflaması $1/r^2$ şeklinde olmaktadır.

Buraya kadar yapılan açıklamalardan da görüldüğü gibi yeryüzünde dalga yayılım problemi atmosferin homojen olmaması, dünyanın elektriksel özelliklerinin, konuma bağlı olarak değişmesi, yüzey pürüzlülüğü ve yüzey geometrisi gibi nedenlerle analitik tam çözümü bulunmayan ve sonuçları ancak sayısal olarak elde edilebilecek, karmaşık bir problemdir. Daha problemin tanımlanması aşamasında ve ardından çözüm için yöntem önerme sırasında kabul edilebilir sınırlar içinde yaklaşıklık yapılmak zorundadır. Yalnızca geometrik optik (ışın teorisi) ve modal açılımlar gibi analitik yaklaşık çözümler mevcuttur. Yarı analitik sayısal bir yöntem olan iki boyutlu (2D) Parabolik Denklem yöntemi, ki HFD ile çözüldüğünde SSPE adını almaktadır, optik ve mod çözümlerine alternatif olarak gündeme gelmiştir.

3.2 Parabolik Denklem Yöntemi

Parabolik denklem (PD) yöntemi, atmosferde elektromanyetik (EM) dalga iletimi problemlerinin incelenmesinde son yıllarda yaygın olarak kullanılan bir yöntemdir. İleri yönde (yansımaz) dalga iletimi problemlerinde Helmholtz dalga denklemi çözümünü çok iyi bir yaklaşıklıkla veren bu metodun en önemli üstünlüğü her türlü ortam parametreleri değişimi için uyarlanabilmesi ve çok kısa bir hesaplama süresi gerektirmesidir (Kuttler ve Dockery, 1991).

İlk olarak 1946 yılının başlarında V.A. FOCK tarafından geliştirilen parabolik denklem yöntemi, yine ortam parametrelerinin düşeyde homojen olmadığı ortamlarda elektromanyetik dalga iletimi probleminin tanımlanmasında LEONTOVICH ve FOCK tarafından uygulanmıştır (Kuttler ve Dockery, 1991).

Akustik parabolik dalga denkleminin sayısal olarak adım adım Fourier algoritması kullanılarak TAPPERT tarafından 1977'de çözülmesi ile karmaşık atmosfer koşullarını içeren problemler için de parabolik denklem yaklaşımı cazip hale gelmiştir (Kuttler ve Dockery, 1991).

VHF'den milimetrik değerlere kadar olan aralıktaki radyo dalgaları, atmosferik kırılmalar (refraction), yeryüzü kırınimleri ve yansımalarla etkilenmektedirler. Dalgaboyuna bağlı olarak geniş bir ilgi aralığı olmasından dolayı, Maxwell denkleminin tam çözümleri sayısal olarak hesaplanamamakta belli yaklaşıklıklar gerektirmektedir. Yıllarca kırılma problemlerinin geometrik optik ve mod çözümleri ile yeryüzü kırınım problemlerinin geometrik çözümleri elde edilmiştir. Parabolik denklem algoritması ile bu etkilerin gözönünde bulundurulması gereken uzun mesafe radyo dalgası iletimi problemleri için hızlı ve doğru nümerik çözümler elde etmek mümkündür (Levy, 2000).

İlk başlarda parabolik denklem metodları, okyanus yada düz zemin üzerinde dalga iletimi için kullanılmış daha sonra farklı yüzey şekilleri için de uyarlanabileceği anlaşılmıştır.

Bu bölümde parabolik denklem algoritması ve HFD çözümü üzerinde durulacak ve farklı yeryüzü şekilleri üzerinde dalga iletimi sayısal çözümlerle verilecektir.

3.2.1 Parabolik Denklem Formuna İndirgeme

Dünya üzerinde elektromanyetik dalga yayılımı küresel koordinatlarda üç boyutlu bir problem olmasına rağmen, dünyanın yataydaki simetri özelliğinden faydalanılarak çözüme doğrudan iki boyutlu ortamda başlanabilir. Uygun dönüşümlerle de küresel koordinatlardan kartezyen koordinatlara kolaylıkla geçilebilir (Özçakıcılar ve Akleman, 2001).

Dalga iletilen ortamın kırılma indisi n , sabit varsayıldığında, k , boşluktaki dalga sayısı olmak üzere, alan bileşeni ψ iki boyutlu (2D) skaler Helmholtz dalga denklemini sağlayacaktır.

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} + k^2 n^2 \psi = 0 \quad (3.3)$$

İki boyutlu (2D) dalga denklemini çözmek için zaman sabiti ($\exp(-i\omega t)$) olmak üzere aksenal yaklaşıklık ve mesafeyle yavaşça değişen ortam koşulları varsayımı ile $u(x, z) = e^{-ikz} \psi(x, z)$ fonksiyonu göz önüne alınmaktadır. Burada x yükseklik, z mesafe değişkenleridir. Skaler dalga fonksiyonunu (3.3)'de yerine koyduğumuzda,

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + 2ik \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + k^2 (n^2 - 1)u = 0 \quad (3.4)$$

eşitliği elde edilecektir. Bu eşitlikte $|\partial_z^2 u| \ll k |\partial_z u|$ yaklaşıklığı altında, U skaler fonksiyonunun mesafeye göre değişiminin çok yavaş olduğu düşünülerek $\partial_z^2 u$ 'lu terimler ihmal edilebilir.

Bu yaklaşığın sonucu geri yansıyan dalgaların etkileri ihmal edilmiş ve yüzeye yakın aksenal dalga iletimi kapsanmış olacaktır (Tappert, 1977 ve Kuttler ve Dockery, 1991). Bunun sonucunda;

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + 2jk_0 \frac{\partial u}{\partial z} + k_0^2(n^2 - 1)u = 0 \quad (3.5)$$

parabolik dalga denklemi elde edilecektir.

Her ne kadar parabolik denklemin çıkarılması sırasında kırılma indisi sabit olarak alındıysa da, gerçekte ilgilenilen problemlerin çoğunda ortam kırılma indisi yükseklik ve/veya mesafe ile değişir. Ancak kırılma indisindeki değişim dalgaboyuna oranla çok yavaş olduğundan çözümde hata yaratmamaktadır (Özçakıcılar ve Akleman, 2001).

3.2.2 Parabolik Dalga Denkleminin SSPE Çözümü

Helmholtz dalga denklemini parabolik forma indirgemek dalga iletimi problemlerinde sayısal çözümler için son derece uygun bir yaklaşımdır. Dalga iletimi problemlerinde doğru sonuçlar elde edebilmek amacıyla, parabolik denklem için çok çeşitli yöntemlerle çözüm yolları geliştirilmiştir. Bunlardan bir tanesi, bu çalışmada da incelenecek olan, *Ayrık Parabolik Denklem (SSPE-Split Step Parabolic Equation)* yöntemidir. *Sonlu Farklar (FD-Finite Difference)* yaklaşımı da yayınlarda sıkça rastlanan bir metoddur.

SSPE, bir Hızlı Fourier Dönüşümü (HFD/FFT-Fast Fourier Transform) tabanlı parabolik denklem çözüm yöntemidir ve ilk olarak HARDIN ve TAPPERT (1973) tarafından tanıtılmış olsa da başlangıçta en iyi referanslar DiNAPOLI ve DEAVONPORT (1977)'a aittir.

Helmholtz dalga denklemi bir sınır değer problemidir. İlgilenilen ortamda doğal ya da yapay sınırlarda dalga davranışını belirli sınır koşulları ile belirlemekte, çözümün varlığını ve tekliğini sağlamaktadır. Oysa (3.5) ile verilen parabolik formdaki dalga denklemini sağlayan dalga iletimi problemi bir başlangıç sınır değer problemidir. Örneğin, ilgilenilen iki boyutlu (x,z) ortamında belli bir uzaklıktaki $(z=z_0)$ skaler dalga

fonksiyonu $u(x, z_0)$ biliniyorsa, bu profil herhangi bir z uzaklığına ötelenebilir (Ercan, 1995).

Standart formdaki parabolik denklem, SSPE algoritmasını oluşturan Fourier dönüşümü yardımıyla kolayca çözülebilir. Eğer x , enine koordinat ekseninden, k_x enine dalga sayısı domenine , geçip bu işlem (3.6) ile tanımlanırsa

$$\tilde{u}(z, k_x) = \text{HFD}[u(x, z)] = \int_{-\infty}^{\infty} u(z, x) e^{-ik_x x} dx \quad (3.6)$$

Bu durumda (3.5) denklemi

$$-k_x^2 \tilde{u} + 2jk_0 \frac{\partial \tilde{u}}{\partial z} + k_0^2 (n^2 - 1) \tilde{u} = 0 \quad (3.7)$$

şeklini alır. (3.6) ifadesinde kullanılan HFD tanımı Hızlı Fourier Dönüşümünü tanımlamaktadır. Bu birinci dereceden diferansiyel denklemin çözümü

$$\tilde{u}(z, k_x) = \tilde{u}(z_0, k_x) \exp\left[-(k_0^2 (n^2 - 1) - k_x^2)(z_1 - z_0)/2jk_0\right] \quad (3.8)$$

olarak bulunur.(3.8) eşitliğine ters Fourier dönüşümü uygulandıktan sonra SSPE denklemi

$$u(x, z) = \exp\left[j \frac{k_0}{2} (n^2 - 1) \Delta z\right] \text{HFD}^{-1} \left[\exp\left[-j \frac{k_x^2 \Delta z}{2k_0}\right] \text{HFD}\{u(z_0, x)\} \right] \quad (3.9)$$

olarak elde edilir. Buradaki $\Delta z = z - z_0$, k_x , ve HFD^{-1} kısaltmaları sırasıyla mesafe adım büyüklüğünü, enine dalga sayısı ve ters hızlı Fourier dönüşümünü ifade etmektedir.

PD bir başlangıç değer problemi iken Helmholtz denklemi bir sınır değer problemi olduğundan, sınır koşullarının sağlanması için bazı önlemler alınması gerekmektedir (Bkz. Böl. 3.2.3). PD algoritmasına başlangıç alan ifadesi $u(z_0, x)$ verilerek kırılma indisi profili $n(x, z)$ tanımlanmış bir ortam boyunca ilerletilerek bir

K. İNCEKAYA
K. İNCEKAYA

sonraki adımdaki $u(z_0+dz, x)$ alan profili elde edilir. x ve k_x domenleri arasındaki düzenli HFD ve HFD^{-1} dönüşümleri ile istenen herhangi bir mesafedeki alan profilleri elde edilebilir. Bu örnekleme sırasında örtüşme olmaması için örnekleme adımları Nyquist teoremine göre seçilir (Bkz. Böl.3.2.4). İki boyutlu (2D) kartezyen koordinatlarda yeryüzünün eğriselliği kırılma indisinin düzenlenmesi ile PD algoritmasına katılabilir (Bkz. Böl.3.2.5).

Kısaca SSPE algoritması şöyle özetlenebilir:

- Bir z_0 başlangıç mesafesindeki $U(x_i, z_0)$ başlangıç dalga profili verilir. Burada x_i ($i=1,2,3,\dots,L$) örneklenmiş yükseklik koordinatları, L ise örnekleme miktarıdır.
- Önce HFD ile $U(x_i, z_0)$ başlangıç profilinin ayrık Fourier dönüşümü alınır ve x yükseklik domeninden k_x dalga sayısı domenine geçilir. Dalga sayısını içeren bir katsayısı ile çarpılan işaretin ters Fourier dönüşümü alınarak ortam kırılma indisini içeren başka bir katsayı ile çarpılır.
- Bu işlem sonucunda $\Delta z=z-z_0$ mesafesindeki $U(x_i, z)$ dalga profili (2.5) denkleminde başlangıç profili olarak konup bir adım daha ilerletilir. Bu işlemler z_{son} mesafesine ulaşmaya kadar tekrarlanır.

3.2.3 Sınır Koşullarının Eklenmesi

Elektromanyetik dalga iletimi problemlerinde, iletim ortamı genelde enine yeryüzeyi ile sınırlı, yarı-açık, boyuna ise her iki yönde de sonsuza giden bir bölgeyi kapsamaktadır. Parabolik denklem yöntemi, bir başlangıç değer problemi olup geri yansımaların olmadığı ya da ihmal edilebilir ölçüde olduğu tek yönde dalga iletimi problemlerine uygulanmaktadır.

Parabolik denklem yöntemi, bir başlangıç değer problemi iken Helmholtz denklemi ise bir sınır değer problemidir. Bu nedenle sınır koşullarının sağlanması açısından bazı önlemlerin alınması gerekmektedir (Sevgi, 1999).

Daha önce de bahsedildiği gibi küresel dünya üzerinde dalga iletimi problemleri için küresel koordinatlar en uygun seçim olmasına rağmen yatayda açısız simetri söz konusu olduğundan x , enine ve z , boyuna olmak üzere iki boyutlu kartezyen

koordinatlara indirgenebilmektedir. Bu durumda yeryüzeyinin $x=0$ 'da bir sınır koşulu gösterdiği düşünülür. Bunlar

$$U(x,z)|_{x=0} = 0 \quad \text{Dirichlet S.K.} \quad (3.10a)$$

$$\frac{\partial U(x,z)}{\partial x} \Big|_{x=0} = 0 \quad \text{Neumann S.K.} \quad (3.10b)$$

$$\frac{\partial U(x,z)}{\partial x} \Big|_{x=0} + \alpha U(x,z)|_{x=0} = 0 \quad \text{Empedans S.K.} \quad (3.10c)$$

olarak sıralanır.

Düşeyde ortam $x \rightarrow \infty$ 'a açıldığından ,

$$\begin{aligned} U(x,z)|_{x \rightarrow \infty} &\rightarrow 0 \\ U(x,z)|_{z \rightarrow \mp \infty} &\rightarrow 0 \end{aligned} \quad (3.10d)$$

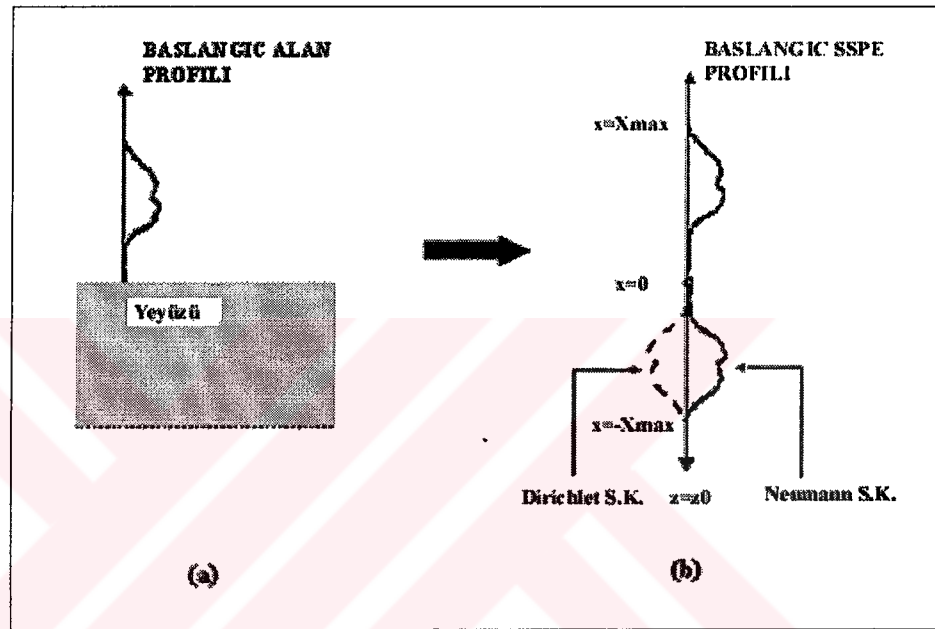
Radyasyon koşulunun sağlanması gerekmektedir.

Parabolik denklem uygulamalarında belirli bir z_0 ,başlangıç mesafesinde $[0-X_{\max}]$ arasındaki ilk alan profili modellenerek işe başlanır. Alanın yüzeyde keskin bir biçimde sınırlanması, ayrık Fourier dönüşümünde örtüşme ve spektral sızıntı sorunlarına neden olacaktır. Bu sorunu ortadan kaldırmak Dirichlet ve Neumann sınır koşulları söz konusu olduğunda oldukça kolaydır. Yüksek frekanslarda yeryüzünü mükemmel iletken olarak kabul etmek mümkündür. Bu durumda, uyarma polarizasyonuna bağlı olarak sağlanması gereken sınır koşulu, düşey polarizasyon söz konusu olduğunda Neumann tipi, yatay polarizasyon söz konusu olduğundan ise Dirichlet tipi olacaktır.

Ayrık Fourier dönüşümünün neden olacağı sorunları da ortadan kaldırmak amacıyla $[0 - X_{\max}]$ arasında N noktada verilen ilk alan profili (Şekil 3.2a) , $[-X_{\max} - X_{\max}]$ bölgesinde $x=0$ 'a göre Dirichlet tipi sınır koşulu için tek, Neumann tipi sınır koşulu için çift simetrik olarak ötelenir. (Şekil. 3.2b). Böylece ilk alan dağılımı $[-X_{\max} - X_{\max}]$ arasında $x=0$ 'da yüzey gözönüne alınmadan $2N$ noktada işleme konulur.



Düseyde alan sonsuza açılmaktadır. Eğer belli bir yükseklikten sonra alan ortamın fiziksel özellikleri nedeniyle söntüyorsa $x = X_{\max}$ 'taki radyasyon koşulunu sağlamak kolaydır. Ancak ortam, dalgaları hesaplama uzayının üstlerine yayacak şekildeyse (örneğin yer dalgası dünyanın eğrisellik özelliğinin de katıldığı standart atmosfer içinde ilerliyorsa) yüksekliğin sınırlı olması nedeniyle oluşan istenmeyen yansımaları önlemek gerekir. Bunun için hesaplama uzayının üst bölgeleri işareti yutucu bir tabaka ile kaplanmalıdır.



Şekil 3.2 (a) Düseyde $x=0$ 'dan $x=X_{\max}$ 'a yatayda $z \rightarrow -\infty$ 'dan $z \rightarrow \infty$ 'a uzanan iki boyutlu yayılım uzayı. **(b)** SSPE algoritmasının $z=z_0$ 'daki başlangıç alan genlik profili. Dirichlet veya Neumann sınır koşulları yüzeyde alan profili tek yada çift simetrik yapılarak sağlanmıştır. $z=z_0$ 'daki başlangıç alan profili $u(x, z_0)$ (Akleman, yayınlanmamış)

3.2.4 Spektral Kullanım

Parabolik denklem yöntemi, (3.9) denkleminden de anlaşıldığı gibi Fourier dönüşümüne dayanan bir yöntemdir. Bu nedenle konunun daha iyi anlaşılması açısından bu bölümde Fourier dönüşümü ve kriterleri üzerinde durulması uygun görülmüştür.

Fourier analizi, haberleşme düzenleri söz konusu olduğunda zaman-frekans ilişkisini araştırırken, dalga yayılımı problemlerinde konum-dalga sayısı ilişkisi ile

ilgilenmektedir. Burada geneli bozmaması açısından inceleme zaman-frekans ilişkisi üzerinde verilmiştir. Aynı inceleme zaman yerine konum, frekans yerine dalga sayısı konarak dalga yayılımı problemlerinde kolayca genişletilebilir.

Periyodik olmayan sonsuz uzun fonksiyonların Fourier dizileri için (3.11) ile verilen Fourier dönüşüm çiftleri elde edilir.

$$X(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} x(t)e^{-j\omega t} dt \quad (3.11a)$$

$$x(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} X(\omega)e^{j\omega t} d\omega \quad (3.11b)$$

Zamanda sürekli bir fonksiyonun bilgisayar yardımı ile Fourier dönüşümünün alınması için fonksiyonun öncelikle sayısallaştırılması yani örneklenmesi gerekmektedir.

