

169265

T.C.
FIRAT ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**İYONKÜREDE HF DALGALARININ YANSIMA VE GEÇME
KATSAYILARININ HESAPLANMASI**

Gülşen CEYLAN

YÜKSEK LİSANS TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI

T.C.
FIRAT ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**İYONKÜREDE HF DALGALARININ YANSIMA VE GEÇME
KATSAYILARININ HESAPLANMASI**

Gülşen CEYLAN

Yüksek Lisans Tezi

Fizik Anabilim Dalı

Bu tez, ~~28.09.2025~~ tarihinde aşağıda belirtilen jüri tarafından oybirliği / oyçokluğu ile başarılı / başarısız olarak değerlendirilmiştir.

Danışman: Prof. Dr. Mehmet AYDOĞDU

Üye: Prof. Dr. Osman ÖZCAN

Üye: Doç. Dr. Ali ÖLÇÜCÜ

Üye:

Üye:

Bu tezin kabulü, Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu'nun 12.10.2025 tarih ve 2005/35-2 sayılı kararıyla onaylanmıştır.

ÖZET

Yüksek Lisans Tezi

İYONKÜREDE HF DALGALARININ YANSIMA VE GEÇME KATSAYILARININ HESAPLANMASI

Gülşen CEYLAN

FIRAT Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı

2004, sayfa :

Bu tez çalışmasında, iyonküre tabakalar halinde düşünülerek, elektromanyetik dalganın dik ve eğik yayılımı için yansım (R) ve geçme (T) katsayıları hesaplanmıştır. Hesaplamalar saat 01.00-10.00 YZ aralığında yapılmıştır. R ve T sabitlerinin yükseklik ve mevsimlerle değişimleri incelenmiştir. R ve T değerleri 01.00-05.00 YZ aralığında hemen hemen sabit kalırken, saat 05.00-06.00 YZ den itibaren değerlerinde değişiklikler görülmektedir. Elektron yoğunluğunun az olduğu mevsimlerde, elektromanyetik dalga daha üst bölgelerden yansımaktadır. Dalganın düşeyle yaptığı açı büyüdükçe yansım daha düşük yüksekliklerde olmaktadır.

Anahtar Kelimeler: Yansım, Kırılma, Geçme, Elektron yoğunluğu

ABSTRACT

Ms. D. Thesis

CALCULATION OF REFRACTION AND TRANSMISSION INDICES OF HF WAVES IN THE IONOSPHERE

Gülşen CEYLAN

Fırat University

Graduate school of Natural and Applied Science

Department of Physics

2004, Page:

In this thesis, reflection (R) and transmission (T) coefficients have been calculated for perpendicular and oblique propagations of the electromagnetic wave in the horizontally stratified ionosphere. Calculations are carried out between 01.00-10.00 LT. The altitudinal and seasonal variations of R and T have been investigated. While the value of R and T are constant between 01.00-05.00 LT, the change in the values have been observed between 05.00-06.00 LT. The reflection height of the electromagnetic wave is height during the seasous while its electron density is low. If the angle between vertical and propagation vector of the wave is large, the reflection height is low.

Key Words: Reflection, Refraction, Transmission, Electron Density

TEŞEKKÜR

Bu çalışmayı öneren, her safhasında ilgi ve yardımlarını esirgemeyen engin bilgileri ve yapmış olduğu çalışmalarından faydalandığım, saygıdeğer danışman hocam Prof. Dr. Mehmet AYDOĞDU' ya şükran ve saygılarımı sunarım.

Ayrıca teorik çalışmalarımda bilgi ve desteğini esirgemeyen böylece çalışmanın her safhasında beni yönlendiren sayın hocam Dr. Ali YEŞİL'e, lisans dönemim süresince engin bilgi ve birikimlerinden faydalandığım bölümümüzün saygıdeğer hocalarına teşekkür eder saygılarımı sunarım.

Elbette kat etmesi güç olan bu yolda gösterdiği anlayış, destek ve sevgi için eşim Kubilay CEYLAN ' a ve aileme sevgilerimle.

Gülşen CEYLAN

İÇİNDEKİLER

ÖZET	I
SUMMARY	II
TEŞEKKÜR	III
İÇİNDEKİLER	IV
ŞEKİLLER LİSTESİ	V
SİMGELER LİSTESİ	VI
1. GİRİŞ	1
2. DİELEKTRİK ORTAMDA ELEKTROMANYETİK DALGALAR	3
3. DİELEKTRİK ARAYÜZEYDE YANSIMA VE KIRILMA	7
3.1. Dielektrik Ortamda Normal Gelişte Yansım ve Kırılma	8
3.2. Herhangi Bir Açılı Gelişte Yansım ve Kırılma	11
3.2.1 TE Kutuplanma	11
3.2.2 TM Kutuplanma	13
4. İYONKÜRENİN KIRILMA İNDİSİ	19
4.1 Dalga Denklemi	19
4.2 İletkenlik Tensörü	20
4.3 Dalgalar ve Kırılma İndisleri	21
5. BULGULAR ve TARTIŞMA	22
5.1 Dik Yayılım	22
5.5.1 Ordinari Dalga	24
5.5.2. Eksraordinari Dalga	26
5.5.3 Kutuplanmış Dalga	31
5.2. Eğik Yayılım	35
6. SONUÇ	42
7. KAYNAKLAR	43

ŞEKİLLER LİSTESİ

Sayfa

Şekil 2.1 Düzlem dalgaları.	4
Şekil 3.2 Yoğunluğu farklı iki ortamın arakesitine gelen dalga.	7
Şekil 3.2 Farklı iki ortamın arakesitine dik gelen dalganın yansıma ve geçişi.	8
Şekil 3.3 İki dielektrik ara yüze gelen ve gelme düzlemine dik olarak kutuplanmış ışığa ait elektrik alanlar, manyetik alanlar ve dalga vektörleri.	12
Şekil 3.4 İki dielektrik arasındaki ara yüze gelen ve geliş düzlemine paralel şekilde kutuplanmış ışığa ait elektrik alanlar, manyetik alanlar ve dalga vektörleri.	14
Şekil 3.5 TM kutuplanmasına ait θ geliş açısının fonksiyonları olarak çizilen R yansıma ve T geçme katsayısı.	16
Şekil 3.6 Havadan ($n=1$) cama ($n=1.5$) ara yüze gelen ışık için , TE ve TM kutuplanmasına ait geliş açısına göre yansımaların değişimi.	18
Şekil 4.1 Yer'in manyetik alanının geometrisi.	19
Şekil 5.1 İyonkürenin tabakalar halinde gösterimi.	23
Şekil 5.2 21.06.1996 tarihli, 38.5 MHz lik Ordinari dalganın yansıma ve geçiş katsayılarının saat 12.00 için yüksekliğe bağlı değişimi	24
Şekil 5.3 21.03.1996 tarihli, 38.5 MHz lik Ordinari dalganın yansıma ve geçiş katsayılarının $h=255$ km için yerel zamana bağlı değişimi.	25
Şekil 5.4 21.06.1996 tarihli, 38.5 MHz lik Ordinari dalganın yansıma ve geçiş katsayılarının $h=255$ km için yerel zamana bağlı değişimi.	25
Şekil 5.5 23.09.1996 tarihli, 38.5 MHz lik Ordinari dalganın yansıma ve geçiş katsayılarının $h=255$ km için yerel zamana bağlı değişimi.	26

Şekil 5.6 21.12.1996 tarihli, 38.5 MHz lik Ordinari dalgaının yansıma ve geçiş katsayılarının $h=255$ km için yerel zamana bağlı değişimi.	26
Şekil 5.7 21.06.1996 tarihli, 38.5 MHz lik Ekstraordinari dalgaının yansıma ve geçiş katsayılarının saat 12.00 için yüksekliğe bağlı değişimi.	27
Şekil 5.8 21.03.1996 tarihli, 38.5 MHz lik Ekstraordinari dalgaının yansıma ve geçiş katsayılarının $h=255$ km için yerel zamana bağlı değişimi.	28
Şekil 5.9 21.06.1996 tarihli, 38.5 MHz lik Ekstraordinari dalgaının yansıma ve geçiş katsayılarının $h=255$ km için yerel zamana bağlı değişimi	28
Şekil 5.10 23.09.1996 tarihli, 38.5 MHz lik Ekstraordinari dalgaının yansıma ve geçiş katsayılarının $h=255$ km için yerel zamana bağlı değişimi.	29
Şekil 5.11 21.12.1996 tarihli, 38.5 MHz lik Ekstraordinari dalgaının yansıma ve geçiş katsayılarının $h=255$ km için yerel zamana bağlı değişimi	29
Şekil 5.12 21.06.1996 tarihli, 38.5 MHz lik Kutuplanmış dalgaının yansıma ve geçiş katsayılarının saat 12.00 için yüksekliğe bağlı değişimi.	30
Şekil 5.13. 21.03.1996 tarihli, 38.5 MHz lik Kutuplanmış dalgaının yansıma ve geçiş katsayılarının $h=255$ km için yerel zamana bağlı değişim.	30
Şekil 5.14. 21.06.1996 tarihli, 38.5 MHz lik Kutuplanmış dalgaının yansıma ve geçiş katsayılarının $h=255$ km için yerel zamana bağlı değişimi.	31
Şekil 5.15. 23.09.1996 tarihli, 38.5 MHz lik Kutuplanmış dalgaının yansıma ve geçiş katsayılarının $h=255$ km için yerel zamana bağlı değişimi.	31
Şekil 5.16. 21.12.1996 tarihli, 38.5 MHz lik Kutuplanmış dalgaının yansıma ve geçiş katsayılarının $h=255$ km için yerel zamana bağlı değişimi.	32
Şekil 5.17. 30 derece eğimle gönderilen emd nin yansıma ve geçiş katsayılarının yerel zamana bağlı değişimi (21.06.1996).(a) E nin yansıma yüzeyine dik durumu için, (b) E nin yansıma yüzeyine paralel durumu için.	34

Şekil 5.18. 45 derece eğimle gönderilen emd nin yansıma ve geçiş katsayılarının yerel zamana bağlı değişimi (21.06.1996).(a) E nin yansıma yüzeyine dik durumu için, (b) E nin yansıma yüzeyine paralel durumu için. 35

Şekil 5.19. 60 derece eğimle gönderilen emd nin yansıma ve geçiş katsayılarının yerel zamana bağlı değişimi (21.06.1996).(a) E nin yansıma yüzeyine dik durumu için, (b) E nin yansıma yüzeyine paralel durumu için. 36

Şekil 5.20. 30 derece eğimle gönderilen emd nin yansıma ve geçiş katsayılarının yerel zamana bağlı değişimi (21.12.1996).(a) E nin yansıma yüzeyine dik durumu için, (b) E nin yansıma yüzeyine paralel durumu için. 37

Şekil 5.21. 45 derece eğimle gönderilen emd nin yansıma ve geçiş katsayılarının yerel zamana bağlı değişimi (21.12.1996).(a) E nin yansıma yüzeyine dik durumu için, (b) E nin yansıma yüzeyine paralel durumu için. 38

Şekil 5.22. 60 derece eğimle gönderilen emd nin yansıma ve geçiş katsayılarının yerel zamana bağlı değişimi (21.12.1996).(a) E nin yansıma yüzeyine dik durumu için, (b) E nin yansıma yüzeyine paralel durumu için. 39

SİMGELER LİSTESİ

E	: Elektrik alan
B	: Yer'in manyetik alanı
ν	: Çarpışma frekansı
ω_{ce}	: Elektron için dönme frekansı
N_i	: İyon yoğunluğu
N_e	: Elektron yoğunluğu
∇	: Del operatörü
e	: Elektron veya iyon yükü
m_e	: Elektronun kütlesi
ϵ_0	: Boş uzayın elektrik geçirgenlik katsayısı
ϵ	: Ortamın elektrik geçirgenlik katsayısı
μ_0	: Boş uzayın manyetik geçirgenlik katsayısı
μ	: Ortamın manyetik geçirgenlik katsayısı
σ	: İletkenlik
ω_p	: Plazma titreşim frekansı
I	: Manyetik dip açısı
θ	: Elektronun hızı
V	: Dalganın hızı
H	: Manyetik indüksiyon
P	: Polarizasyon vektörü