Sonlu bir T süresince sıfırdan farklı bir $x_T(t)$ işareti ele alınsın. Bu T toplam süresince Δt aralıklarla N noktada örneklendiği

$$x_T(t) \rightarrow x_n = x_T(nT) \quad n=0,1,2,3,\dots,(N-1) \quad (3.12)$$

varsayıldığında ayrık Fourier ve ters Fourier çifti

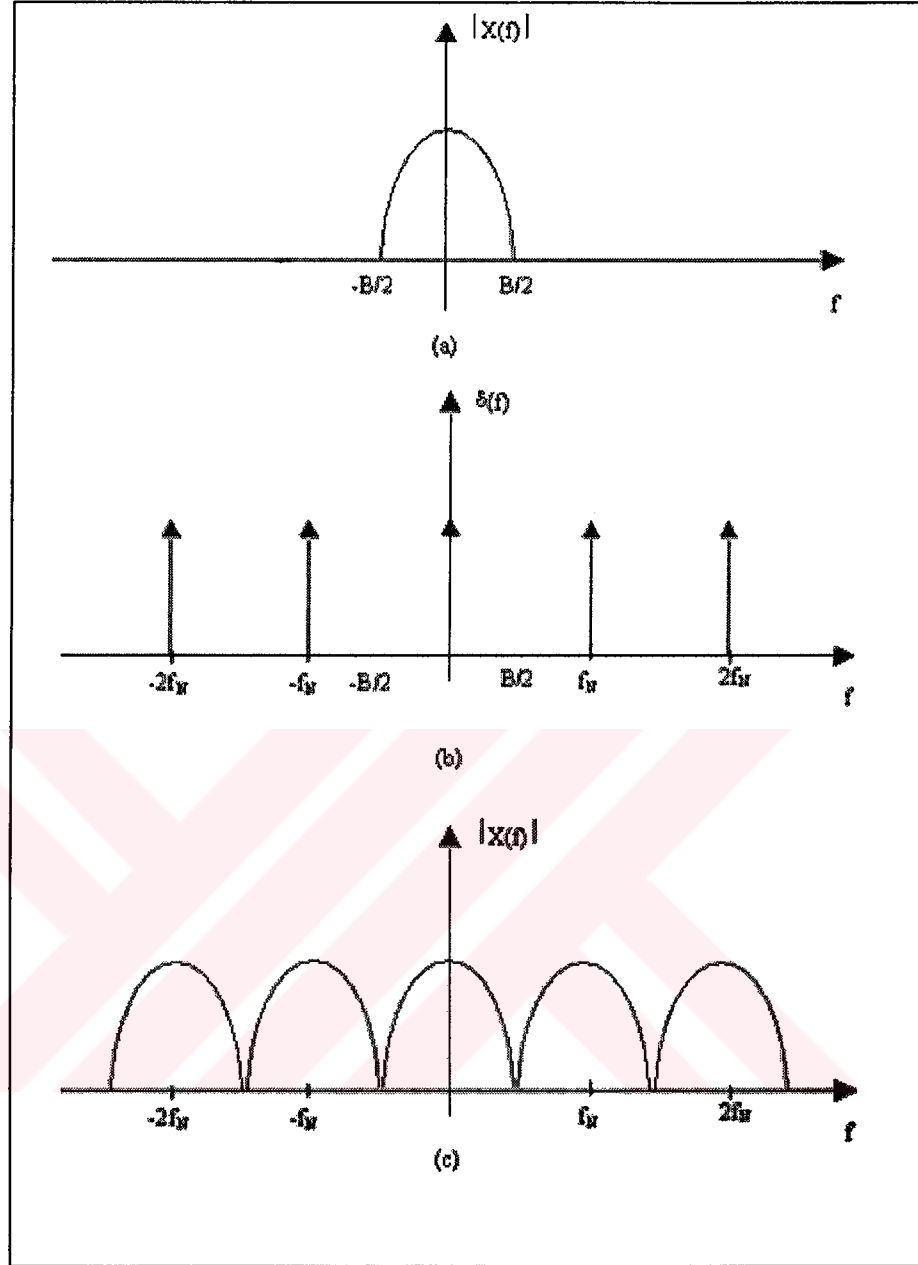
$$X(k) = \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N-1} x_n e^{-j2\pi k \Delta^n \Delta t} \quad (3.13a)$$

$$x_n = \sum_{k=0}^{N-1} X_k e^{j2\pi k \Delta^n \Delta t} \quad (3.13b)$$

olarak tanımlanır. Buradaki X_k örnekleri, frekans domeninde, f_M işaretin en büyük frekans bileşeni olmak üzere

$$\Delta t = \frac{1}{2f_M} \quad \Delta f = \frac{1}{T} \quad (3.14)$$

$(-f_M, f_M)$ frekans aralığında Δf aralıklarla sıralanan örnekler olacaktır.



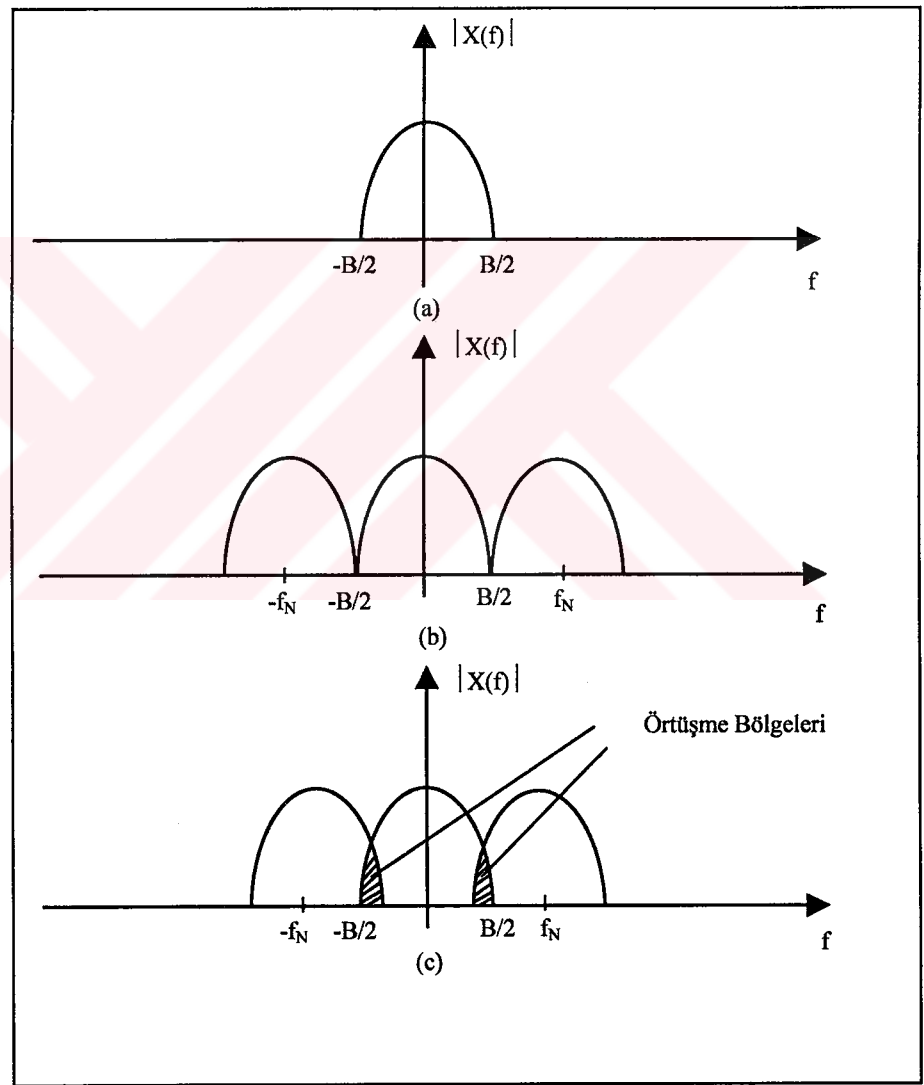
Şekil 3.3 B bant genişliğine sahip bir x_T işareti ile dürtü katarına frekans domeninde katlama işlemi uygulanması sonunda elde edilen spektrumlar. (Kayran, 1990)

(3.14)'den de görüleceği gibi işaretin zaman domeninde örnekleme sıklığı (Δt) ayrık Fourier dönüşümü sonucunda kapsanacak en yüksek frekansı (f_M), toplam gözlem süresi (T) ise, frekans domeninde çözünürlüğü (Δf) belirleyecektir.

Belli bir B bant genişliğine sahip bir işaretin zaman domeninde örneklenmesi aslında işaretin Δt aralıklı bir dürtü katarı ile çarpılmasına karşılık gelmektedir.

$$x_n = \sum_{n=0}^{N-1} x_T(t) \delta(t - n\Delta t) \quad (3.15)$$

Fourier dönüşümünde hatırlanması gereken bir konu zaman domeninde çarpma işleminin frekans domeninde katlama işlemine karşılık geldiğidir Zaman domeninde Δt aralıklı dürtü katarının Fourier dönüşümü yine $f_N = 1/\Delta T$ frekans aralıklı bir dürtü katarıdır. Bu durumda B bant genişliğine sahip bir x_T işareti ile dürtü katarına frekans domeninde katlama işlemi uygulandığında örnekleme aralığına bağlı olarak şekil 3.2'deki spektrumlar oluşacaktır.



Şekil 3.4 Sürekli ve örneklenmiş işaret spektrumları (Kayran, 1990)

Görüldüğü gibi zamanda işareti örnekleme frekans domeninde işareti sürekli yapmak demektir (Sevgi,1999). Yani frekans domeninde yan yana bir çok B bantlı işaret söz konusu olacaktır. Bu bantların içiçe geçmesi durumunda örtüşme (alisiang) meydana gelecektir (Şekil 3.4).

Örnekleme durumunda örtüşme olması, bilgi taşıyan işaretin karışmasına ve dolayısıyla taşıdığı bilgilerin kaybolmasına neden olacaktır. Bu olayın meydana gelmemesi için örnekleme adımlarının uygun seçilmesi gerekmektedir. Şekilden de görüldüğü gibi örnekleme sonucu işaret f_N aralıklarla periyodik olarak tekrarlanacaktır. Eğer f_N örnekleme frekansı işaretin en yüksek frekansı olan $B/2$ 'nin iki katından büyük ya da eşit olursa spektrumlar birbirinden ayrı olacak (Şekil 3.4a), aksi durumda ise Şekil 3.4b'deki gibi örtüşme meydana gelecektir. Seçilen bu örnekleme frekansı *Nyquist frekansı*, $f_N \geq B$ koşulu da *Nyquist kriteri* olarak tanımlanmaktadır.

3.2.5 Kırılma İndisinin Elektromanyetik (EM) Dalga Yayılımına Etkisi

Troposferde yayılan elektromanyetik (EM) dalgalar, kırılma indisinin değişimine bağlı olarak kırılırlar ve saçılırlar. Bilindiği üzere, sabit kırılma indisli bir ortamdaki düzlemsel dalgaya ait elektromanyetik alanın ifadesi, r konum ve t zaman değişkenleri olmak üzere

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = E_0 \exp\left\{i(nk_0 \vec{r} - \omega t)\right\} \quad (3.16)$$

olarak verilebilir. Burada $\omega = 2\pi f$ açısal hız ve k_0 boşluk dalga sayısıdır ($k_0 = 2\pi/\lambda$).

Gerçekte troposferde kırılma indisi sabit değildir. Bu durumda

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = E_0 \exp\left\{i(n(\vec{r})k_0 \vec{r} - \omega t)\right\} \quad (3.17)$$

yazmak doğru olacaktır. Görüldüğü gibi $\vec{E}(\vec{r}, t)$ konuma bağlı olarak değişecektir. $n(\vec{r})$ 'nin değeri ve nasıl değiştiği elektromanyetik dalgaların troposferde yayılımını anlamak için önemli bir unsurdur.

Gerçekte, yeryüzeyinin üstünde kırılma indisi hem yükseklikle hem de mesafe ile değişmektedir. Ancak yükseklikle değişim daha baskın ve mesafe ile değişim daha yavaş olduğundan yayılım problemlerinde boyuna kırılma indisi profili ile ilgilenilmektedir (Levy, 2000).

Dielektrik sabiti veya bunun kareköküne eşit kırılma indisi, havanın meteorolojik durumuna bağlıdır ve değeri,

$$n = 1 + \frac{79 \times 10^{-6}}{T} \left(p - e + \frac{4800e}{T} \right) \quad (3.18)$$

eşitliği ile hesaplanmaktadır. Bu ifadede yer alan p : basınç (milibar), e : su buharının kısmi basıncı (milibar), T : mutlak sıcaklık (K°) değerlerine karşılık gelmektedir. Ortalama olarak p basıncı, T sıcaklığı ve e buhar basıncı yükseklikle düzgün olarak azalmaktadır. Bu değişimler yaklaşık olarak

p basıncı 11 m'de 1,3 mbar

T sıcaklığı 200 m'de 1 K°

e buhar basıncı 300 m'de 1 mbar

olarak bilinmektedir. Bu değişim standart atmosferi tanımlamaktadır ve kırılma indisinin yükseklikle $dn_0/dx = -40.10^{-6} \text{ km}^{-1}$ oranıyla değiştiğini göstermektedir.

Elektromanyetik dalga iletimi problemlerinde yeryüzü eğriselliğini işin içine katarak veren kırılma indisi profili ile eşdeğer düzlem yapıdaki aynı profil arasındaki fark değiştirilmiş kırılma indisi profili olarak adlandırılmaktadır.

$$N(x) = n_0(x) + \frac{x}{a} \quad (3.19)$$

$$N(x) = n_0(x) + 157 \times 10^{-6} x$$

Normal ve değiştirilmiş kırılma indisleri karşılaştırıldığında normal değişimin yükseklikle azaldığı buna karşı değiştirilmiş indisin yükseklikle arttığı görölmektedir (Şekil 3.5). Standart atmosfer koşulunu sağlayan düzlem yapıdaki yeryüzü modeli için kırılma indisi eğimi

$$\frac{\partial n_0(x)}{\partial x} = -40 \times 10^{-6} \text{ km}^{-1} \quad (3.20)$$

değerindedir ve yükseklikle azaldığından elektromanyetik dalgalar yeryüzüne doğru büköleceklerdir.

Yeryüzü eğriselliğini de içeren değiştirilmiş kırılma indisinin eğiminin

$$\frac{\partial N}{\partial x} = \frac{\partial n_0(x)}{\partial x} + \frac{1}{a} = 117 \times 10^{-6} \text{ km}^{-1} \quad (3.21)$$

olduğu görölmektedir. Yükseklikle artan eğim elektromanyetik dalgaların yeryüzeyinden yukarı doğru büköleceğini göstermektedir.

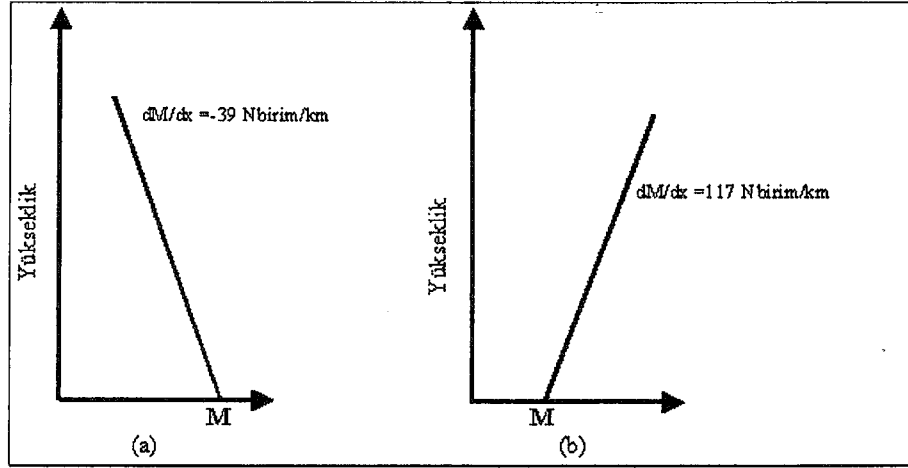
Kartezyen koordinatlarda, hem yeryüzü eğriselliğini hem de standart atmosfer koşulunu bir kerede kırılma indisine 3.22 ifadesini kullanarak katmak mümkündür.

$$N = n_0 + \frac{x}{a_e} \quad (3.22)$$

Buradaki n_0 standart atmosfer kırılma indisi değerini, $a_e = 4a/3 = 8504 \text{ km}$ ise dünyanın etkin yarıçapını tanımlamaktadır. Bu durumda kırılma indisinin eğimi direk

$$\frac{\partial N}{\partial x} = \frac{1}{a_e} = 117 \times 10^{-6} \text{ km}^{-1} \quad (3.23)$$

olarak bulunacaktır.



Şekil 3.5. (a) Kırılma indisi modülünün yükseklikle değişimi (Düz Dünya Modeli).
 (b) Değiştirilmiş kırılma indisi modülünün yükseklikle değişimi

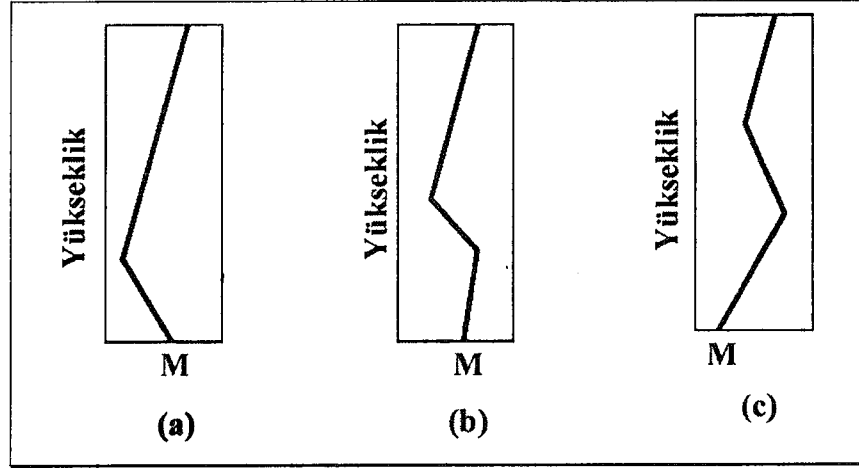
Değiştirilmiş kırılma indisinin değeri, birim değere çok yakın olduğundan bunu yerine değiştirilmiş kırılma indisi modülü ile çalışmak tercih edilmektedir.

$$M = (N-1) \cdot 10^6 \quad (3.24)$$

Değiştirilmiş kırılma indisi modülü (M) boyutsuzdur ancak uyum açısından “N birim” olarak ölçülür.

Daha önce de bahsedildiği gibi, atmosfer özellikle yere yakın bölgelerde her zaman standart olmaz. M yine sürekli olarak artar fakat eğimi standart halden farklı olarak standart altı veya üstü atmosfere karşı düşer. Bazı durumlarda M'nin eğimi belirli bir yükseklik boyunca negatif olabilir (Şekil 3.6). Bu duruma *oluk olayı* denir. Yeryüzünün yakınında yada yerden yüksekte olabilir. Bu bölgede dalgalar sanki bir transmisyon borusu içine hapsedilmiş gibi yayılırlar. dM/dx değeri negatif olacağından dalgalar yere doğru büküleceklerdir. Böylece yere çarpıp dönen dalgalar bu tabaka içerisinde tuzaklanarak çok uzak mesafelere kadar gidebilirler. Bu durum yüksekte herhangi bir tabakada oluşuyorsa bu duruma da *yüksek oluk olayı* denir. Bu konu ile ilgili örnekler *Araştırma Sonuçları* kısmında detaylı olarak incelenecektir (Böl. 4).

TRC PAZARLAMA VE YATIRIM MENKUL DEĞERLER A.Ş.
 BULGURCUKÜLTÜR MAHALLESİ
 KATILIM MENKUL DEĞERLERİ
 KURUMU



Şekil 3.6. Bilineer ve trilineer değiştirilmiş kırılma indisi profilleri (a) yüzeydeki , (b) ve (c) yükseltilmiş seviyedeki oluk bölgeleri (Levy, 2000)

3.2.6. Klasik SSPE Kodu :

Klasik SSPE algoritması, ana program olarak birkaç satırdan oluşmaktadır. Kısaca özetlemek gerekirse, başlangıçtaki düşey alan profilinin HFD alt programına uygulanıp dalga sayısı domenindeki değeri elde edilir, sonuç dalga sayısını içeren üstel bir katsayı ile çarpılarak ters HFD uygulanıp, kırılma indisini içeren üstel bir katsayı ile çarpılır. Bu bölümde, FORTRAN programlama dilinde yazılmış SSPE koduna açıklamalarıyla değinilmektedir.