1. GİRİŞ

Yerküreyi çevreleyen atmosfer, sıcaklık, fiziksel olaylar ve kimyasal bileşenlerine göre çeşitli bölgelere ayrılır. Bu bölgelerden iyonküre haberleşmenin sağlandığı tabakadır. İyonküre, Güneş ışınımının üst atmosferi iyonlaştırması sonucu oluşan bölgeye denir. Bu bölge, Yer atmosferi içinde bulunan büyük bir plazma topluluğunun bulunduğu yerdir. İyonküre serbest elektronlar, iyonlar ve nötr parçacıklardan meydana gelmiştir. İyonküredeki elektron sayısı ile pozitif iyon sayısı hemen hemen eşittir. Elektronlarla pozitif iyonların hemen hemen eşit olduğu, elektriksel olarak nötr özellik gösteren topluluğa plazma dendiğine göre iyonküre bir doğal plazma olarak kabul edilebilir. İyonküre, yerden yaklaşık 50 km' den başlar üst sınırı kesin belli olmamakla beraber, H^+ ve He^+ gibi hafif iyonların O^+ iyonu gibi ağır iyonlara göre atmosfere hakim oldukları yükseklik kabul edilmektedir [1]. İyonkürede F2 bölgesindeki elektron sayısı m^3 de yaklaşık, 10^{12} dolaylarındadır. Bu bölge radyo dalgalarının yayılma ve yansımada en önemli rolü oynar [2]. 19. yüzyılda, Faraday ilk olarak değişen manyetik alanın elektrik alan yarattığını, değişen elektrik alanında manyetik alan yarattığını bulmasıyla bugünkü manyetik alan teorisini geliştirmiştir. Elektromanyetik dalganın bulunuşu teorik olarak 1864' de James Clerk Maxwell yapmıştır. Maxwell elektrik ve manyetizma hakkında bilinenleri denklem haline getirmiştir. Maxwell, denkleminin açıklamasını yaparken elektromanyetik dalganın varlığını ortaya atmış, ışığın bunu özel bir hali olduğunu öne sürmüştür. Hertz 1877' de Maxwell teorisini deneysel olarak ispatladı. Hertz dalgaları çok kısa olduğu için ışıkla benzerliğini ortaya koymak güç olmadı. 1902' de A. E. Kennelly ve O. Heaviside da radyo dalgalarının üst atmosferdeki serbest elektron yükleri tarafından yansıtıldığını ortaya attılar

Frekansları 3-30 MHz aralığında olan dalgalara yüksek frekanslı (HF) dalgalar denir [3]. Bu dalgalar dünyanın bir noktasından başka bir noktasına iyonküreden yansıtılarak iletilir. Ancak elektromanyetik dalganın bir noktadan başka bir noktaya yansımada ortamda bulunan plazma parametrelerine bağlıdır. İyonküre plazmasının parametreleri, iyonküre içinde meydana gelen dinamik ve kimyasal süreçlerle ilgilidir. Bu süreçler iyonkürenin her noktasında farklı olacaktır. Dolayısıyla bu farklılık herhangi bir yüksek frekanslı (HF) elektromanyetik dalganın iyonküre plazmasından yansıma ve geçme özelliklerini etkileyecektir. Bir dalganın iyonküreden yansımada, gönderilen elektromanyetik dalganın frekansının plazma frekansına eşit olduğu noktada meydana gelir. Gelen dalganın frekansı plazma frekansından büyükse, dalganın bir kısmı ilerler.

Bu çalışmada, iyonküre tabakalar halinde düşünülerek, elektromanyetik dalganın iyonküreye dik ve eğik gelmeleri halinde dalganın yansıma (R) ve geçme (T) sabitleri hesaplanacaktır. Bu sabitlerin yükseklikle, mevsimlerle dağılımları incelenecektir. Hesaplamalar elektron yoğunluğunun düşük olduğu 01-10.00 kadar olan zaman aralığında yapılacaktır. Bu hesaplamalar için gerekli olan iyonkürenin kırılma indisinin ifadesi elde edilecek ve IRI (International Reference Ionosphere) kullanılarak hesaplanacaktır.



2. DİELEKTRİK ORTAMDA ELEKTROMANYETİK DALGALAR

Tüm maddeler elektrostatik alanda farklı davranışlar gösterirler. Günlük hayatta kullanılan maddelerin çoğu iki ana grupta toplanabilir. İletkenler içinde serbestçe dolaşabilen çok miktarda elektron bulunur. Buna karşılık dielektriklerde tüm yükler belirli atom veya moleküllere bağlıdır, hareketleri molekül içinde sınırlıdır. Dielektrik maddelere cam, su, plastikler ve diğer yalıtkanlar örnek verilebilir. Bir dielektriğin, ϵ elektrik geçirgenliğe ve μ manyetik geçirgenliğine sahip, fakat ihmal edilebilecek kadar küçük öz iletkenliği olan (yani $\sigma = 0$), doğrusal bir malzeme olduğunu belirtelim. Bu bölümde, kolaylık sağlaması açısından, ϵ ve μ 'nün dalga frekansından bağımsız gerçel sabitler olduğunu varsayacağız. $\mathbf{D}(\mathbf{x}, t) = \epsilon \mathbf{E}(\mathbf{x}, t)$ ve $\mathbf{H}(\mathbf{x}, t) = \mathbf{B}(\mathbf{x}, t) / \mu$ şeklinde alınacaktır. Dielektrik ortamlardaki elektromanyetik dalgalar, daha yavaş hareket etmelerinin dışında, boşluktaki elektromanyetik dalgalara oldukça benzerler.

Serbest yüklerin ($\rho_{\text{serbest}} = 0$) ve serbest yük akımının olmadığı ($\mathbf{j}_{\text{serbest}} = 0$) düzgün dielektrik ortamdaki Maxwell denklemleri ;

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = 0 \quad \text{ve} \quad \nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (2.1)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad \text{ve} \quad \nabla \times \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (2.2)$$

biçiminde yazılır. Bu denklemler, $\epsilon_0 \rightarrow \epsilon$ ve $\mu_0 \rightarrow \mu$ 'nin yerleştirilmesiyle, boşluktaki Maxwell denklemleriyle aynı biçime sahip olacaktır. Böylece (2.1) ve (2.2) denklemleri boşluktaki elektromanyetik dalgalarla aynı biçimde enine dalga çözümlerine sahiptir. Bunun yanı sıra, dielektrikdeki dalga hızı;

$$V = 1 / \sqrt{\epsilon \mu} \quad (2.3)$$

olup, boşluktaki dalga hızından ($c = 1 / \sqrt{\epsilon_0 \mu_0}$) küçüktür. Saydam ortamlarda $\mu \approx \mu_0$ ve $\epsilon > \epsilon_0$ olduğundan, ışık madde içinde daha yavaş ilerler.