İlk olarak başlangıç giriş değerleri okunur .

```

WRITE (*,*) 'BAŞLANGIÇ MESAFESİ, Z1=? (km)'
READ (*,*) Z1
WRITE (*,*) 'SON MESAFE, Z2=? (km)'
READ (*,*) Z2
WRITE (*,*) 'KAYNAK YÜKSEKLİĞİ=? (m)'
READ (*,*) X_KAY
WRITE (*,*) 'GÖZLEM YÜKSEKLİĞİ=? (m)'
READ (*,*) X_GÖZ
WRITE (*,*) 'DEMET GENİŞLİĞİ=?'
READ (*,*) BW

```

Daha sonra enine ayırık dalga sayısı ($p=k_x$) değerleri hesaplanır. Burada N, HFD boyutu, DELX ise yükseklik adım aralıklarını ifade etmektedir.

```
DO L=1,N
  KX(L)=-1/(2*DELX)+(L-1)/(N*DELX)
END DO
```

Bu örnek algoritmada, düşey kaynak profili (anten paterni) GAUSS fonksiyonu olarak seçilmiştir. Normalize GAUSS anten paterni

$$f(p) = e^{-p^2 w^2 / 4}, w = \frac{\sqrt{2 \ln 2}}{k_0 \sin(BW/2)} \quad (3.25)$$

Burada BW, 3dB demet genişliğine, k_0 ise boşluk dalga sayısına karşılık gelmektedir. $z=0$ 'daki anten paterni, enine dalga sayısı domeninde yüzeydeki Dirichlet koşulunu sağlayacak şekilde $f(p)$ fonksiyonunun $x=0$ 'a göre tek simetriği alınarak elde edilir.

$$Q(p) = f(p)e^{-jpx_0} - f(-p)e^{-jpx_0}$$

Bu durum SSPE algoritmasında

```
IF (L.GT.N/2) THEN
  CFIELD (L) = EXP (- (2*PI*KX(L)*W/2)**2)*EXP(-J*KX(L)*X_KAY)
ELSE
  CFIELD (L) = -EXP(- (2*PI*KX(N-L+1)*W/2)**2)*EXP(-J * KX(L)
*X_KAY)
ENDIF
```

olarak belirtilmektedir.

Herhangi bir enine ve/veya boyuna kırılma indisi profili SSPE algoritmasına ilave edilebilmektedir. Buradaki tanımlama için, yükseklikle lineer azalan kırılma indisi profili alınmıştır.

```

DO L = 1,N
IF(X (L) . GE . 0.0) THEN
      REFR (L) = 1.00060009 + A0*X (L)
ELSE
      REFR (L) = 1.00060009 - A0*X (L)
ENDIF
END DO

```

Buradaki $X(L)$ ve $REFR(L)$ ifadeleri sırasıyla yükseklik ve kırılma indisi dizilerine karşılık gelmektedir. $A0$ çarpanı kırılma indisinin yüksekliğe bağlı eğimini vermektedir. Eğer kırılma indisi mesafeye de bağlı ise bu durumda bu tanım her mesafe adımı için yeniden düzenlenmelidir.

Enine dalgasayısı (*p-uzayı*) kompleks çarpanı

```

DO L=1,N
      CP_UZAY(L) = CEXP(-J*DELZ*(KX (L)*2*PI)**2/(2*K0))
END DO

```

döngüsü ile elde edilirken, her yükseklik adımına ait x-uzayı kompleks çarpanını hesaplamak için ise

```

DO L=1,N
      CX_UZAY = CEXP(J*DELZ*K0*(REFR (L)-1)/2)/N
END DO

```

döngüsü kullanılacaktır.

HFD ve ters HFD hesaplamaları için aynı alt program kullanılmaktadır. HFD uygulaması için $Flag = 1$ ve ters HFD uygulaması için $Flag = 0$ olarak verilmelidir. Ana akışı aşağıdaki gibi yazılabilir

```

DO Z = Z1, Z2, DELZ
      CALL FFT (CFIELD, N . 1)           ! HFD uygula
      DO L = 1, N
            CFIELD (L) = CFIELD (L)*CP_UZAY (L)

```

```

      END DO
      CALL FFT (CFIELD, N , 0)                ! Ters HFD uygula
      DO L = 1, N
          CFIELD (L) = CFIELD (L)*CX_UZAY (L)
      END DO
  END DO

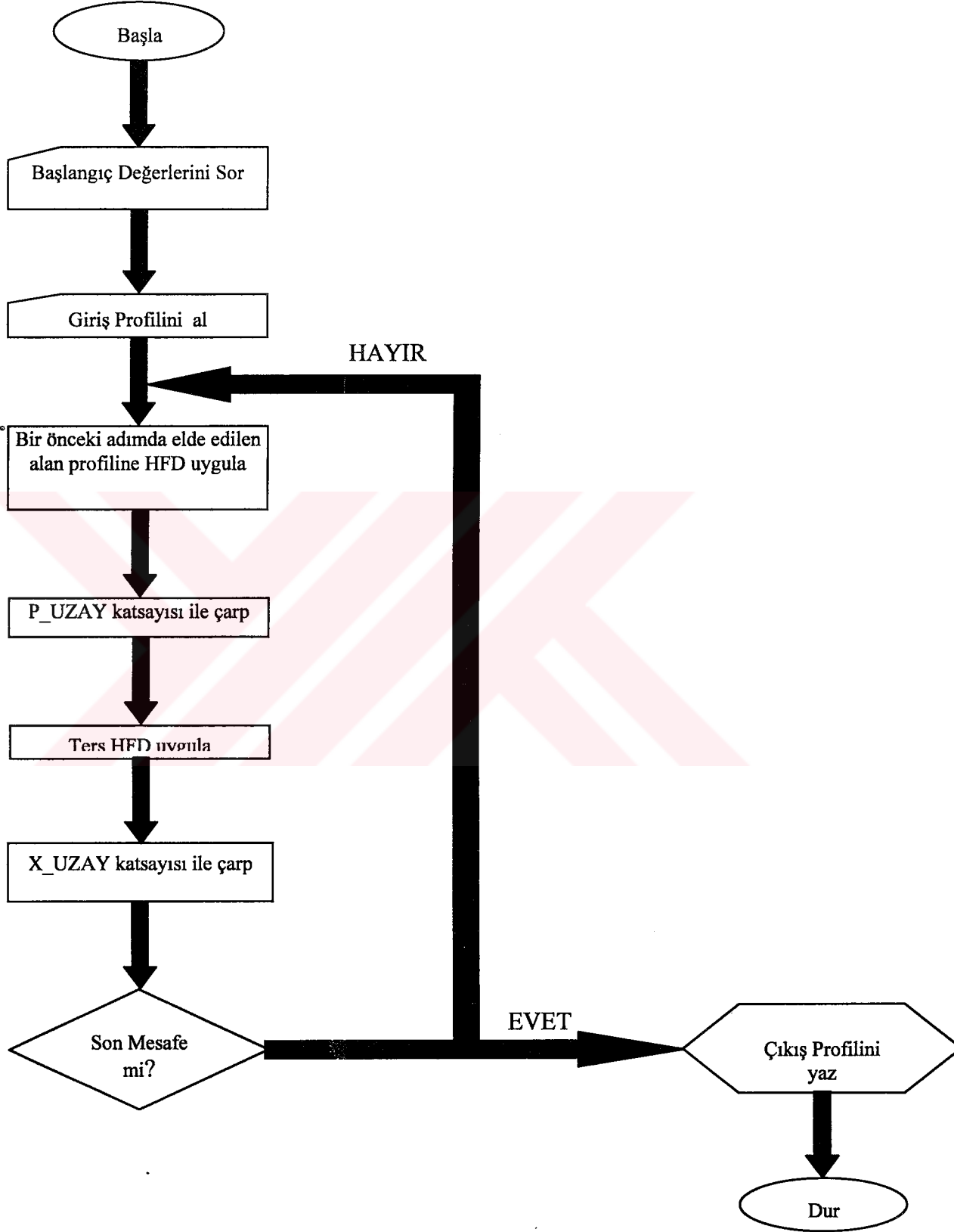
```

Yukarıda kısa bir özeti verilen ve bu çalışmada kullanılan SSPE algoritmasının en genel akış şeması şekil 3.7’de yer almaktadır. Bu algoritmaya bölüm 3.3’de anlatılan yüzey şekli yükselti değişimlerinin elektromanyetik dalga yayılımına etkisi ya da oluk olaylarının oluşumunun incelenmesi istendiğinde algoritma içinde düzenlemeler yapılması gerekmektedir. Burada sadece yükselti etkilerinin ilavesi için gerekli olan döngü verilmektedir.

```

      DSLOPE=(HFUNC(LLZ+2)-HFUNC(LLZ+1)-HFUNC(LLZ)+
      HFUNC(LLZ-1))/(2*DELZ**2)           ! Yükselti Fonksiyonun
      İkinci Türevi
      XMAX2=XMAX-HFUNC(LLZ-1)             ! Yeni yükseklik
      DELX2(LLZ)=2*XMAX2/(N-1)           ! Yeni yüksekliğe göre DELX
      (örnekleme aralığı)
      DO L=1,N
          KX (L)=-1/(2*DELX2(LLZ))+L-1)/(N*DELX2(LLZ))   ! Yeni
      yükseliğe göre enine ayırık dalga sayısı değerleri
          XN(L)=XMAX2-(N-L)*DELX2(LLZ)   ! Yeni yüksekliğe göre
      yükseklik dizisi
      END DO

```



Şekil 3.7. Ana SSPE algoritmasına ait akış şeması

3.2.7 SSPE algoritmasının analitik tam çözümle karşılaştırılması

Elektromanyetik problemlerin SSPE ile çözümü, geri yansımaların olmadığı ve parabolik yaklaşıklığın uygulanabildiği durumlarda oldukça doğru sonuçlar veren bir tekniktir. Parabolik yaklaşıklık, hemen hemen yatay dalga iletimi söz konusu olduğunda uygulanabilmektedir. Diğer bir deyişle, skaler fonksiyon $u(x,z)$ mesafeyle yavaş bir değişim göstermelidir. Ayrıca kırılma indisi de $n(x,z)$ enine (x 'e bağlı) ve boyuna (z 'e bağlı) düzgün değişimler gösterebilmektedir. Parabolik yaklaşıklık hesaplamaların tam doğruluğunu etkileyebilmektedir. Bu nedenle analitik tam çözümü bulunan bir problem ele alınarak hata analizi yapılması gerekmektedir.

SSPE algoritmasının doğruluğunu göstermek amacıyla, düz yeryüzü üzerinde ve homojen olmayan atmosferde dalga iletimi problemi ele alınmaktadır. Eğer atmosferin kırılma indisi yükseklikle azalıyor ve boyuna değişim göstermiyorsa, bu problemin sayısal olarak hesaplanabilen analitik tam çözümü mevcuttur. Kırılma indisi

$$n^2(x) = 1 - a_0 x \quad (3.26)$$

olarak tanımlanabilmektedir. Buradaki a_0 pozitif bir katsayıdır. Homojen olmayan böyle bir ortamda skaler fonksiyon $U(x,z)$, dalga denklemini (3.27)

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} + k_0^2 n^2(x) U = 0 \quad (3.27)$$

sağlamaktadır. (3.27) eşitliği ile verilen dalga denkleminin var ve tek olan çözümünü bulabilmek için gerekli olan sınır koşulları en genel anlamda aşağıdaki gibidir.

$$\left. \frac{\partial U}{\partial x} \right|_{x=0} + \gamma U(x=0) = 0 \quad (3.28)$$

Bu koşul Cauchy (empedans) koşulu olarak adlandırılmaktadır. Burada γ , ϵ_s dünyanın dielektrik sabitine, σ dünyanın iletkenliğine ve ϵ_0 boşluğun dielektrik sabitine

normalize empedans sabitidir. Empedans sınır koşulunun yanında radyasyon sınır koşulu da sağlanmalıdır.

$$\begin{aligned} U(x, z)|_{x \rightarrow \infty} &\rightarrow 0 \\ U(x, z)|_{z \rightarrow \mp \infty} &\rightarrow 0 \end{aligned} \quad (3.29)$$

Ayrıca empedans koşulunun özel halleri olan $\gamma = 0$ durumunda Neumann tipi, $\gamma \rightarrow \infty$ durumunda ise Dirichlet tipi sınır koşulu söz konusudur.

$$\left. \frac{\partial U(x, z)}{\partial x} \right|_{x=0} = 0 \quad \text{Neumann S.K.} \quad (3.30)$$

$$U(x, z)|_{x=0} = 0 \quad \text{Dirichlet S.K.} \quad (3.31)$$

Zamana göre değişim $e^{-j\omega t}$ olduğunda $U(x, z)$ fonksiyonu

$$U(x, z) = \psi(x)e^{j\beta z} \quad (3.32)$$

olarak tanımlanır. Buradaki β boyuna yayılım sabitidir. Yeni fonksiyon $\psi(x)$ bir boyutlu dalga denklemini sağlamaktadır.

$$\left[\frac{d^2}{dx^2} + k_0^2 n^2(x) - \beta^2 \right] \psi(x) = 0 \quad (3.33)$$

Bu denklemi çözmek için gerekli olan yeni değişkenler

$$k_0^2 n^2(x) - \beta^2 = Ax + B, \quad \rho = -A^{-2/3}(Ax + B) \quad (3.34)$$

olarak tanımlanır ve dalga denklemi Airy denklemine dönüşür.

$$\left[\frac{d^2}{d\rho^2} - \rho \right] \psi(\rho) = 0 \quad (3.35)$$

Bu Airy denkleminin, lineer bağımsız iki çözümü Bessel fonksiyonları cinsinden tanımlanabilmektedir.

$$\psi_1 = A_i(\rho) = \frac{\rho^{1/2}}{3} \left[I_{-1/3}\left(\frac{2\rho^{3/2}}{3}\right) - I_{1/3}\left(\frac{2\rho^{3/2}}{3}\right) \right], |\arg \rho| < \frac{2\pi}{3} \quad (3.36a)$$

$$\psi_2 = B_i(\rho) = \left(\frac{\rho}{3}\right)^{1/2} \left[I_{-1/3}\left(\frac{2\rho^{3/2}}{3}\right) + I_{1/3}\left(\frac{2\rho^{3/2}}{3}\right) \right], |\arg \rho| < \frac{2\pi}{3} \quad (3.36b)$$

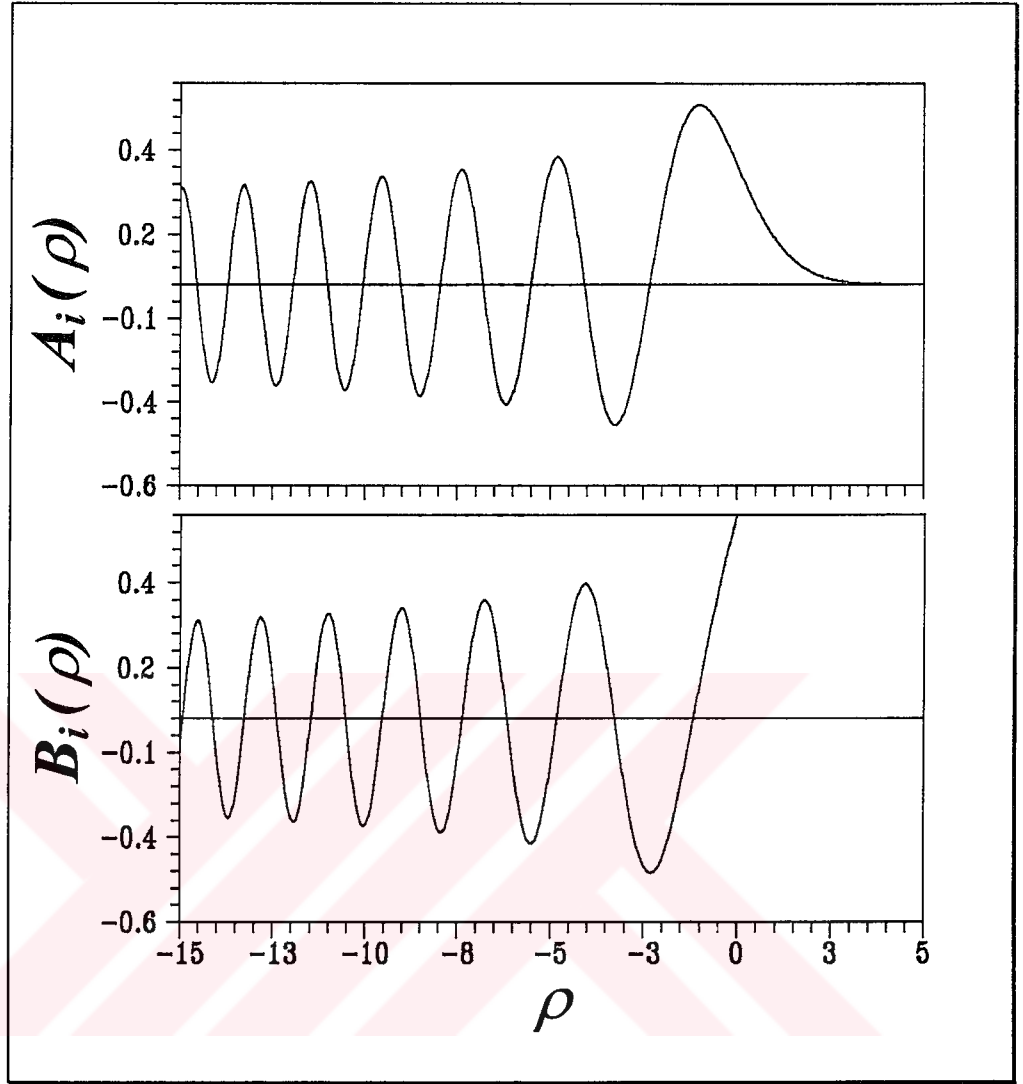
Bu çözümler sırasıyla I. ve II. Tip Airy fonksiyonları olarak adlandırılır. Bu çözümlerde Bessel fonksiyonlarının seri yaklaşıklıkları $\rho \rightarrow \infty$ için kullanılırsa

$$A_i(-\rho) \approx \pi^{-1/2} \rho^{-1/4} \cos\left(\frac{2}{3} \rho^{3/2} - \frac{\pi}{4}\right) \quad \rho \rightarrow \infty \quad (3.37a)$$

$$B_i(-\rho) \approx \pi^{-1/2} \rho^{-1/4} \sin\left(\frac{2}{3} \rho^{3/2} - \frac{\pi}{4}\right) \quad \rho \rightarrow \infty \quad (3.37b)$$

olarak bulunur. Bu fonksiyonlar görüldüğü gibi sinüs ve cosinüs fonksiyonları içerdiği için duran dalgalar (Şekil 3.7) için uygun çözümlerken 3. ve 4. çeşit (W_1 ve W_2) Airy fonksiyonları ise yüreyen dalgaları modellemek için kullanılır.

$$\begin{aligned} W_1 &= A_i - iB_i \\ W_2 &= A_i + iB_i \end{aligned} \quad (3.38)$$



Şekil 3.8. I. ve II. Tip Airy fonksiyonlarının değişimi (Ercan, 1995)

Şekil 3.8'den de görüleceği gibi $\rho \rightarrow \infty$ için $A_i(\rho) \rightarrow 0$ olacak ve sönümlü bir yapı gösterecektir. Bu durumda ele aldığımız kılavuzlayıcı bir ortamda dalga iletimi probleminin çözümlerini $A_i(\rho)$ cinsinden vermek mümkündür.

$$\psi(\rho) = C_0 A_i(\rho) \quad (3.39)$$

buradaki C_0 ise normalizasyon katsayısıdır ve

$$C_0 = \frac{1}{\left[\int_0^{\infty} A_i^2(\rho) d\rho \right]^{1/2}} \quad (3.40)$$

olarak tanımlanabilir. Tam çözüm için kırılma indisi $n^2(x) = 1 - a_0 x$ olarak dalga denkleminde kullanılırsa

$$A = -a_0 k_0^2 \quad (3.41)$$

$$B = k_0^2 - \beta^2 \quad (3.42)$$

elde edilir. Bu durumda

$$\rho = (a_0 k_0^2)^{1/3} x - (a_0 k_0^2)^{-2/3} (k_0^2 - \beta^2) \quad (3.43)$$

şeklinde bulunur. Bu (3.43) eşitliğinin $x=0$ 'daki kökleri q mod sayısı olmak üzere $(-\sigma_q)$ dur. En genel anlamda empedans sınır koşulu ve bunun özel halleri olan Neumann ve Dirichlet sınır koşulları için sırasıyla

$$A_i'(-\sigma_q) + \gamma A_i(-\sigma_q) = 0 \quad (3.44)$$

$$A_i(-\sigma_q) = 0 \quad (3.45)$$

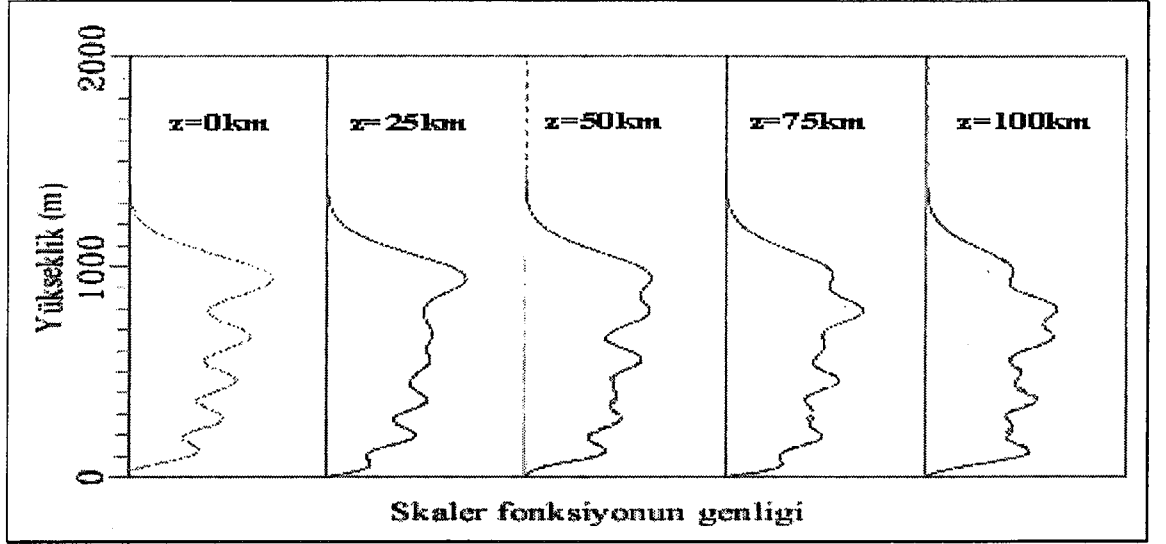
$$A_i'(-\sigma_q) = 0 \quad (3.46)$$

olacaktır. Boyuna yayılım sabiti her bir mod için aşağıdaki gibi bulunur.

$$\beta = \pm \left[k_0^2 - \sigma_q (a_0 k_0^2)^{2/3} \right]^{1/2} \quad (3.47)$$

ve Airy tip dalga denkleminin tam çözümü

$$U(x, z) = \sum_{q=1}^N C_{0q} A_i \left((a_0 k_0^2)^{1/3} x - \sigma_q \right) e^{i\beta_q z} \quad (3.48)$$



Şekil 3.9. Skaler fonksiyonun yükseklikle değişimi analitik tam çözüm ve SSPE algoritması ile dört ayrı mesafede ($z=0\text{km}, 25\text{km}, 50\text{km}, 75\text{km}, 100\text{km}$) hesaplandı. İlk olarak analitik tam çözümü $z=0$ başlangıç mesafesinde sayısal olarak hesaplanarak SSPE algoritmasında başlangıç alan profili olarak kullanılmıştır.

($a_0 = 4 \times 10^{-8}$ olarak alınmıştır.)

olarak elde edilir.

SSPE algoritmasının doğruluğunu sağlamak amacıyla, seçilen parametrelere uygun olarak (3.48) eşitliği ile hesaplanan sonuçlar SSPE çözümleri ile karşılaştırılmıştır (Şekil 3.9). Burada kırılma indisi yeryüzü eğriselliğini kapsamayan standart atmosfere karşılık gelen $n(x) = 1 - a_0 x$ ve $a_0 = 4 \times 10^{-8}$ parametreleri ile tanımlanmıştır. Yeryüzeyi mükemmel iletken olarak kabul edilmiş ve Dirichlet sınır koşulu sağlanmıştır. İlk olarak $z=0$ 'da ilk on mod $x=0$ ve $x=2000$ m arasındaki 512 farklı noktada hesaplanmış ve çözüm SSPE algoritmasında başlangıç alan profili $u(x, z_0)$ olarak kullanılmıştır. Daha sonra fonksiyonun yükseklikle değişimi dört ayrı mesafe için SSPE algoritması ile hesaplanıp (3.48) ile elde edilen sayısal değerlerle karşılaştırılarak çizdirilmiştir (Şekil 3.9). Analitik tam ve SSPE çözümlerinin birbirleriyle uyumlu olduğu görülmektedir.

3.3 Düzgün Olmayan Yeryüzeyi Üzerinde Dalga Yayılımı

Günümüz haberleşme sistemlerindeki gelişmeler gerçeğe yakın modellenmiş yeryüzeyi şekli üzerinden ve homojen olmayan atmosferde elektromanyetik dalga yayılımı problemlerinin modellenmesini gerektirmektedir. SSPE tekniğinin dalga iletimi problemlerinde etkin bir araç olarak kullanılmasının nedenlerinden birisi yeryüzeyi üzerinde değişik yüzey şekillerinin kolaylıkla modellenebilmesidir.

Yüzey şekli modellemesi SSPE algoritması kullanılarak farklı matematiksel yaklaşımlarla sağlanabilir ve problem için uygun olan bir tanesi seçilebilir. Bu bölümde SSPE algoritmasında kullanılan iki çeşit yüzey şekli modelleme tekniği üzerinde durulacaktır.

3.3.1 Parça Parça Yüzey Şekli Modelleme

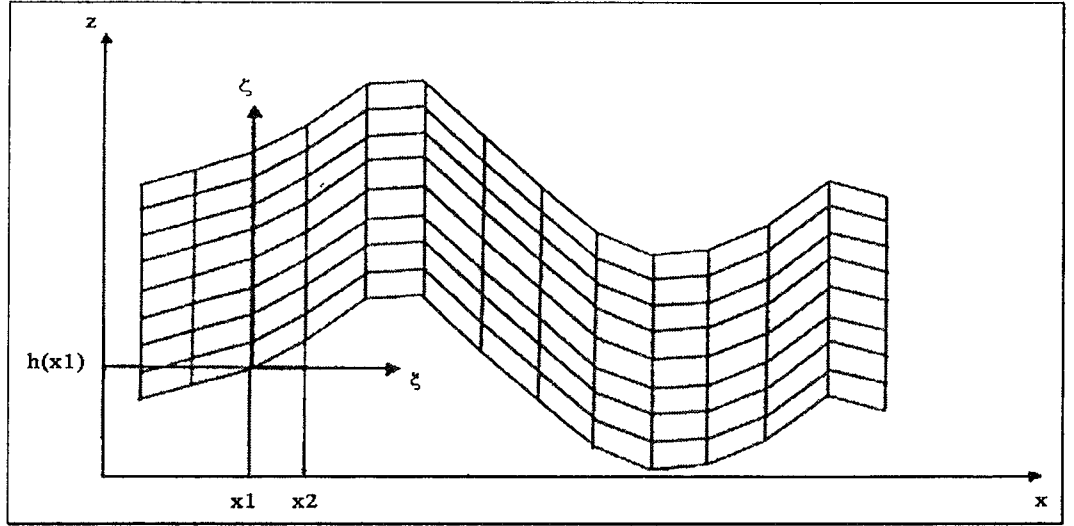
Yatay ya da düşey bir elektrik dipol kaynaktan yayılan alan aynı parabolik diferansiyel denklemi sağlayacaktır. Modellemek istenen kaynağa bağlı olarak yeryüzeyinde sınır koşulunun belirlenmesi gerekmektedir. Mükemmel yansıtıcı bir yüzey için, düşey polarizasyonda sınır koşulu $\psi(z, x_T(z)) = 0$ 'dır. $x_T(z) = T(z)$ olarak tanımlanmakta $T(z)$ fonksiyonu yüzey şeklinin genel yükseklik fonksiyonunu ifade etmektedir. Bu sınır koşulunu yüzey şekilleri için sağlanması, yüzey şekli üzerinde dalga iletimi problemlerinde karmaşıklığa sebep olacaktır. Sınır koşulunun mesafeye bağlı olması ileri doğru çözümü zorlaştıracaktır (Barrios,1994). İlk olarak Beilis ve Tappert tarafından sualtı akustik alanlar için yüzey saçılmalarını modellemek amacıyla sunulan bir metoda göre değişken dönüşümü yapılarak yeni bir koordinat sistemine geçilmektedir (Şekil 10). Böylece daha basit bir sınır koşulu ve yeni bir parabolik denklem elde edilmektedir.

Yeni değişkenler

$$\begin{aligned}\zeta &= z \\ \xi &= x - h(z)\end{aligned}\tag{3.49}$$

olarak tanımlanmaktadır. Burada $h(z)$ yüzey şeklinin fonksiyonunu ifade etmektedir. Yeni koordinat sistemine göre alanın skaler bileşeni

$$u(z, x) = v(\zeta, \xi) \exp(j\theta(\zeta, \xi))\tag{3.50}$$



- **Şekil 3.10.** Parça parça doğrusal yüzey şekli modelleme tekniğine ait koordinat sistemi (Levy,2000)

olarak tanımlanır.

(3.50) fonksiyonu (3.5) eşitliğinde yerine konulduğunda

$$\begin{aligned} & \frac{\partial^2 v}{\partial \xi^2} + 2j \left(\frac{\partial \vartheta}{\partial \xi} + k_0 \frac{\partial \xi}{\partial \zeta} \right) \frac{\partial v}{\partial \xi} + 2jk_0 \frac{\partial v}{\partial \zeta} \\ & + \left[k_0^2 (n^2 - 1) - 2k_0 \frac{\partial \vartheta}{\partial \zeta} - 2k_0 \frac{\partial \vartheta}{\partial \xi} \frac{\partial \xi}{\partial \zeta} + j \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial \xi^2} - \left(\frac{\partial \vartheta}{\partial \xi} \right)^2 \right] v = 0 \end{aligned} \quad (3.51)$$

ifadesi elde edilir. (3.50) eşitliğindeki faz fonksiyonu

$$v(\zeta, \xi) = u(z, x) \exp \left[-j \left[k_0 \xi h'(\zeta) + 3/2 k_0 \int_{\beta}^{\zeta} (h'(\beta))^2 d\beta \right] \right] \quad (3.52)$$

olarak seçilirse, bu fonksiyona ait türevler

$$\begin{aligned}\frac{\partial v}{\partial \zeta} &= kh'(\xi) \\ \frac{\partial v}{\partial \xi} &= k\zeta h''(\xi) + \frac{k}{2}(h'(\xi))^2\end{aligned}\quad (3.53)$$

olur ve böylece 3.51 eşitliği basitleşerek

$$\frac{\partial^2 v}{\partial \zeta^2} + 2ik \frac{\partial v}{\partial \xi} + k^2 [m_h^2(\xi, \zeta) - 1]v = 0 \quad (3.54)$$

şeklini alır.

Buradaki değiştirilmiş kırılma indisi m_h

$$m_h^2(\xi, \zeta) = n^2(\xi, h(\xi) + \zeta) - 2\zeta h''(\xi) \quad (3.55)$$

olarak tanımlanmaktadır. Bu ifadede yer alan $h''(\xi)$ terimi yüzey şeklinin yükseklik fonksiyonunun ikinci dereceden türevine karşılık gelmektedir.

Bu tanımlamaya göre, yüzey şekline ait yükseklik fonksiyonu biliniyorsa, bu fonksiyonun yalnızca ikinci türevi gerektiğinden bu konform dönüşümü SSPE algoritmasına uyarlamak zor değildir. Fakat genelde yüzey şekli fonksiyonu bilinmemekte, bunun yerine her mesafe adımı için yüzey şeklinin yükseklik değeri elde edilebilmektedir. Bu durumda yüzey şekilleri doğrusal parçalardan oluşuyormuş gibi düşünülüp her parçadaki eğimin α olduğu varsayımıyla, $z_1 \leq z \leq z_2$ aralığına ait düşey parça

$$\begin{aligned}\zeta &= z \\ \xi &= x - h(z_1) - \alpha(z - z_1)\end{aligned}\quad (3.56)$$

olacaktır (Levy, 2000)

Bu durumda yükseklik fonksiyonun ikinci türevi, ikinci dereceden merkezi farklar yöntemi kullanılarak, SSPE algoritması için uygun olan mesafe aralığına bağlı olarak bulunabilir.

Parça parça doğrusal yüzey şekli modelleme tekniği kullanılırken, yeni skaler fonksiyon V 'nin yayılım açısının $(\theta_{\max} + \alpha_{\max})$ 'ı aşmamasına dikkat edilmelidir. Buradaki α_{\max} yüzey şekli maksimum eğiminin modülü, θ_{\max} ise U skaler fonksiyonun maksimum yayılım açısıdır.

3.3.2 Basamak Şeklinde Yüzey Şekli Modelleme

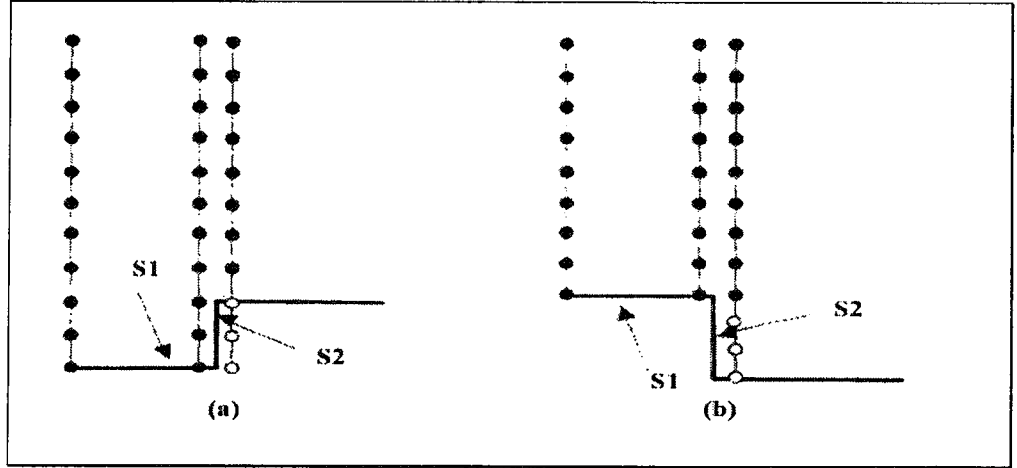
Basamak şeklinde yüzey şekli modelleme tekniği, yeryüzü şeklini sabit yükseklikteki yatay dilimlerden oluşuyormuş gibi modellemeye dayanır. Bu teknik, yeryüzü şeklinin eğimine ihtiyaç duyulmayan, sadece her adımdaki yükselti değerinin bilinmesini gerektiren bir yöntemdir.

Sabit yükseklikteki her dilim için alan profili SSPE algoritmasına uygun olarak, yüzeyde gerekli olan sınır koşulları sağlanmak suretiyle ilerletilir. Yükselti değeri değiştiğinde, köşe kırınımları ihmal edilir ve düşey basamak yüzeylerinde alan değeri sıfırlanır (Şekil 3.11).

Bu teknikte yüzey şekline bağlı olarak hesaplama uzayı değişmediğinden kırılma indisini değiştirmeye gerek kalmamakta, böylece *basamak şeklinde yüzey şekli modelleme* tekniğini SSPE'ye uyarlamak oldukça kolay olmaktadır (Özçakıcılar E. ve F. Akleman, 2001).

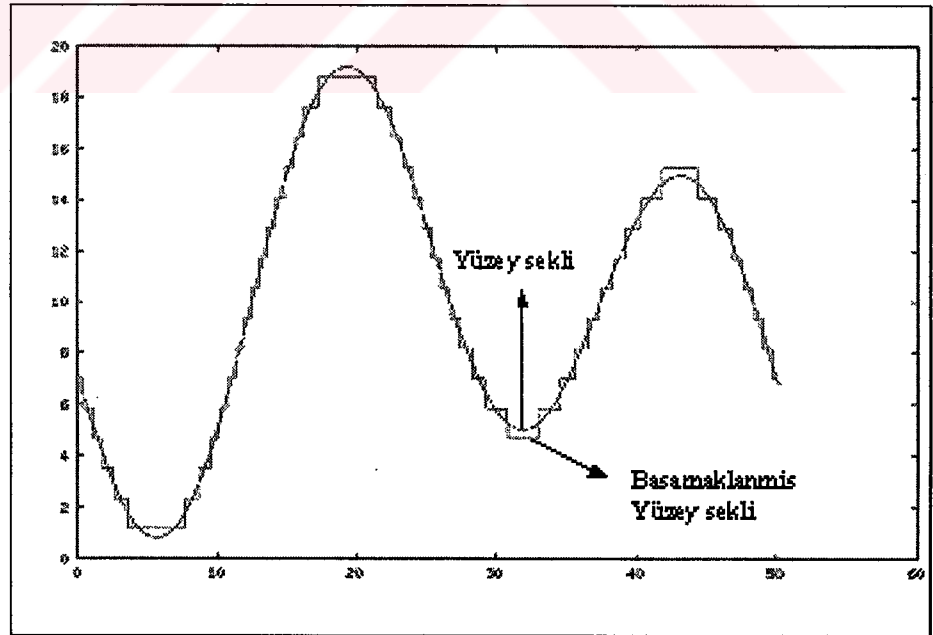
Hesaplamanın yapıldığı adımda eğer yükselti değeri artıyorsa; bu noktadaki alan değerini hesaplamak için

- Yataydaki S1 yüzeyi boyunca alan profili, S2 düşey sınırı yokmuş gibi ilerletilerek S2 yüzeyinden kaynaklanacak geri yansımalar ihmal edilmiş olur.
- S2 yüzeyindeki alan değeri sıfırlanır (Şekil 3.11a).



Şekil 3.11. Basamak şeklinde modellenmiş yüzey şekline (a) artan ve (b) azalan basamaklar için PE çözümünün uygulanması (Levy, 2000)

- Eğer bu noktadaki yükselti değeri azalıyorsa,
 - Yataydaki S1 yüzeyi boyunca alan profili S2 düşey sınırı yokmuş gibi ilerletilir ve köşe kırınımlarından kaynaklanan geri yansımalar ihmal edilir.
 - S2 yüzeyindeki alan değeri sıfırlanır (Şekil 3.11b).



Şekil 3.12. Gerçek yüzey şeklinin basamak şeklinde modellenmiş hali arasındaki fark



Algoritmada gözönüne alınan yüzey şekli gerçekten basamak şeklinde ise bu yöntem sonucunda elde edilecek sonuçlar gerçek değerlere yakın olacaktır. Ancak düzgün bir yüzey şekli basamak şeklinde modellendiği takdirde yüzeydeki sınır koşulları doğru olarak seçilemediğinden bu gösterimden dolayı hatalar meydana gelecektir (Şekil 3.12).

Ancak yapılan karşılaştırmalar sonucun oldukça tatmin edici olduğunu göstermektedir.



4. ARAŞTIRMA SONUÇLARI :

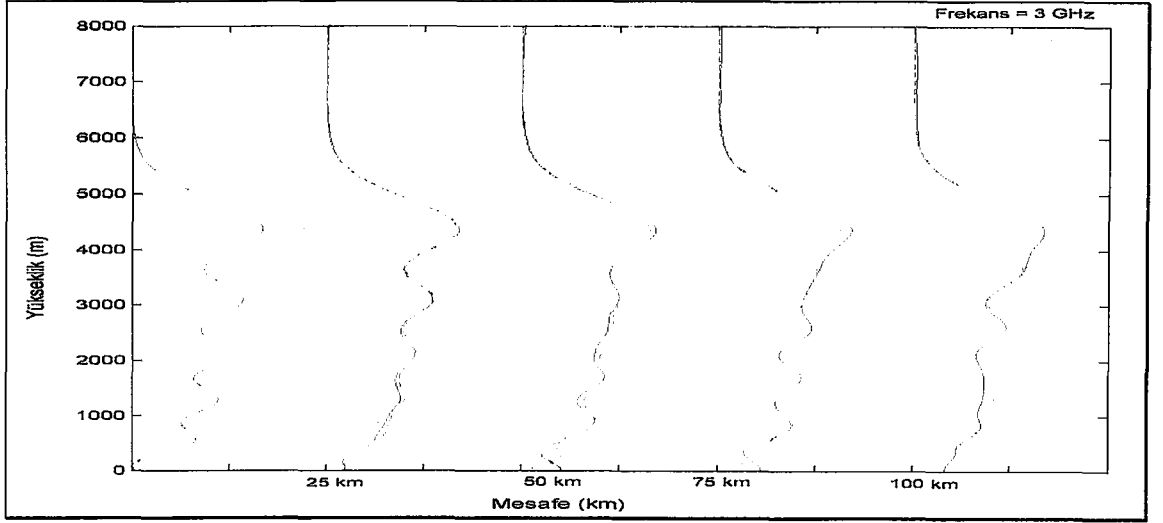
Bu bölümde karmaşık dalga yayılımı senaryoları farklı ortamlar ve parametre takımları altında parabolik denklem yöntemiyle incelenerek, elde edilmiş sonuçlar üzerinde durulacaktır.