n ile gösterilen dielektriğin kırılma indisi, dalga hızlarının oranıdır ve

$$n = \frac{c}{V} \quad (2.4)$$

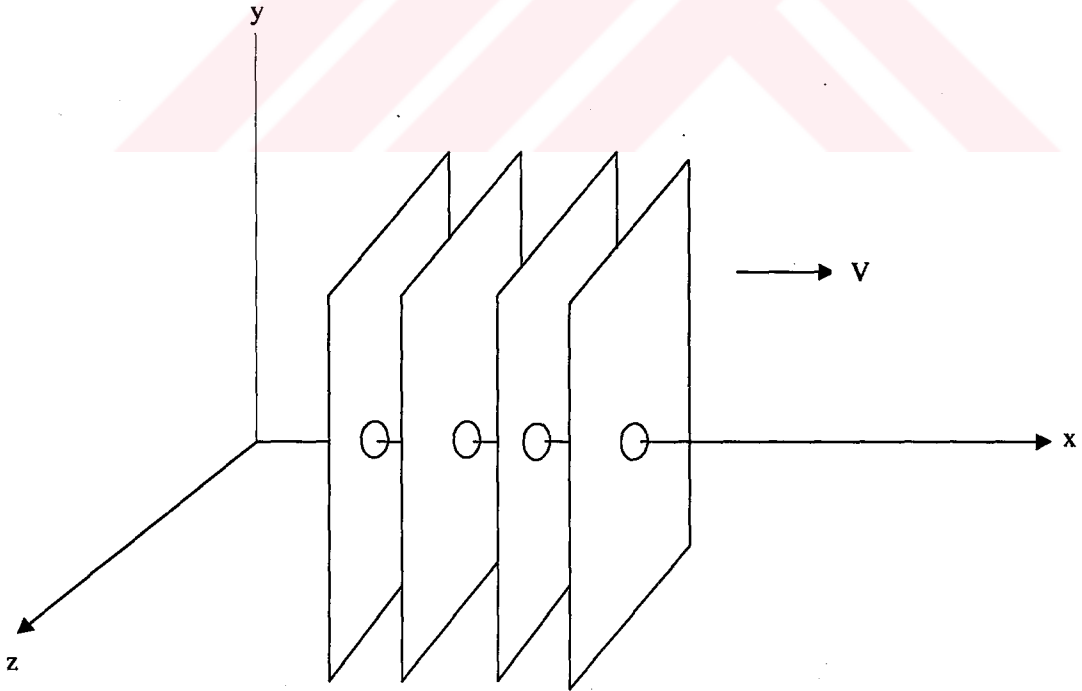
biçiminde tanımlanır.

Böylece,

$$n = \sqrt{\frac{\epsilon \mu}{\epsilon_0 \mu_0}} \quad (2.5)$$

olacaktır. Buna göre, ortamın kırılma indisi elektrik ve manyetik özelliklerine bağlı olacaktır. Sıradan dielektriklerde, mıknatıslanma küçük olup, $\mu \approx \mu_0$ ve $\epsilon > \epsilon_0$ olduğundan V , c ' den küçük olup $n > 1$ ' dir.

Uzayda x yönünde ilerleyen, y veya z ' ye bağımlı olmayan dalgaları göz önüne alalım. Bu dalganın ilerleme yönüne dik bir düzlemin her yerinde elektrik ve manyetik alanlar düzgün olacağından, buna düzlem dalga denir.



Şekil 2.1 Düzlem dalgalar

Dielektrikte kutuplanmış düzlem dalganın alanları ;

$$\mathbf{E}(\mathbf{x}, t) = \mathbf{E}_0 e^{i(\mathbf{k}\mathbf{x} - \omega t)} \quad \text{ve} \quad \mathbf{B}(\mathbf{x}, t) = \mathbf{B}_0 e^{i(\mathbf{k}\mathbf{x} - \omega t)} \quad (2.6)$$

olup, gerçel kısmın bu eşitlerinin sağ tarafındaki fiziksel alan olduğu anlaşılabilir.

Boşlukta Maxwell denklemlerinin her çözümü dalga denklemini sağlar. Maxwell denklemleri $\mathbf{E}_0$ ve $\mathbf{B}_0$ genliklerine bir takım kısıtlamalar koyar. Bu kısıtlamalar boşlukta, $\nabla \cdot \mathbf{E} = 0$, $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ olduğundan;

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = i\mathbf{k} \cdot \mathbf{E}_0 e^{i(\mathbf{k}\mathbf{x} - \omega t)} = 0 \quad \text{ve} \quad \nabla \cdot \mathbf{B} = i\mathbf{k} \cdot \mathbf{B}_0 e^{i(\mathbf{k}\mathbf{x} - \omega t)} = 0 \quad (2.7)$$

elde edilir. Bu bağıntılardaki E_0 ve B_0 genlikleri $\mathbf{k}$ dalga vektörüne diktir. Bundan dolayı elektromanyetik dalga enine bir dalgadır. (2.2)' nin birinci denklemi olan Faraday yasası uygulanarak, aşağıdaki ifade elde edilir:

$$i\mathbf{k} \times \mathbf{E}_0 e^{i(\mathbf{k}\mathbf{x} - \omega t)} = i\omega \mathbf{B}_0 e^{i(\mathbf{k}\mathbf{x} - \omega t)} \quad (2.8)$$

Bu bağıntı iki alan genliği arasındaki ilişkiyi verir:

$$\mathbf{B}_0 = \frac{\mathbf{k} \times \mathbf{E}_0}{\omega} \quad (2.9)$$

Benzer şekilde, (2.2)' nin ikinci denklemi olan Amper yasasından ;

$$\mathbf{E}_0 = \frac{-\mathbf{k} \times \mathbf{B}_0}{\mu \epsilon \omega} \quad (2.10)$$

elde edilir. Fiziksel genlikler arasındaki bağıntı ise ;

$$B_0 = \frac{k}{\omega} \cdot E_0 = \frac{E_0}{V_f} \quad (2.11)$$

şeklinde ifade edilir.

Bir düzlem dalganın şiddeti, ortalama enerji akısı şeklinde tanımlanır. Bir lineer malzemedeki Poynting vektörü, $S = E \times H = E \times B / \mu$ 'dür. Bu denklemi kullanırken, E ve B 'nin gerçek kısımlarını almalıyız. (2.12)'daki S 'yi hesaplamak için, E_0 , B_0 ve k 'nın gerçel olduğu varsayılacaktır. Bu durumda,

$$S = \frac{E_0 \times B_0}{\mu} \cos^2 (k x - \omega t) = k \frac{E_0^2}{\mu \omega} \cos^2 (k x - \omega t) \quad (2.12)$$

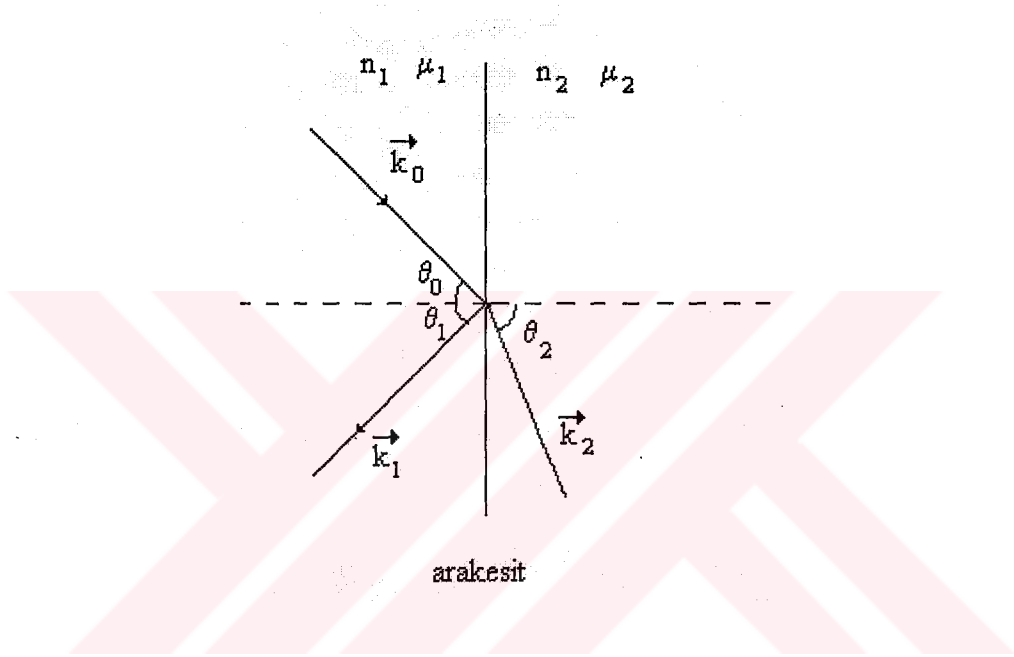
dir. İkinci eşitlik, E_0 , B_0 ve k 'nın dik vektör üçlüsü oluşu gerçeğinden kaynaklanmakta olup, $B_0 = k E_0 / \omega$ 'dır. Düzlem dalganın şiddeti böylece,

$$I = \left\langle \frac{k}{k} S \right\rangle = \frac{1}{2} \epsilon V E_0^2, \quad I = \langle S \rangle \quad (2.13)$$

olacaktır.

3. DİELEKTRİK ARA YÜZEYDE YANSIMA VE KIRILMA

Bu bölümde, değişik ortamlar arasında belirli sınırlardaki elektromanyetik dalgaların hareketlerini inceleyeceğiz. Elektromanyetik dalganın bir ortamdan diğerine geçişinde dalganın ne kadarı geçer, ne kadarı yansır, değişimi incelenecektir.



Şekil 3.1 Yoğunluğu farklı iki ortamın arakesitine gelen dalga

Başlangıçta, farklı iki ortam kesitine gelen k_0 dalgası aşağıdaki şartları sağlar :

1. Geliş açısı θ_0 yansıma açısı θ_1 ' e eşittir.

$$\theta_0 = \theta_1$$

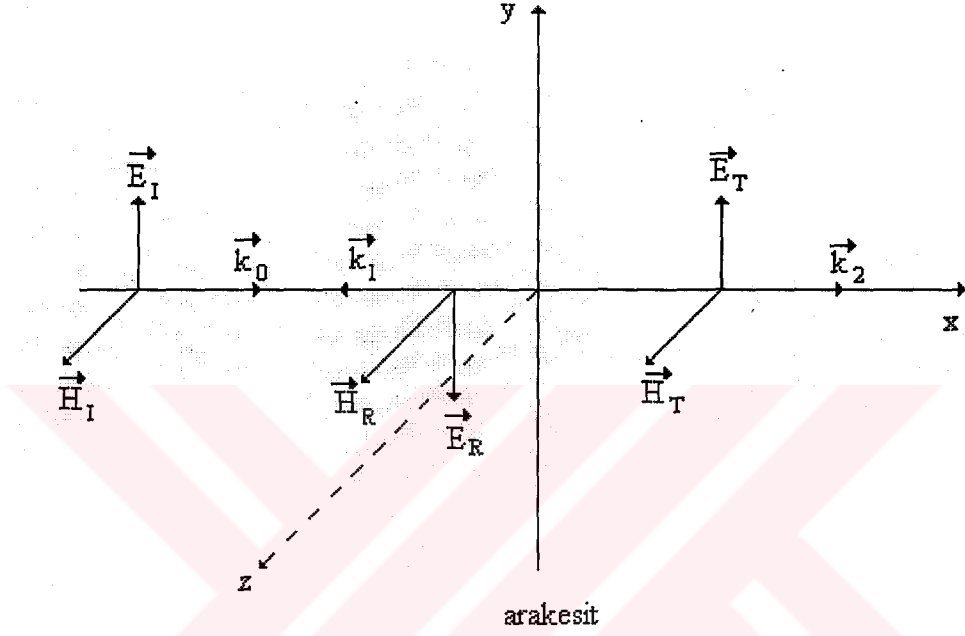
2. Snell kanunu geçerli olur.

$$n_1 \cdot \sin\theta_1 = n_2 \cdot \sin\theta_2$$

3. Arakesitte E' nin ve H' ın teğet bileşenleri eşittir.

3.1. Dielektrik Ortamda Normal Gelişte Yansıma ve Geçme

Sol taraftan gelen ve +x yönünde ilerleyen ω frekanslı bir dalga'nın polarizasyonu y-yönünde olsun (Şekil 3.2) ;



Şekil 3.2 Farklı iki ortamın arakesitine dik gelen dalga'nın yansıması ve geçmesi.

$$\mathbf{E}_0(x, t) = E_0 e^{i(k_0 x - \omega t)} \mathbf{a}_y, \quad \mathbf{B}_0(x, t) = \frac{1}{V_1} E_0 e^{i(k_0 x - \omega t)} \mathbf{a}_z \quad (3.1)$$

Arakesitten tekrar 1. ortama yansıyan dalga:

$$\mathbf{E}_1(x, t) = E_1 e^{i(-k_0 x - \omega t)} \mathbf{a}_y, \quad \mathbf{B}_1(x, t) = \frac{1}{V_1} E_1 e^{i(-k_0 x - \omega t)} \mathbf{a}_z \quad (3.2)$$

ve 2. ortama geçen dalga;

$$\mathbf{E}_2(x, t) = E_2 e^{i(k_2 x - \omega t)} \mathbf{a}_y, \quad \mathbf{B}_2(x, t) = \frac{1}{V_2} E_2 e^{i(k_2 x - \omega t)} \mathbf{a}_z \quad (3.3)$$

olur. $\mathbf{B}_1$ ifadesindeki (-) işareti dikkat edilirse, yansıyan dalganın $\mathbf{k}$ dalga vektörü ters yönde olduğundan $\mathbf{a}_y \times \mathbf{a}_x$ çarpımından dolayı manyetik alan bileşeni ters yönde olur (n- normal vektörü).