Seçilen frekans değerleri, kırılma indisinin değişimi, yeryüzünün eğriselliği ya da yüzey şekilleri dalga yayılımını etkileyen unsurlardır. Her parametrenin dalga yayılımı üzerindeki etkisinin daha iyi anlaşılabilmesi için farklı senaryolar üzerinde durularak, farklı parametre grupları için incelemeleri yapılmıştır.

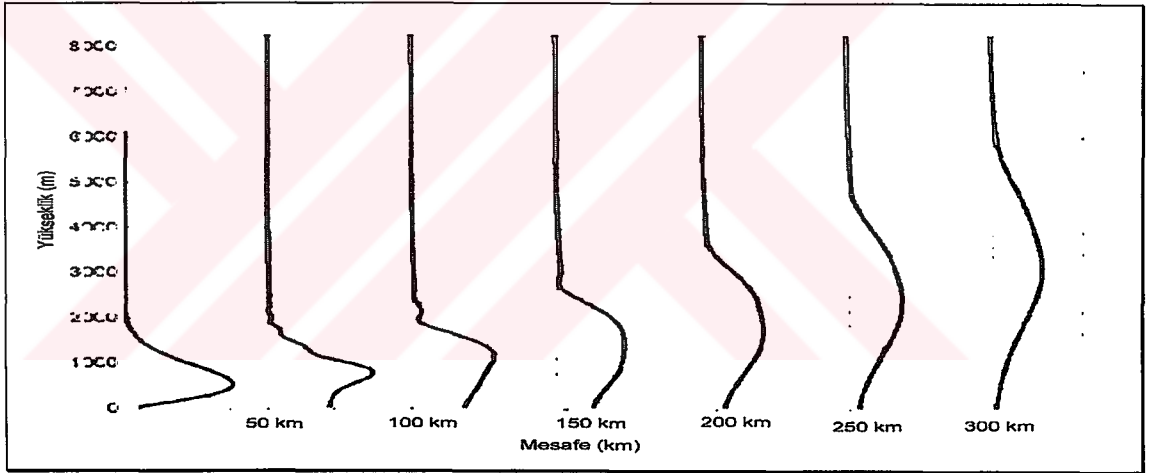
4.1 Analitik tam çözümü olan bir problemle SSPE yönteminin karşılaştırılması ve kırılma indisi değişiminin etkisinin incelenmesi

- İlk olarak, bir başlangıç değer problemi olan parabolik denklem yönteminin, doğruluğunun sağlanması açısından analitik tam çözümü bilinen bir problem ele alındı. Giriş profili istenen mesafede ve istenen modların toplamı şeklinde elde edildi. Bu giriş profili SSPE algoritmasına uygulanarak dört farklı mesafedeki alan profilleri analitik tam çözümle karşılaştırıldı. Yeryüzeyi mükemmel iletken kabul edilerek, dirichlet sınır koşulu sağlandı. Kırılma indisinin değişimi $n(x) = 1 - a_0x$ şeklinde doğrusal ve değişim miktarı ,yeryüzü eğriselliğinin katılmadığı ve standart atmosfere karşılık gelen $a_0 = 4 \times 10^{-8}$ olarak alınmıştır. Bu nedenle enerji, oluk oluşturacak şekilde yüzeyde yoğunlaşmaktadır. Şekil 4.1'de her iki çözümün de birbiriyle uyumlu olduğu görülmektedir.

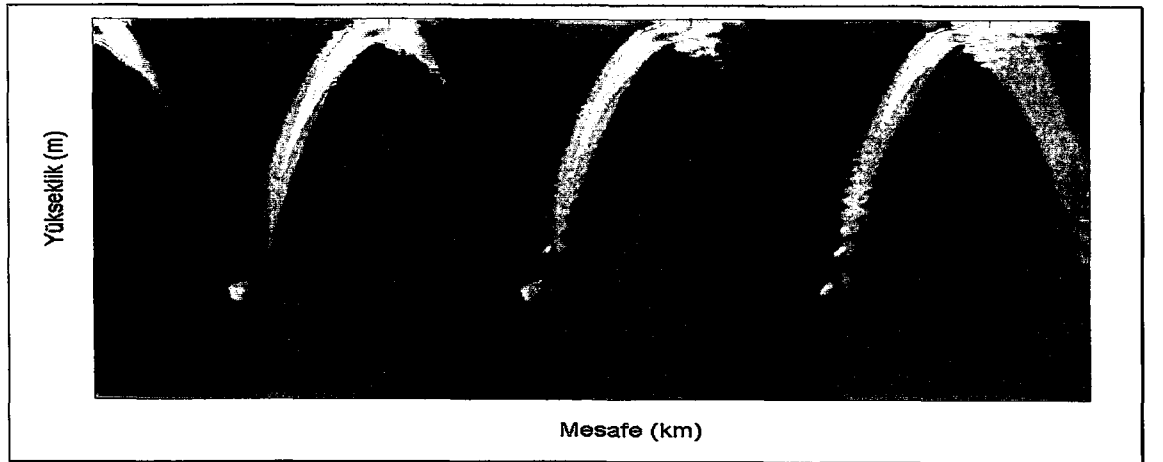
Gerçekte, yeryüzü eğriselliği de hesaplamalara katıldığı takdirde enerji başlangıçta yüzeye yakın tuzaklanarak ilerleyecek belli bir mesafeden sonra yüzeyden kopmalar oluşacaktır. Analitik tam çözümle ilk alan profili standart atmosfer koşulu altında elde edildikten sonra SSPE algoritmasında değiştirilmiş kırılma indisi kullanılarak dört ayrı mesafede alan profilleri elde edildiğinde mesafeyle birlikte enerjide kopmalar olduğu görülmektedir (Şekil 4.2).



Şekil 4.1 Skaler fonksiyonun yükseklikle değişiminin analitik tam çözüm ve SSPE algoritması ile dört ayrı mesafede ($z=0\text{km}, 25\text{km}, 50\text{km}, 75\text{km}, 100\text{km}$) hesaplanmış alan profillerinin gösterimi



Şekil 4.2 Küresel yeryüzünün üzerinde dalga yayılımı ($Frekans = 30\text{ MHz}, a_0=1,17 \times 10^7$)



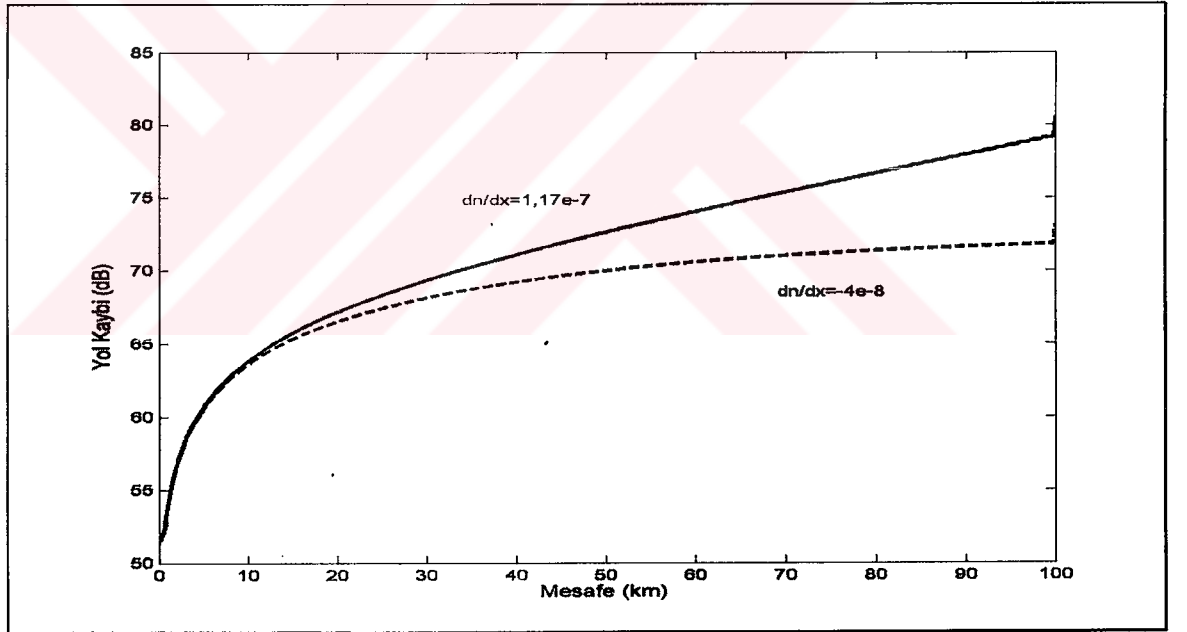
Şekil 4.3. Düzlem geometride standart atmosfer için alan profilleri

Şekil 4.3’de standart atmosfer ($a_0 = -3.9 \text{ e-}8$) kullanıldığında elde edilen alan profili görülmektedir. Şekilden de görüldüğü gibi standar atmosferde kırılm indisi yükseklikle azaldığından yeryüzeyinde bir yüzey kanalı oluşmaktadır.

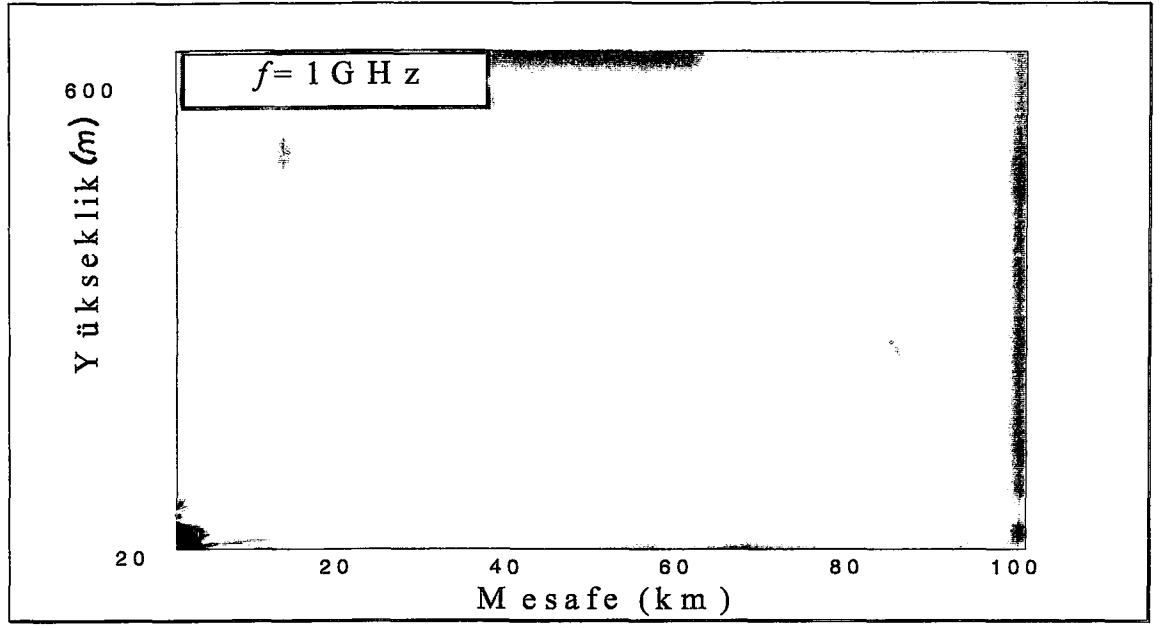
Dünyanın küreselliğinin etkisinin düz bir zemin ile karşılaştırılması amacıyla, 25m yüksekte yer alan ve 300 MHz freknasta, düşey polarizasyonlu bir verici alındı. Yerden 25 m yüksekteki yol kaybı (4.1) denklemi kullanılarak , her iki durum için de hesaplatıldı.

$$L_p = 142. + 20 \log(f_{MHz}) - 20 \log(u / \sqrt{z}) \quad (4.1)$$

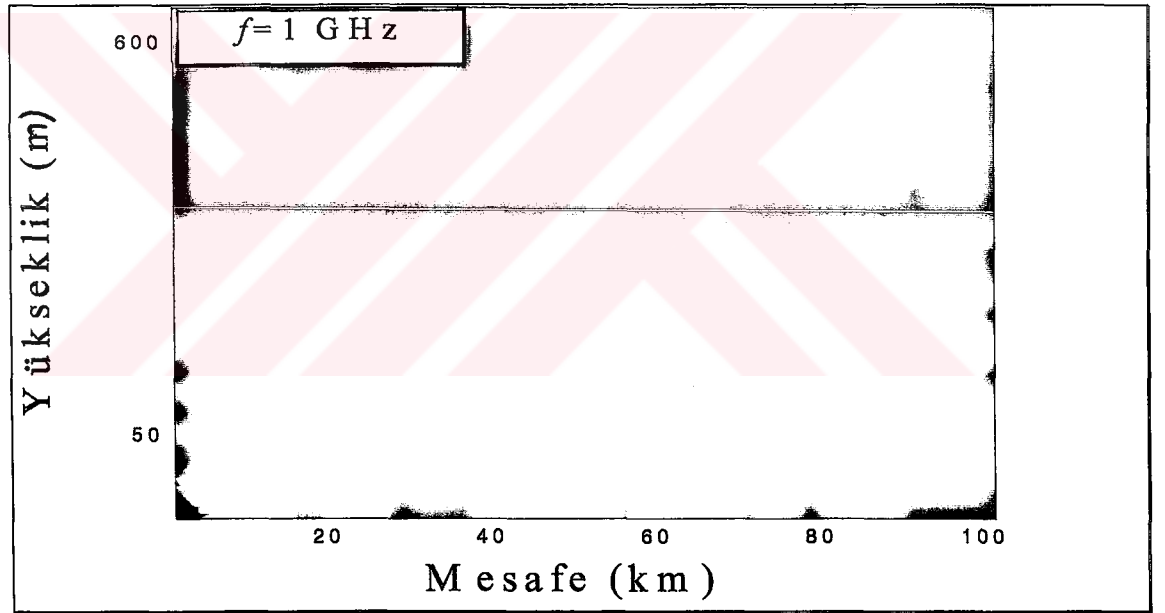
Küresel dünya üzerinde yol kaybının mesafe ile arttığı görülmektedir (Şekil 4.4). Düz bir zemin üzerinde yol kaybı belli bir mesafeden sonra hemen hemen sabit kalırken, küresel zeminde belli bir mesafeden sonra yüzeyden kopmalar olacağından kayıp artmaktadır.



Şekil 4.4. Küresel ve düz dünya modelinin dalga yayılımına etkisinin yol kaybı hesabı ile karşılaştırılması (f=300 MHz).



(a)



(b)

Şekil 4.5 (a) Düz dünya modeli üzerinde elektromanyetik dalga yayılımı (Frekans = 1 GHz, $a_0=3.9e-8$) **(b)** Düz dünya modeli üzerinde elektromanyetik dalga yayılımı (Frekans = 1 GHz, $a_0=1.17e-7$)

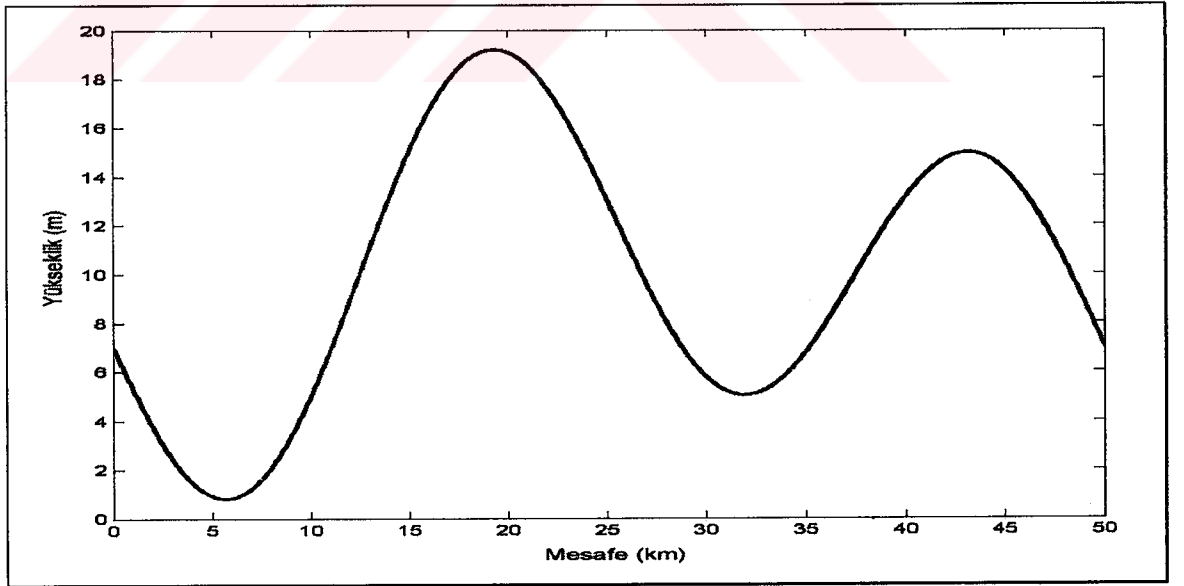
Şekil 4.5’de yukarıda yol kaybı hesabı verilen senaryonun alan değerlerinin üç boyutlu gösterimi yer almaktadır. Şekil 4.5 (a)’daki durumda standart atmosfer söz konusudur ve yeryüzeyinin eğriselliği algoritmaya ilave edilmemiştir. Kırılma indisinin

yükseklikle değişimi $a_0 = -3.9e-8$ olarak alınmıştır. Antenden yayılan enerjinin yüzeye yakın tuzaklandığı görülmektedir. Şekil 4.5 (b)'de ise yeryüzü eğriselliği de kırılma indisine katılarak hesaplamalarda değiştirilmiş kırılma indisi kullanılmıştır. Kırılma indisinin yükseklikle değişimi $a_0 = 1.18e-7$ olarak alınmıştır. Belli bir mesafeden sonra yüzeyden yukarı doğru bükülmeler olduğu görülmektedir.

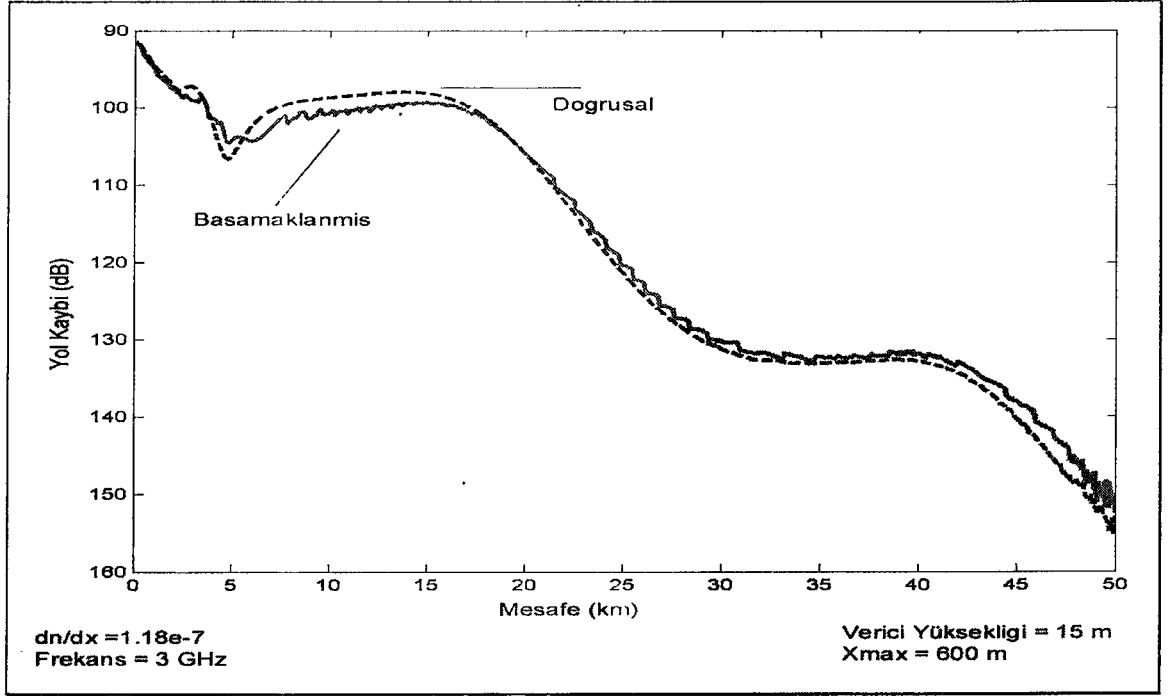
4.2 Farklı yüzey geometrileri üzerinde elektromanyetik dalga yayılımının incelenmesi

Bu bölümde farklı yüzey şekilleri üzerinde elektromanyetik dalgaların davranışı yol kaybı hesaplanarak yada alan değerlerinin üç boyutlu gösterimi elde edilerek incelendi. Yüzey şekilleri bölüm 3.3. 'de bahsedilen iki farklı teknikle modellenerek, her iki durumda elde edilen sonuçlar karşılaştırıldı..