$x = 0$ arakesitinde, soldaki $\mathbf{E}_0 + \mathbf{E}_1$ ve $\mathbf{B}_0 + \mathbf{B}_1$ toplam alanları ile, sağ taraftaki $\mathbf{E}_2$ ve $\mathbf{B}_2$ alanları aşağıdaki sınır koşullarını sağlamalıdır.

$$\begin{aligned} \text{(i)} \quad \epsilon_1 \mathbf{E}_{1\perp} &= \epsilon_2 \mathbf{E}_{2\perp} & \text{(iii)} \quad \mathbf{E}_{1\parallel} &= \mathbf{E}_{2\parallel} \\ \text{(ii)} \quad \mathbf{B}_{1\perp} &= \mathbf{B}_{2\perp} & \text{(iv)} \quad \frac{\mathbf{B}_{1\parallel}}{\mu_1} &= \frac{\mathbf{B}_{2\parallel}}{\mu_2} \end{aligned} \quad (3.4)$$

Yüzeye normal gelen dalgada yüzeye dik bileşenler olamayacağından, (i) ve (ii) koşulları sonuç vermez. (iii) koşullarına göre;

$$\mathbf{E}_0 + \mathbf{E}_1 = \mathbf{E}_2 \quad (3.5)$$

olmalı ve (iv) koşuluna göre ise;

$$\frac{1}{\mu_1} \left(\frac{E_0}{V_0} - \frac{E_1}{V_1} \right) = \frac{1}{\mu_2} \left(\frac{E_2}{V_2} \right) \quad (3.6)$$

olmalıdır. Burada β parametresi,

$$\beta = \frac{\mu_1 V_1}{\mu_2 V_2} \quad (3.7)$$

şeklinde tanımlanırsa ;

$$E_0 - E_1 = \beta E_2 \quad (3.8)$$

elde edilir.

(3.5) ve (3.8) denklemleri çözülerek yansıyan ve geçen genlikler, gelen genlik cinsinden bulunur.

$$E_1 = \left(\frac{1 - \beta}{1 + \beta} \right) E_0, \quad E_2 = \left(\frac{2}{1 + \beta} \right) E_0 \quad (3.9)$$

Eğer ortamların μ manyetik geçirgenliği boşluktaki değerine çok yakınsa, o zaman $\beta = \frac{V_1}{V_2}$ olur ve;

$$E_1 = \left(\frac{V_2 - V_1}{V_2 + V_1} \right) E_0, \quad E_2 = \left(\frac{2V_2}{V_2 + V_1} \right) E_0 \quad (3.10)$$

şeklinde ifade edilebilir. Eğer $V_2 > V_1$ ise, yansıyan dalga aynı fazda, fakat $V_2 < V_1$ ise zıt fazda olur. Eğer kırılma indisi cinsinden ifade edecek olursak;

$$E_1 = \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} E_0, \quad E_2 = \frac{2n_1}{n_1 + n_2} E_0 \quad (3.11)$$

bağıntıları elde edilir.

Başlangıçta cevabını aradığımız, gelen enerjinin ne kadarı yansır ve ne kadarı diğer ortama geçer, sorusunu bu aşamada yanıtlayabiliriz.

Birim yüzeye düşen güç yani şiddet;

$$I = \frac{1}{2} \epsilon V E_0 \quad (3.12)$$

idi. Eğer $\mu_1 = \mu_2 = \mu_0$ ise, yansıyan şiddetin gelen şiddete oranı,

$$R = \frac{I_1}{I_0} = \left(\frac{E_1}{E_0} \right)^2 = \left(\frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right)^2 \quad (3.13)$$

ve geçen dalga şiddetinin gelen dalga şiddetine oranı ise,

$$T = \frac{I_2}{I_0} = \frac{\epsilon_2 V_2}{\epsilon_1 V_1} \left(\frac{E_2}{E_0} \right)^2 = \frac{n_2}{n_1} \left(\frac{2n_1}{n_1 + n_2} \right)^2 \quad (3.14)$$

bulunur. Buradaki boyutsuz R parametresine yansıma katsayısı ve T parametresine de geçme katsayısı denir. Dikkat edilirse;

$$R + T = 1 \quad (3.15)$$

olup, gelen enerjinin diğer ortama geçerken ve yansırken korunduğunu ifade eder.

3.2 Herhangi Bir Açılıyla Gelen Dalganın Yansıma ve Geçme

Herhangi bir θ açısıyla gelen dalga için, iletilen ve yansıyan dalgaların şiddetleri, dalganın kutuplanma doğrultusuna bağlıdır. Bu nedenle yansıma ve kırılma olayını TE (enine elektrik) ve TM (enine manyetik) kutuplanma halinde ayrı ayrı inceleyeceğiz.

3.2.1 TE Kutuplanma

TE kutuplanma, elektrik alanının geliş düzlemine dik olması şeklindedir. Geliş düzlemi, yüzeyin normali ve $\mathbf{k}$ gelen dalga vektörü tarafından oluşturulur. Şekil 3.3' te, geliş düzlemi xy düzlemidir. Gelen, iletilen ve yansıyan dalgaların TE elektrik alanları aşağıdaki gibidir.