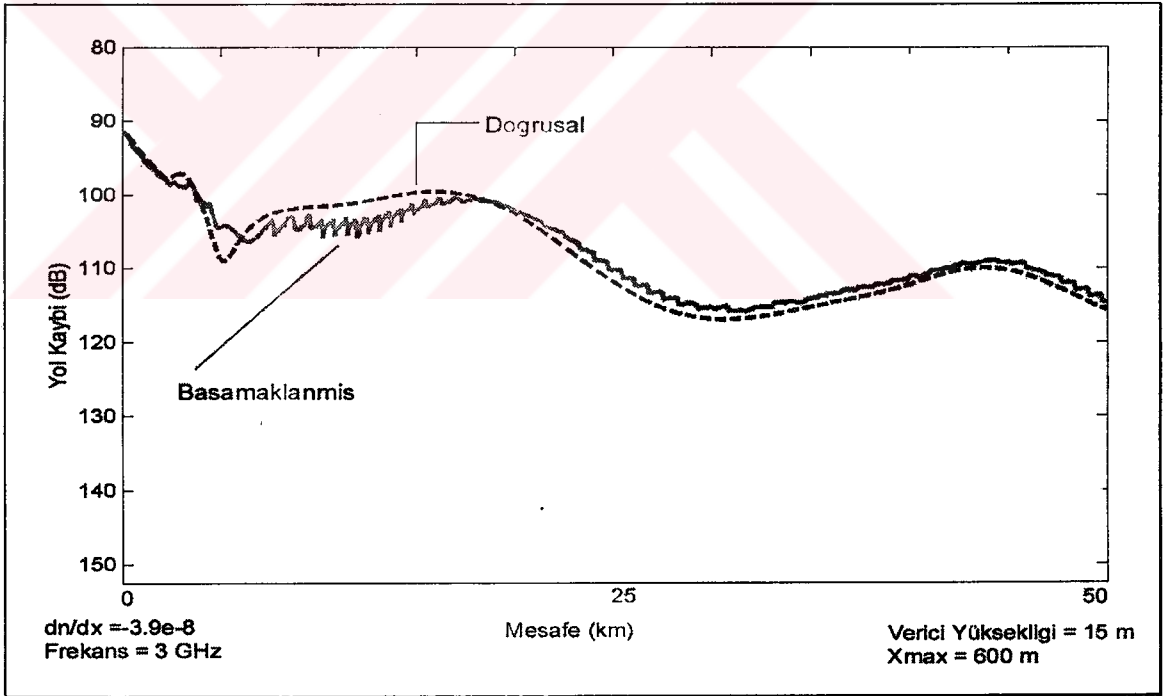
Şekil 4.6'de iç bükey-dış bükey tip yüzey şekli basamak şeklinde ve parça parça lineer modelleme teknikleri kullanılarak modellendi ve her iki teknik için elde edilen yol kaybı karşılaştırıldı. Şekil 4.6 (b)'de yeryüzünün eğriselliği kırılma indisine ilave edilirken, şekil 4.6 (c)'de yeryüzü düz kabul edildi. Basamak şeklinde modelleme tekniği ile yüzey şekli tam düzgün modellenemediğinden, gürültü terimleri oluştuğu görülmektedir.



(a)



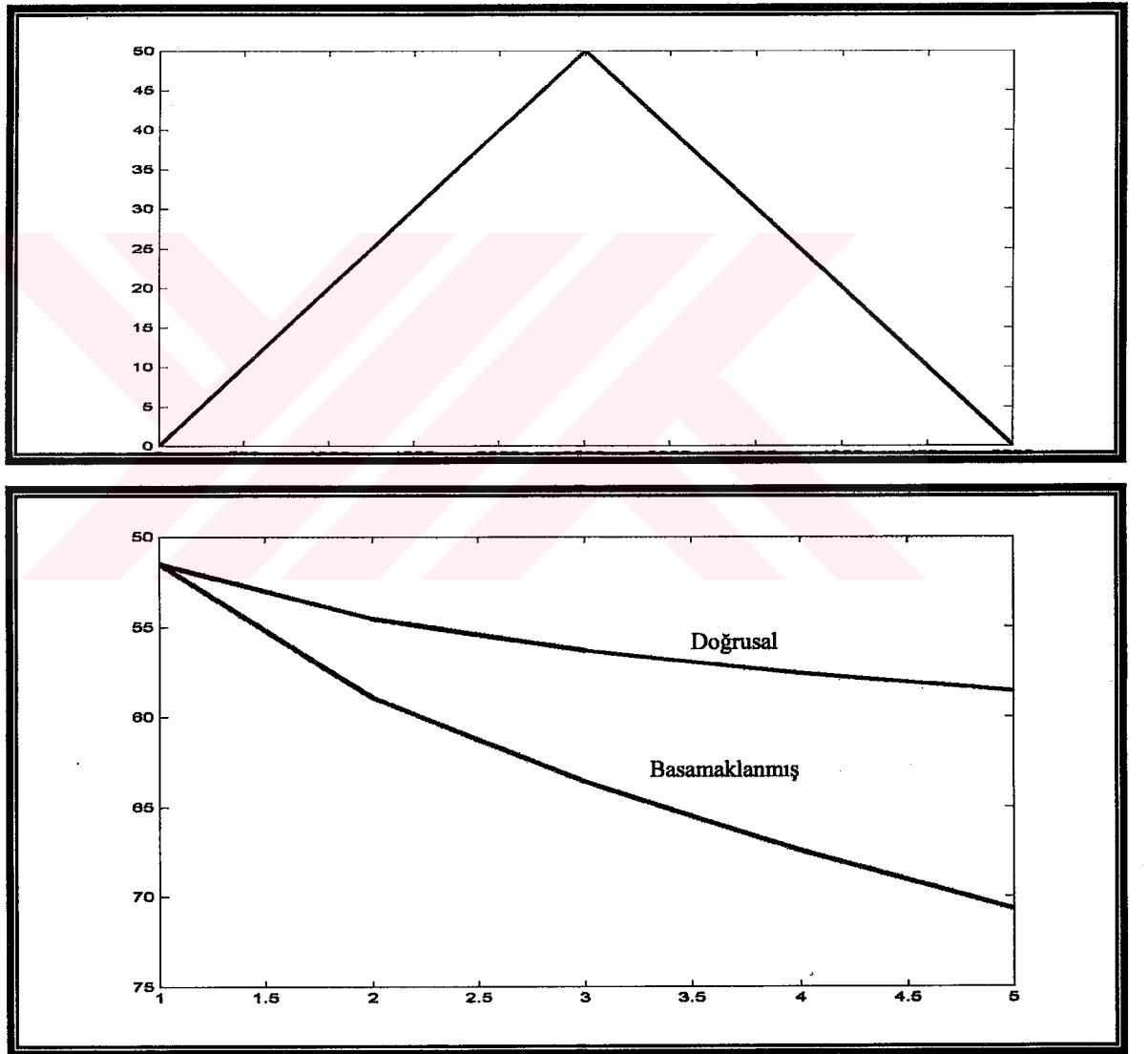
(b)



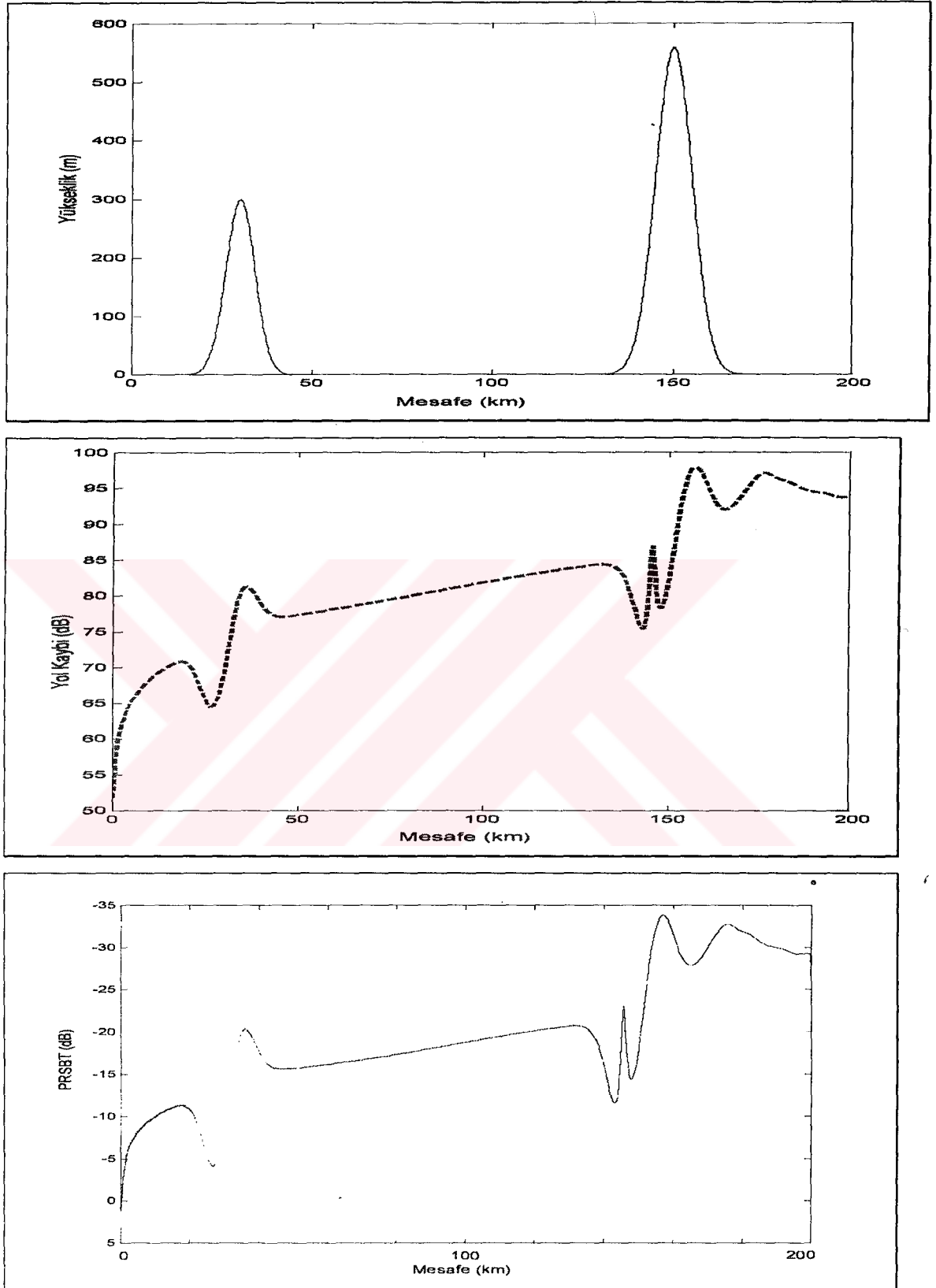
(c)

Şekil 4.6. (a) İç bükey- dış bükey tip yüzey şekli (b)ve (c) yüzey şekli basamak şeklinde ve parça parça lineer modelleme teknikleri ile modellenerek, yeryüzü eğriselliğinin ilave edildiği ve edilmediği dört farklı durum için yol kaybının karşılaştırılması

Basamak şeklinde yüzey şekli modelleme tekniği yüzey şeklinin eğimi çok büyük olduğu durumlarda sağlıklı sonuçlar vermeye bilmekte, parça parça modelleme tekniği ile uyuşmayabilmektedir. Şekil 4.7(a)'da yer alan yüzey şekli üzerinde dalga yayılımı söz konusu olduğunda her iki teknik sonucunda elde edilen sonuçlar karşılaştırıldığında uyumsuzluk açık bir şekilde görülmektedir (Şekil 4.7 b ve c). Bunun nedeni yayılım açısının dar açı yaklaşıklığının gerektirdiği değerin $(\theta_{\max} + \alpha_{\max})$ üstüne çıkmasıdır. Buradaki α_{\max} yüzey şekli maksimum eğiminin modülü, θ_{\max} ise U skaler fonksiyonun maksimum yayılım açısıdır.

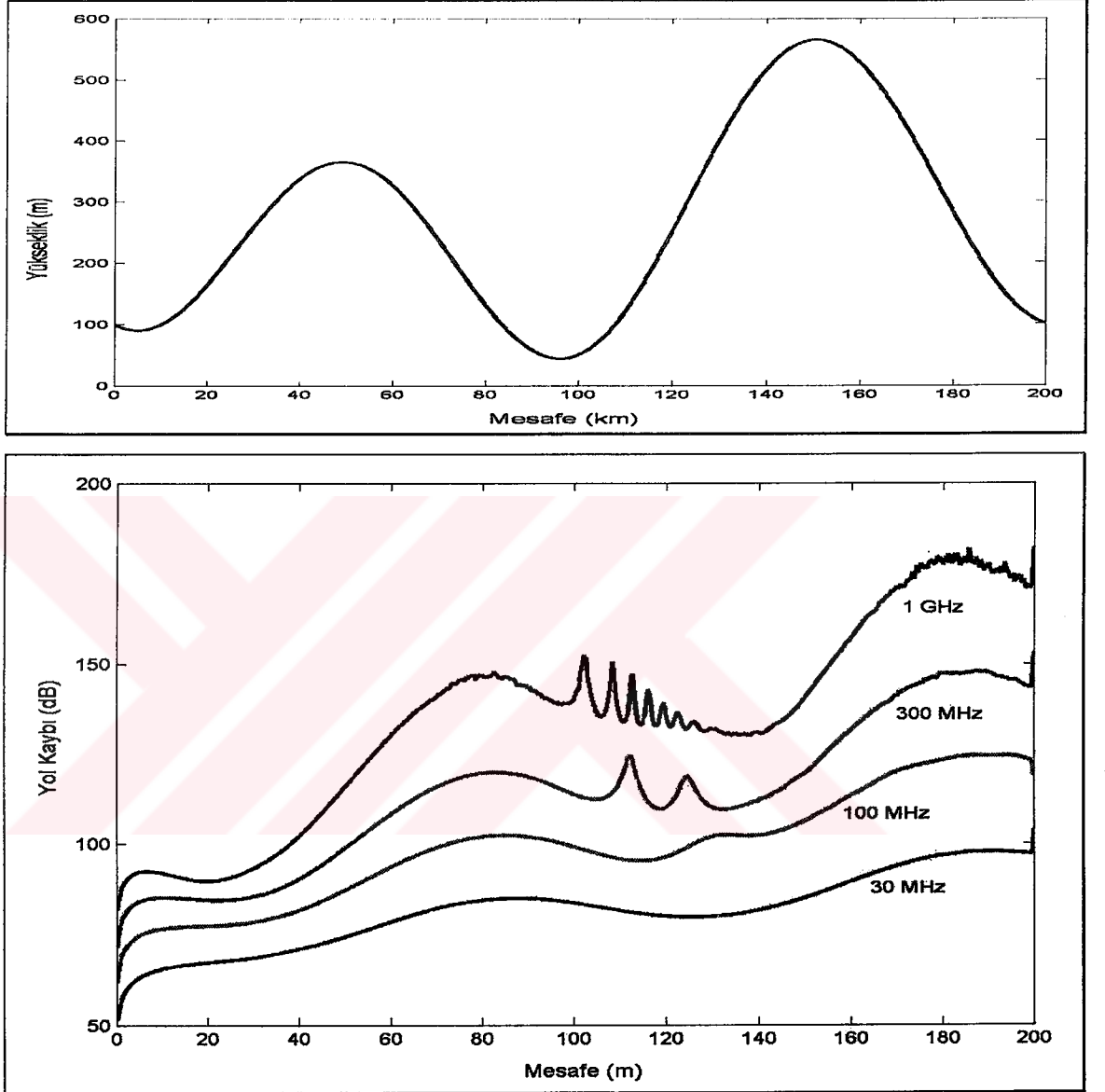


Şekil 4.7. (a) Yüzey şekli (b)ve (c) yüzey şekli basamak şeklinde ve parça parça doğrusal modelleme teknikleri ile modellenerek elde edilen yol kaybı değerleri



Şekil 4.8 Farklı yüksekliklerdeki iki tepecik üzerinde 3 GHz frekansta ve 15 m’de bir antenden dalga yayılımının mesafeye bağlı yol kaybının ve propagasyon sabitinin gösterimi ($a_0 = 1.18e^{-7}$)

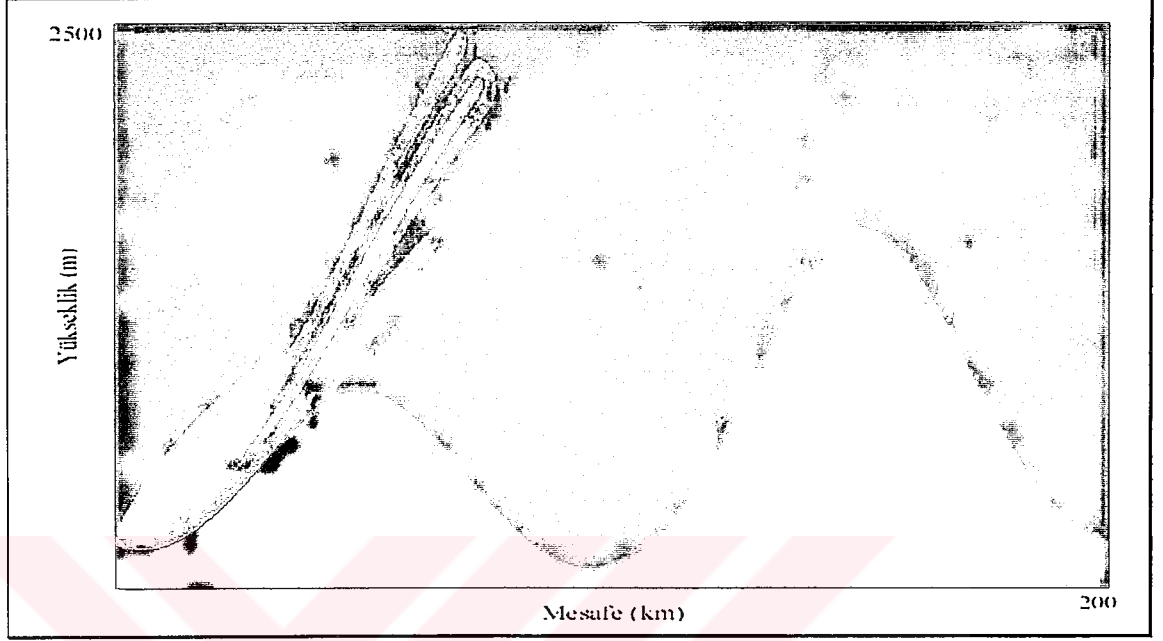
Şekil 4.8'deki uygulamada 15 m yükseklikte ve 3 GHz frekansta bir vericiden yayılan dalgaların farklı yüksekliklerdeki iki tepecik üzerindeki yol kaybı ve yayılım faktörü hesaplanmıştır. .



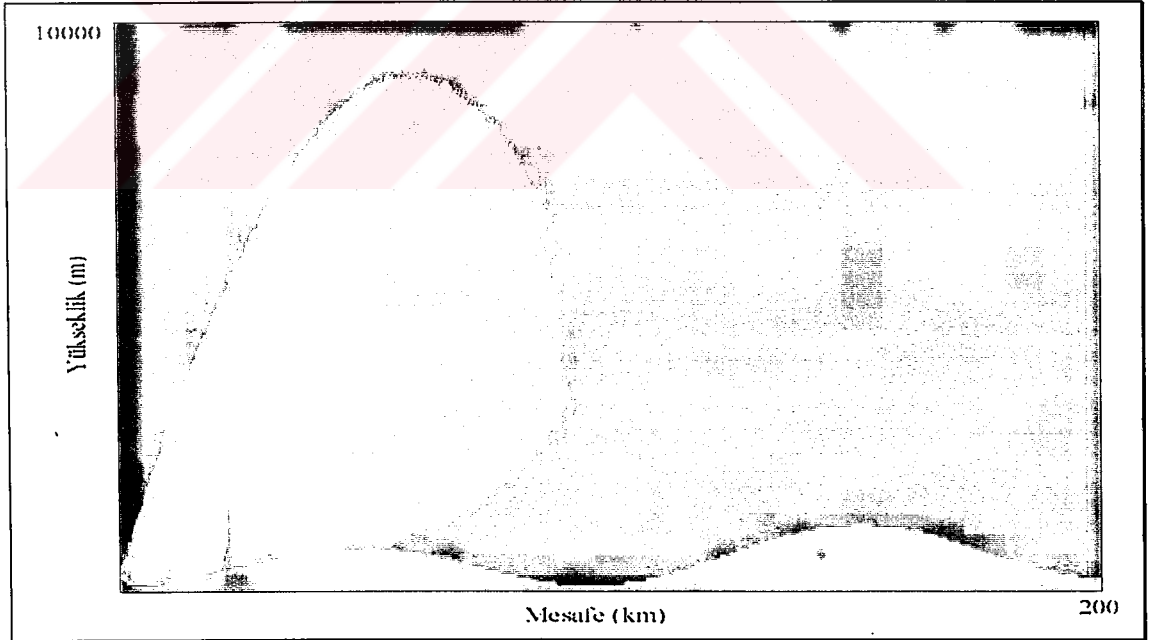
Şekil 4.9 İç bükey-dış bükey tip yüzey şekli üzerinde dört farklı frekansta yol kaybının karşılaştırılması ($a_0 = 1.18e-7$).