$$\mathbf{E}_0 = \mathbf{a}_z E_0 e^{i(k_0 x - \omega t)} \quad (3.16)$$

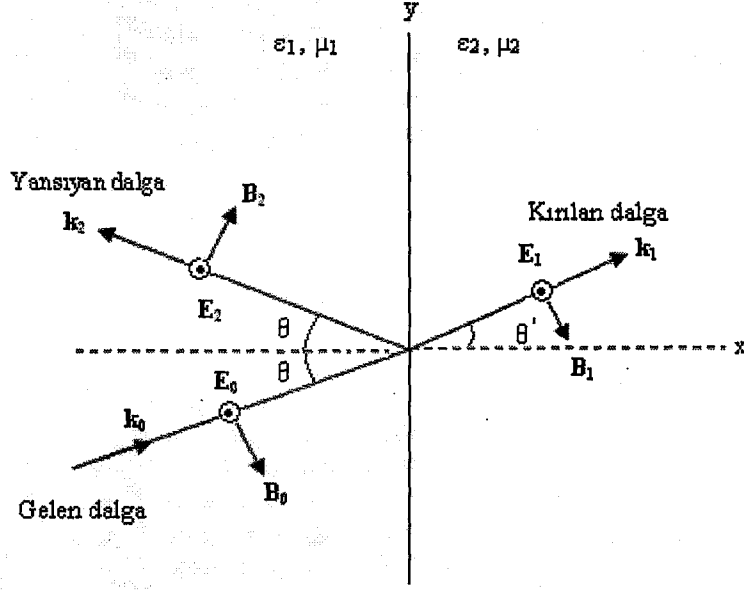
$$\mathbf{E}_1 = \mathbf{a}_z E_1 e^{i(k_1 x - \omega t)} \quad (3.17)$$

$$\mathbf{E}_2 = \mathbf{a}_z E_2 e^{i(k_2 x - \omega t)} \quad (3.18)$$

dalga vektörlerinin büyüklükleri $k_0 = k_2 = \omega/V_1$ ve $k_1 = \omega/V_2$ ' dir. TE halinde, elektrik alanların hepsi sınıra paraleldir. Böylece $D_{1\perp} = D_{2\perp}$ sınır koşulu doğrulanır. $E_{1\parallel} = E_{2\parallel}$ sınır koşulu,

$$E_0 + E_2 = E_1 \quad (3.19)$$

sonucunu kapsar.



Şekil 3.3 İki dielektrik ara yüzü gelen ve gelme düzlemine dik olarak kutuplanmış ışığa ait elektrik alanlar, manyetik alanlar ve dalga vektörleri. xy düzlemi, gelme düzlemidir ve $x = 0$ düzlemi, ara yüz olup, E' ler ara yüzü paraleldir.

Şekil 3.3' deki her bir dalga için E , B ve k ; $B = k \times E / \omega$ 'yi doğrulayan dik vektör üçlüsü oluştururlar. O halde $B = \mu H = k \times E / \omega$ ifadesini kullanmak gerekir. Üç dalganın her biri için E ve H' 'in doğrultularını gösteren Şekil 3.3' ten manyetik alanın genliklerinin,

$$H_0 = \frac{E_0}{\mu_1 V_1} [\hat{i} \sin \theta - \hat{j} \cos \theta] \quad (3.20)$$

$$H_1 = \frac{E_1}{\mu_2 V_2} [\hat{i} \sin \theta' - \hat{j} \cos \theta'] \quad (3.21)$$

$$H_2 = \frac{E_2}{\mu_1 V_1} [\hat{i} \sin \theta - \hat{j} \cos \theta] \quad (3.22)$$

olduğunu buluruz. Burada $V_1 = c / n_1$ ve $V_2 = c / n_2$ ' dir.

B' nin $\hat{i}$ bileşeni ara yüzeye diktir. $B_{1x} = B_{2x}$ sınır koşulu, Snell yasası yardımıyla, (3.19) ile aynı olacaktır. H' in $\hat{j}$ bileşeni ara yüzü paraleldir.

$H_{1y} = H_{2y}$ sınır koşulu, $H_{0y} + H_{2y} = H_{1y}$ denklemini kapsayacaktır, yani

$$\frac{n_1 (E_0 - E_2)}{\mu_1} \cos \theta = \frac{n_2 E_1}{\mu_2} \cos \theta' \quad (3.23)$$

dir. (3.19) ve (3.23) denklemleri, E_1 ve E_2 bilinmeyenlerini veren iki denklemdir.

Bu genliklerin çözümleri,

$$E_1 = \frac{2\mu_2 n_1 \cos \theta}{\mu_2 n_1 \cos \theta + \mu_1 n_2 \cos \theta'} E_0 \quad (3.24)$$

$$E_2 = \frac{\mu_2 n_1 \cos \theta - \mu_1 n_2 \cos \theta'}{\mu_2 n_1 \cos \theta + \mu_1 n_2 \cos \theta'} E_0 \quad (3.25)$$

şeklindedir. Birçok dielektrikte $\mu_1 = \mu_2 = \mu_0$ olarak alabiliriz. Snell yasasını kullanarak, ikinci sonucu aşağıdaki gibi sadeleştirebiliriz.

$$E_2 = \frac{\sin(\theta' - \theta)}{\sin(\theta' + \theta)} E_0 \quad (3.26)$$

3.2.2 TM Kutuplanma

TM kutuplanma tanımı, manyetik alanın geliş düzeline dik olması şeklindedir.

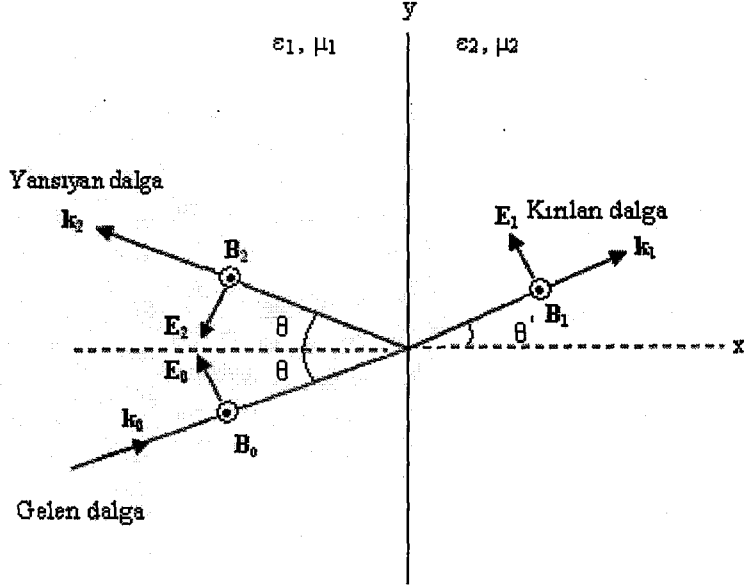
$\mathbf{H} = \mathbf{B} / \mu$ cinsinden manyetik alanlar :

$$\mathbf{H}_0 = \mathbf{a}_z \frac{E_0}{\mu_1 V_1} e^{i(\mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{x} - \omega t)} \quad (3.27)$$

$$\mathbf{H}_1 = \mathbf{a}_z \frac{E_1}{\mu_2 V_2} e^{i(\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{x} - \omega t)} \quad (3.28)$$

$$\mathbf{H}_2 = \mathbf{a}_z \frac{E_2}{\mu_1 V_1} e^{i(\mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{x} - \omega t)} \quad (3.29)$$

şeklindedir.