İç bükey- dış bükey tip yeryüzeyi üzerinde (verici yüksekliği = 0m) dört (30-100-300 MHz- 1 GHz) farklı frekansta yol kaybı hesaplandığında ikinci yükseltinin ardında yol kaybının arttığı görüldü (Şekil 4.9). Bu kaybın yüksek frekanslarda daha da arttığı, düşük frekanslarda enerji yüzey dalgası ile iletirken, yüksek frekanslarda enerji

yoğunluğunun tepenin önünde olduğu, dalgaların tepenin ardına ulaşmadığı gözlemlendi (Şekil 4.10).

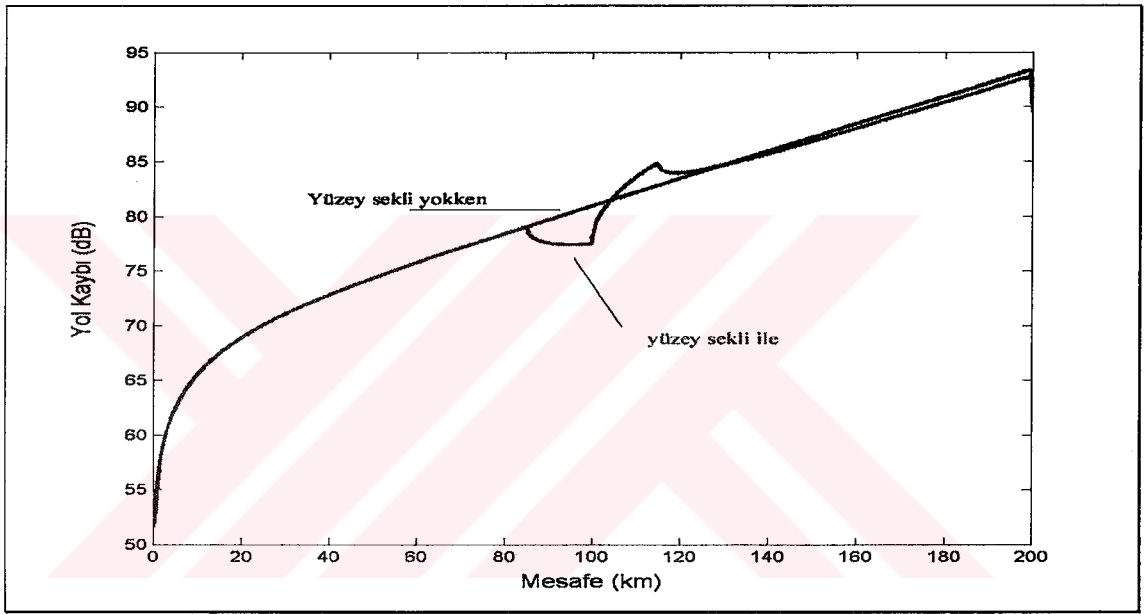
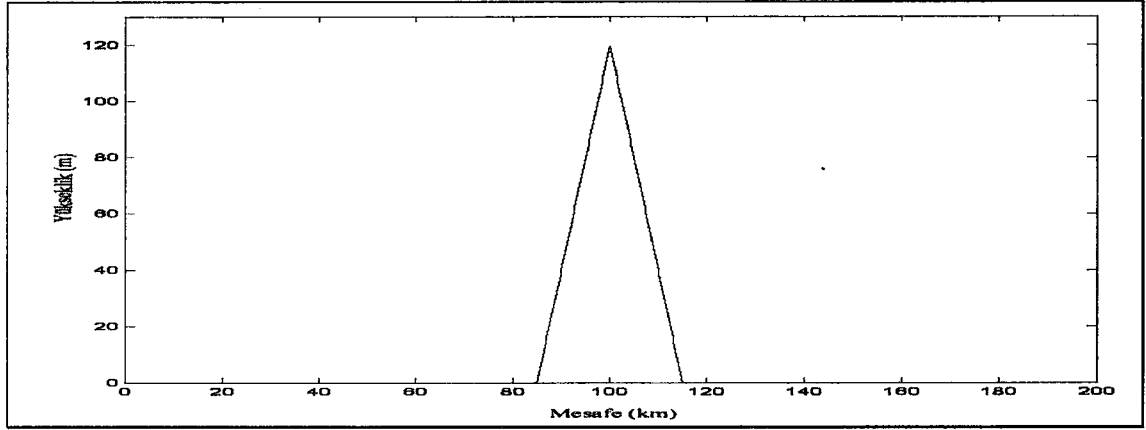


(a)



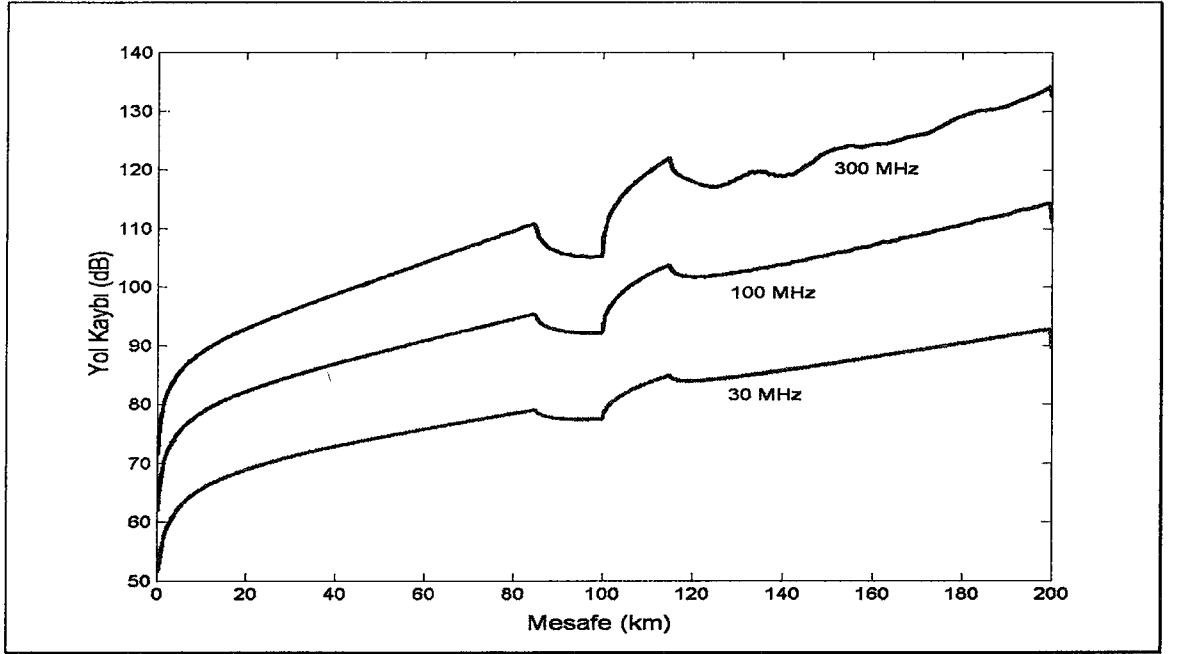
(b)

Şekil 4.10. (a) 1 GHz ve (b) 30 MHz frekanslarda iki farklı antenden yayılan enerji yoğunluklarının mesafeye ve yüksekliğe bağlı gösterimi.



Şekil 4.11 Üçgen şeklinde bir yüzey şekli üzerinde yol kaybının düzgün küresel zemin üzerindeki yol kaybına göre karşılaştırılması. ($a_0 = 1.18e-7$, $Fr = 30$ MHz)

Üçgen şeklinde bir yüzey geometrisi üzerinde ve küresel zemin üzerinde yol kayıplarının karşılaştırıldığı senaryoda, yeryüzeyine yerleştirilmiş 30 MHz frekansta bir verici kullanılarak, Neumann tipi sınır koşulu sağlandı. Yükselti farkının olduğu yerde kayıp değerlerinde pikler oluştuğu gözlemlendi (Şekil 4.11). Üç farklı (30-100-300 MHz) frekans değeri için elde edilen kayıp değerlerinde frekans arttıkça yol kaybının arttığı görüldü (Şekil 4.12).

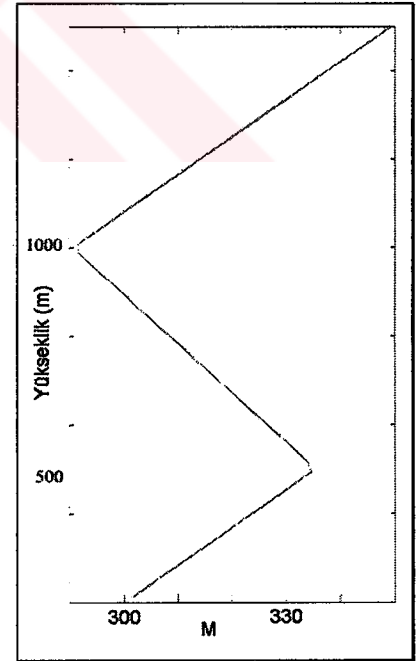


Şekil 4.12 Üçgen şeklinde bir yüzey şekli üzerinde yol kaybının üç farklı frekansa (30MHz, 100 MHz, 300 MHz) göre karşılaştırılması. ($a_0 = 1.18e-7$, $Fr = 30$ MHz)

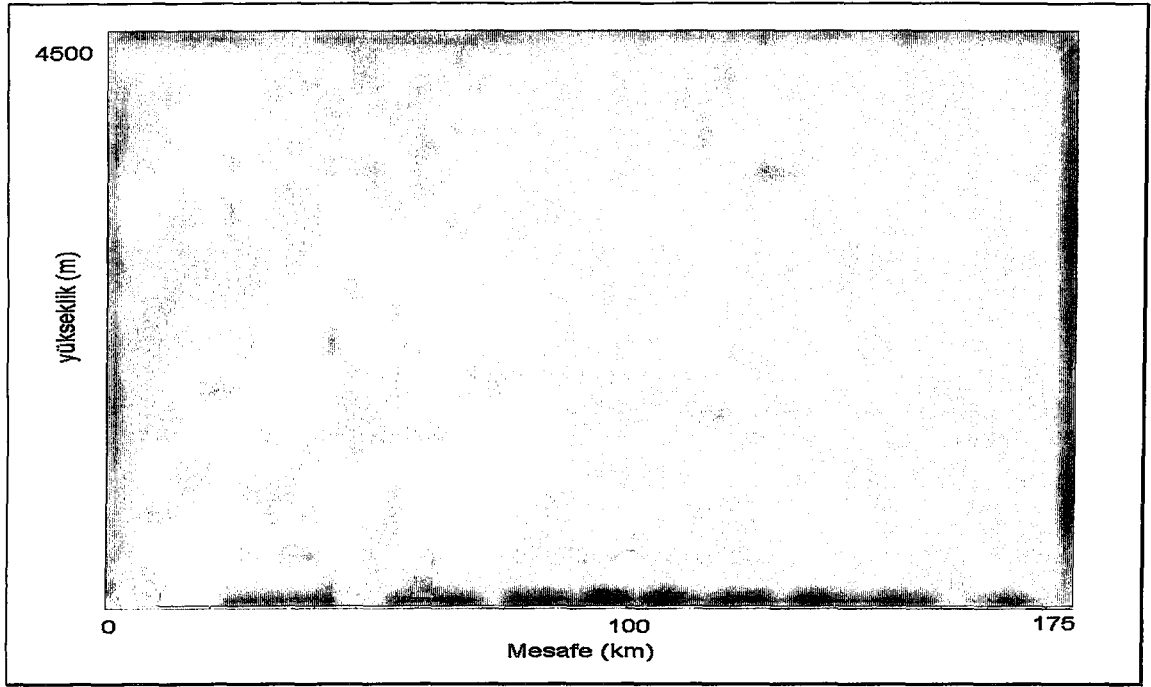
4.3 Kırılma indisinin değişimine bağlı olarak oluk oluşumu

Bu kısımdaki uygulamalarda kırılma indisinin 500 m yüksekliğe kadar yükseklikle artarken ($dn/dx=1,18e-7$), 500-1000m arasında azalma ($dn/dx=-0.5e-7$) gösterdiği ve 1000m'nin üzerinde ise yine yükseklikle arttığı ($dn/dx=1,18e-7$) kabul edildi (Şekil 4.13). Bu durumda dalgalar ilk önce yerden kopmalar gösterirken daha sonra bükülmeler meydana gelecek ve oluk oluşumuna neden olacaktır. İncelemeler farklı yüzey şekilleri üzerinde, kırılma indisinin yükseklikle arttığı , yeryüzü eğriselliğinin de katıldığı standart atmosfere karşılık gelen kırılma indisi

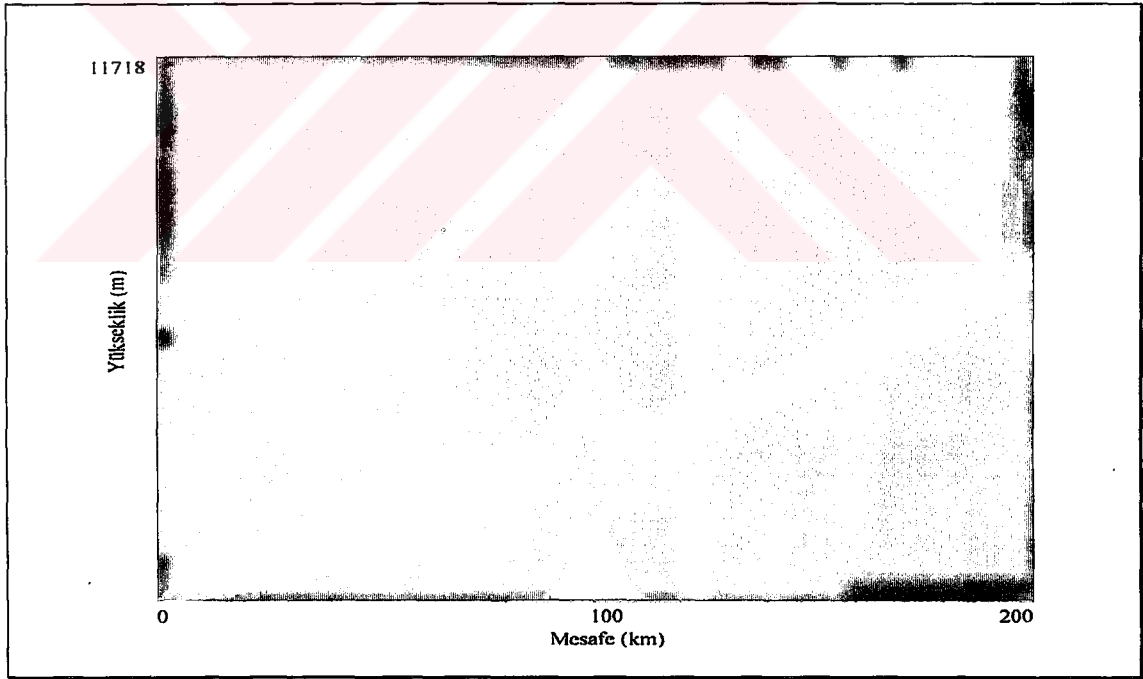
profili değerleri ile karşılaştırmalı olarak verildi (Şekil 4.14 - 4.15 - 4.16).



Şekil 4.13 Değiştirilmiş kırılma indisi profili ($a_{o1} = 1.18e-7$, $a_{o2} = -3.9e-8$, $a_{o3} = 1.18e-7$)

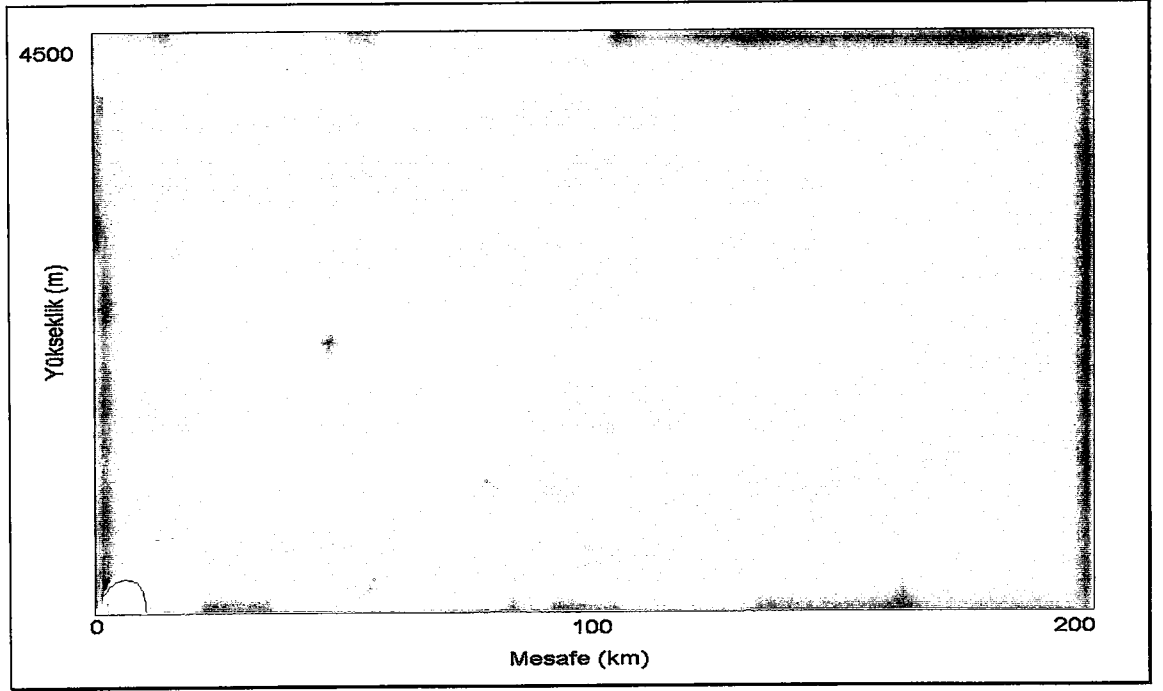


(a)

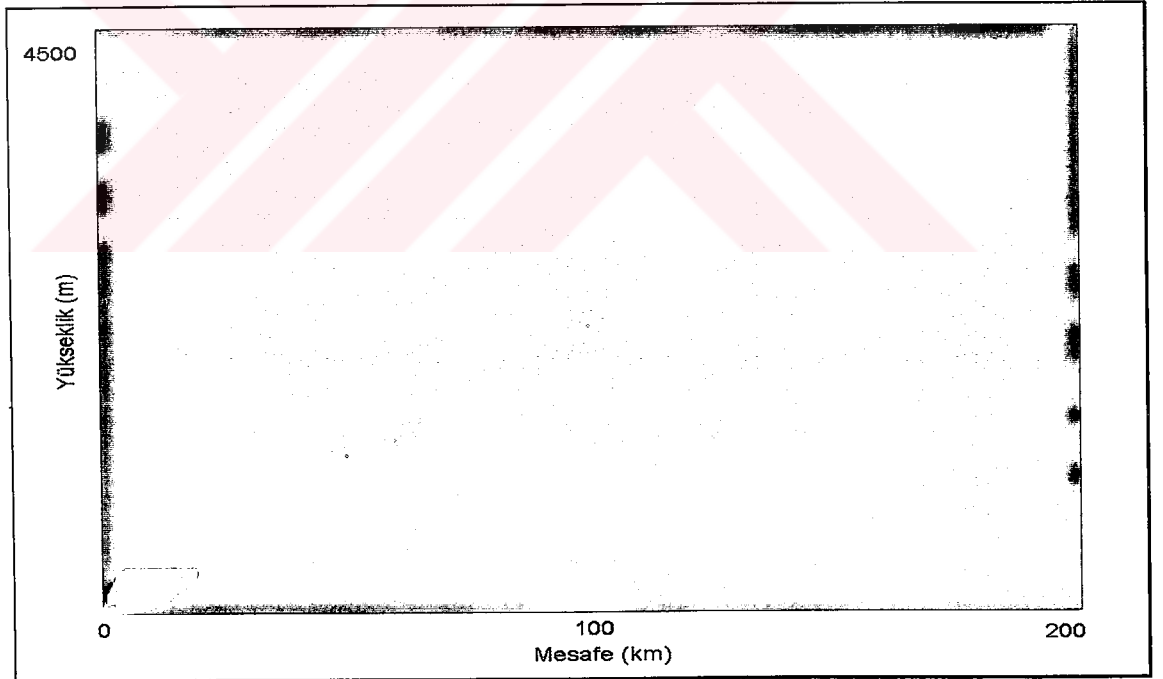


(b)

Şekil 4.14 (a) Küresel zemin üstünde standart atmosferde yayılım, (c) Kırılma indisinin belli bir yükseklikte azalması söz konusu olduğunda oluk oluşumu. (Frekans = 30 MHz)

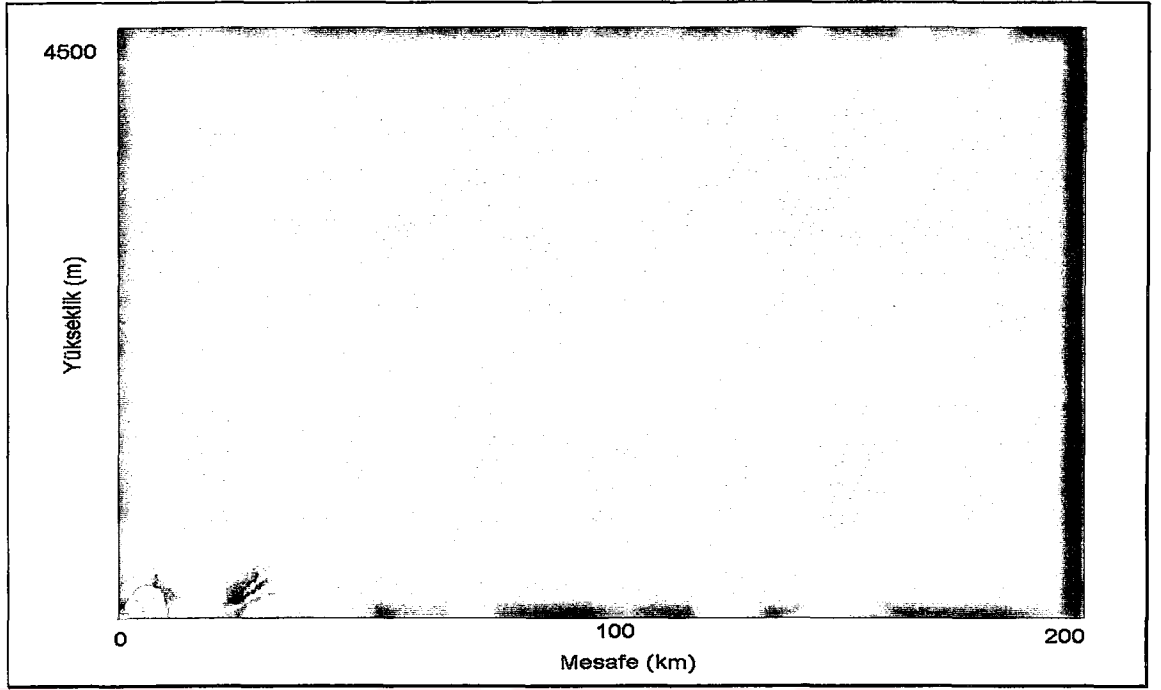


(a)

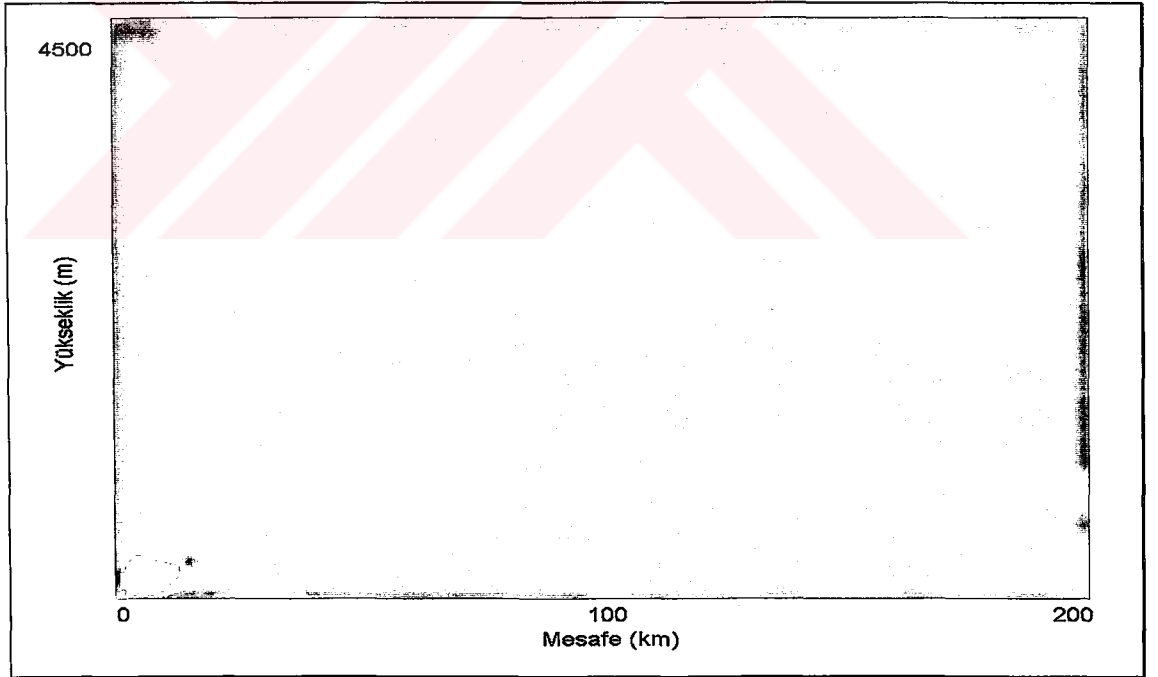


(b)

Şekil 4.15 (a) Küresel zemin üstünde standart atmosferde yayılım, (b) Kırılma indisinin belli bir yükseklikte azalması söz konusu olduğunda oluk oluşumu. (Frekans = 30 MHz)



(a)



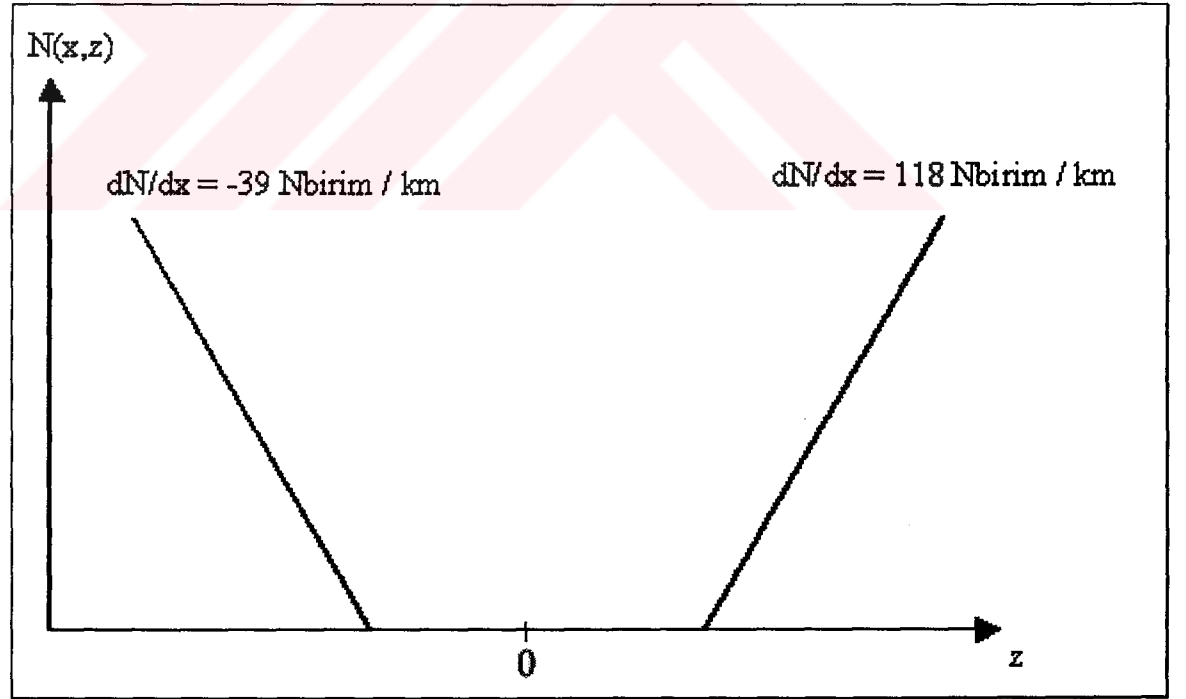
(b)

Şekil 4.16 (a) Küresel zemin üstünde standart atmosferde yayılım, (b) Kırılma indisinin belli bir yükseklikte azalması söz konusu olduğunda oluk oluşumu. (Frekans = 30 MHz)

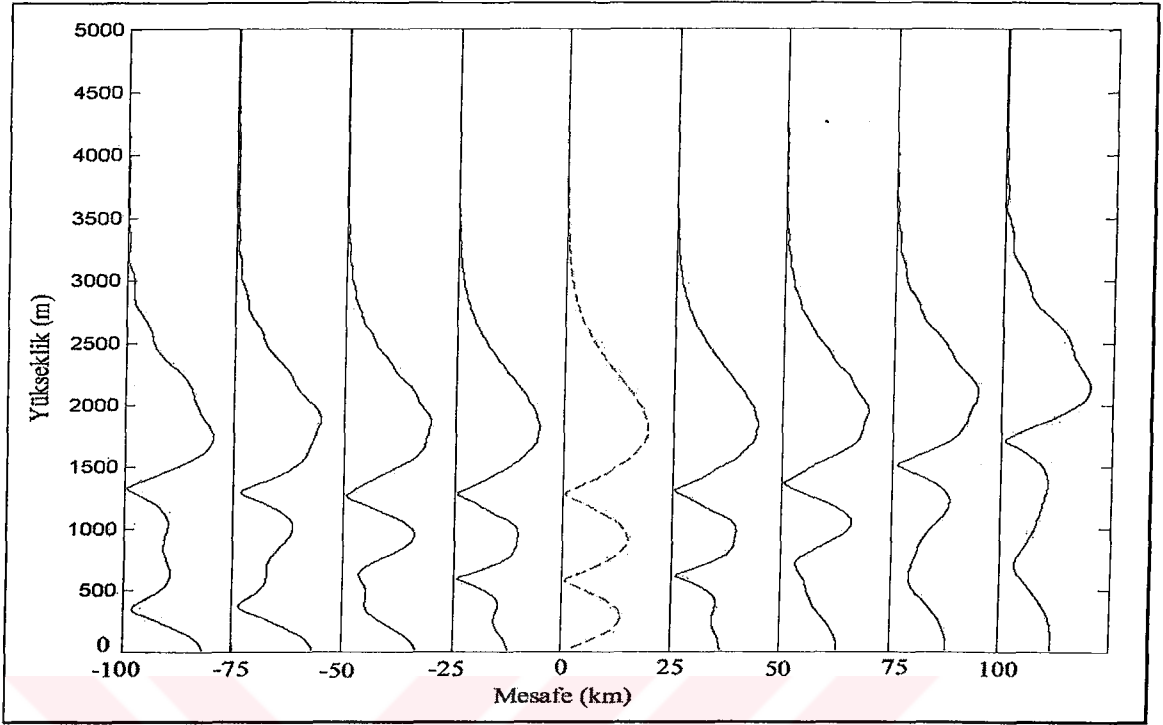
4.4 Kırılma indisinin mesafe ile değişmesi söz konusu olduğunda elde edilen alan profilleri

Buraya kadar yapılan çalışmalarda kırılma indisinin değişimi standart atmosfere karşılık gelen $a_0 = -3.9e-8$ olarak ya da yeryüzü eğriselliğinin de katıldığı $a_0 = -1.18e-7$ değerinde alınarak, mesafe ile değişimler ihmal edildi. Ancak gerçekte kırılma indisi hem yüksekliğe hem de mesafeye bağlı olarak değişmektedir. Bu amaçla 30MHz frekansta üçüncü modun atmosferde yayılımı kırılma indisinin mesafeye bağlı değişmesi halinde incelendi.

Kırılma indisi negatif z 'lerde ($z < 0$ bölgesi) yükseklikle lineer olarak azalırken pozitif z değerlerinde ($z > 0$ bölgesi) yükseklikle artıyor kabul edildi (Şekil 4.17). Bu durumda ortam kılavuzlayıcı durumdan yayıcı duruma geçmektedir. Bu nedenle negatif z bölgesinde yeryüzüne yakın tuzaklanmış olarak iletilen enerjide pozitif z değerlerine geçildiğinde kopmalar olması beklenir. Şekil 4.18'de görüldüğü üzere üçüncü mod için parabolik denklem yöntemi ile elde edilen çözümler problemin fiziksel yorumu ile örtüşen sonuçlar vermektedir.



Şekil 4.17. Kırılma indisinin değişimi



Şekil 4.18 Kırılma indisinin mesafe ile değiştiği ortamda üçüncü modun yayılımı.

5. TARTIŞMA :

Fiziksel olayları matematiksel olarak tanımlama ve bu matematiksel modelleri tam ve sayısal olarak çözebilme imkanlarının artması, mühendislik, bilim ve teknolojideki gelişmelere zemin hazırlamış, güçlü sayısal algoritmaların mühendislik ve bilimde kullanımlarının hızla artması çözümü mümkün olmayan birçok karmaşık problem için hızlı ve tam çözümler elde edilmesine imkan sağlamıştır. Ancak unutulmaması gereken bir nokta vardır ki, her yöntem her türlü problemler için sağlıklı sonuçlar vermeyebilmektedir. Bu nedenle hangi sayısal yöntemin ne tür bir problem için uygun sonuçlar vereceği iyi belirlenmeli, problemin fiziksel yapısı önceden iyi bilinmelidir.

Sayısal yöntemleri uygulamanın bir koşulu da, yöntemin iyi sonuçlar verdiği ve geçersiz kaldığı koşulların iyi belirlenmesidir. Bu nedenle sonucu etkileyebilecek her parametre ile ayrı ayrı ilgilenilmesi gerekmektedir.

Bu çalışmada ele alınan ve mevcut birçok yöntemden biri olan parabolik denklem yöntemi ileri yönde (yansısız) elektromanyetik dalga yayılımı problemlerinde yaygın olarak kullanılan güçlü bir algoritmadır. Telsiz haberleşmesinin yaygın olduğu günümüzde düzgün olmayan yeryüzü üzerinde ve homojen olmayan atmosferde elektromanyetik dalga yayılımı parabolik denklem yöntemiyle kolaylıkla modellenebilmektedir. Ancak geri yansımaların söz konusu olduğu durumlarda doğru sonuçlar elde edilemeyebileceği ihtimali gözardı edilmemelidir. Bir başlangıç değer problemi olan parabolik denklem yöntemine, ele alınan senaryolar için uygun sınır koşullarının algoritmaya ilave edilmesi gerekmektedir.

Son olarak sayısal algoritmaları güvenli olarak kullanabilmek için, ele alınan problemin yapısı ne kadar iyi biliniyor ve kullanılan yöntemin doğruluğuna inanılıyorsa da elde edilen sonuçlar farklı yöntem sonuçları ile karşılaştırılmalı ve elde edilen sonuçların doğruluğundan emin olunmalıdır.

KAYNAKLAR

- AKLEMAN F. ve L. SEVGİ, 2000. Time and Frequency Domain Wave Propagators, (to appear in special issue on CEM),Fall 2000.
- AKLEMAN, F. 2000. Atmosferde Elektromanyetik Dalga Yayılımı ve Modelleme Yöntemleri, ELECO 2000. Elektrik Elektronik-Bilgisayar Mühendisliği Sempozyumu (8-12 Kasım) s. 444-448, Sempozyum Bildiri Kitabı, Bursa, 610 s.
- BALANIS, C. A., 1989.. Advanced Engineering Electromagnetics . John Wiley & Sons,USA, 825 p.
- BARRIOS, A.E. 1994. A terrain Parabolic Equation Model for Propagation in The Troposphere. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, Vol : 42 No : 1 p : 90-98
- BAYRAKÇI, H.E., 1988. Elektromanyetik Dalga Teorisi, BirsenYayınevi, İstanbul, 154 s.
- BAYRAKÇI, H.E., 1992.. Antenler Teorisi ve Tekniği, Güneş Kitabevi, Bursa 165 s.
- DOCKERY, D.G. ve J.R. KUTTLER , 1996. An Improved Impedance Boundary Algorithm for Fourier Split-Step Solutions of the Parabolic Wave Equation. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, Vol : 44 No : 12 p : 1592-1599.
- ERCAN, Ö., 1995. Yer dalga iletiminde parabolik denklem (PD) yöntemi, Yüksek Lisans Tezi, İstanbul Teknik Üniversitesi , s. 1-72 .
- KUTTLER, J.R. and G. D. DOCKERY. 1991. Theoretical Descriptions of the Parabolic Approximation / Fourier Split-Step Method of Representing Electromagnetic Propagation in the Troposphere. Radio Science, Vol : 26, No : 2. p : 381-393, March-April 1991
- LEVY, M. ,2000. Parabolic Equaion Methods for Electromagnetic Wave Propagation. The Institution of Electrical Engineers, London, UK. 222 p.
- MCARTHUR, R.J. , 1992. Propagation Modelling Over Irregular Terrain Using The Split-Step Parabolic Equation Method. IEEE Int'l Conf. Radar '92. No : 54-57, Oct. 12-13 1992, p : 54-57.
- ÖZÇAKICILAR, E. ve F. AKLEMAN. 2001. Modelling of Propagation over Non-Homogenous Earth with Parabolic Equation Method, 2nd International Conference on Electrical and Electronics Engineering , Bursa, 7-11 Nov 2001, p:218-222.

ÖZÇAKICILAR, E. ve F. AKLEMAN. 2001. Modelling of Propagation over Non-Homogenous Earth with Parabolic Equation Method, 2nd International Conference on Electrical and Electronics Engineering , Bursa, 7-11 Nov 2001, p:218-222.

ÖZÇAKICILAR, E., F. AKLEMAN, L.SEVGİ 2001. Yer Dalgası Yayılımının Parabolik Denklem Tekniği ile Modellenmesi. Elektrik-Elektronik-Bilgisayar Mühendisliği 9. Ulusal Kongresi Bildirisi, Kocaeli (19-23 Eylül 2001) ,sf : 335-338. Elektrik-Elektronik-Bilgisayar Mühendisliği 9. Ulusal Kongresi Bildiri Kitabı, Bileşim Matbaacılık, İstanbul, 604 s.

SEVGİ, L. 1999. Elektromanyetik Problemler ve Sayısal Yöntemler, Birsen Yayınevi, İstanbul , s : 46-61.

TULUNAY,Y.,F. AKLEMAN, L.SEVGİ, K. CRAIG (to be published). Surface Boundary Layer Refractive Index Measurements and Propagation Modelling, Radio Science.

TC. YATIRIM BANKASI
KURUM BAŞKANLIĞI
KURUM BAŞKANLIĞI

TEŞEKKÜR

Bu çalışmada bana imkan sağlayan ve yardım eden değerli hocam Doç. Dr. Levent SEVGİ ve bana yol gösteren sayın hocam Prof. Dr. Ali OKTAY baőtta olmak üzere, benden çalıőmalarımız esnasında yardımlarını esirgemeyen Arő. Gör. Funda AKLEMAN'a , beni her zaman destekleyen sevgili aileme, mesai arkadaşlarım Arő Gör. Fatih KARPAT, Arő. Gör Ekrem DÜVEN, Arő. Gör. Dr. Sevda TELLİ ve Arő. Gör. Sevim KURTULDU'ya teşekkür ederim.



ÖZGEÇMİŞ

1974 yılında Bursa'da doğdu. İlk ve orta öğrenimini Bursa'da tamamladı. 1996 yılında Uludağ Üniversitesi Mühendislik-Mimarlık Fakültesi Elektronik Mühendisliği Bölümünden lisans derecesi aldı. 2000 yılında Uludağ Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Elektronik Mühendisliği Anabilim Dalı'nda yüksek lisans eğitime ve araştırma görevliliğine başladı. Bu görevini halen devam ettirmektedir.