Şekil 3.4 İki dielektrik arasındaki ara yüze gelen ve geliş düzlemine paralel şekilde kutuplanmış ışığa ait elektrik alanlar, manyetik alanlar ve dalga vektörleri. xy düzlemi geliş düzlemidir ve $x = 0$ düzlemi ara yüzüdür.

Şekil 3.4' de görüldüğü üzere $\vec{B}'$ ler ara yüze paraleldir ve $\vec{H}$ alanlarının $+\vec{a}_z$ doğrultusunda yönelecek şekilde gösterildiği, $\vec{E}$, $\vec{H}$ ve $\vec{k}$ arasındaki bağıntıları göstermektedir. $H_{1//} = H_{2//}$ sınır koşulu;

$$\frac{n_1}{\mu_1} (E_0 + E_2) = \frac{n_2}{\mu_2} E_1 \quad (3.30)$$

ifadesini kapsamaktadır. TM kutuplanmasına ait elektrik alan genlikleri,

$$\vec{E}_0 = E_0 [-\hat{i} \sin \theta + \hat{j} \cos \theta] \quad (3.31)$$

$$\vec{E}_1 = E_1 [-\hat{i} \sin \theta' + \hat{j} \cos \theta'] \quad (3.32)$$

$$\vec{E}_2 = E_2 [-\hat{i} \sin \theta - \hat{j} \cos \theta] \quad (3.33)$$

şeklindedir. Şekil 3.4' e göre, $\vec{E}'$ nin $\hat{j}$ bileşeni yüzeye paraleldir, böylece $E_{1//} = E_{2//}$ koşulu,

$$(E_0 - E_2) \cos \theta = E_1 \cos \theta' \quad (3.34)$$

ifadesini kapsayacaktır. (3.30) ve (3.34) eşitlikleri, yansıyan ve kırılan dalgaların genlikleri için çözülebilir. Sonuçlar ,

$$E_1 = \frac{2 \mu_2 n_1 \cos \theta}{\mu_2 n_1 \cos \theta' + \mu_1 n_2 \cos \theta} E_0 \quad (3.35)$$

$$E_2 = \frac{\mu_1 n_2 \cos \theta - \mu_2 n_1 \cos \theta'}{\mu_2 n_1 \cos \theta' + \mu_1 n_2 \cos \theta} E_0 \quad (3.36)$$

olacaktır.

TM kutuplanma analizini, R yansıma ve T iletim katsayısının hesaplanmasına uygulamak ilginç olacaktır. Yansıma, yine yansıyan şiddetin gelen şiddete oranı şeklinde tanımlanır.

$$R = \frac{\epsilon_1 V_1 E_2^2 / 2}{\epsilon_1 V_1 E_0^2 / 2} = \frac{(n_2 \cos \theta - n_1 \cos \theta')^2}{(n_1 \cos \theta' + n_2 \cos \theta)^2} \quad (3.37)$$

Benzer şekilde, iletim katsayısı, iletilen ve gelen şiddetlerin oranıdır:

$$T = \frac{\epsilon_2 V_2 E_1^2 / 2}{\epsilon_1 V_1 E_0^2 / 2} = \frac{4 n_1 n_2 \cos^2 \theta}{(n_1 \cos \theta' + n_2 \cos \theta)^2} \quad (3.38)$$

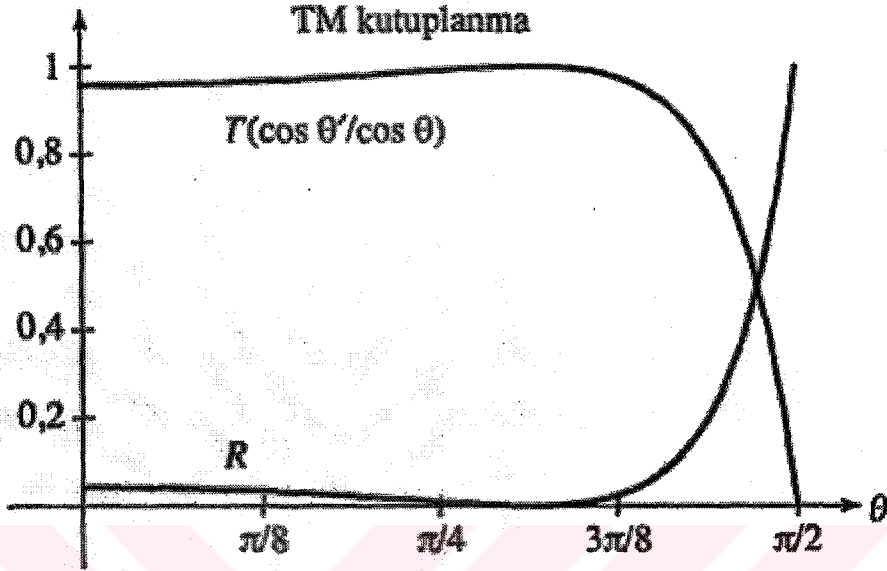
TM kutuplanması (ve TE kutuplanması) için enerjinin korunumu,

$$T + R = 1 \quad (3.39)$$

denklemleriyle tanımlanır [4].

(3.39)' i yazarken, iletilen demetin enine dik kesit alanının, gelen demetin enine dik kesit alanına oranı olan $(\cos \theta' / \cos \theta)$ çarpanıyla T' yi çarpmak gereklidir. T' nin, iletilen şiddetin gelen şiddete oranı oluşu, bu çarpanı almamızın nedenidir. Şiddet, birim yüzeye düşen güç olup, birimi W / m^2 ' dir. Korunmakta olan şiddet değil, toplam güçtür. İletilen demet, gelen demetten farklı bir enine dik kesite sahiptir. Gelen demetin enine dik kesit alanı A_g ise, dielektrik ara yüzde aydınlatılan alan $A_d = A_g \cos \theta$ olacaktır.

TM kutuplanmasına ait iletim ve yansımaya katsayısına geliş açısının fonksiyonu olarak Şekil 3.5' de çizilmiştir.



Şekil 3.5 TM kutuplanmasına ait θ geliş açısının fonksiyonları olarak çizilen R yansımaya ve T iletim katsayısı. Işık, havadan ($n_1 = 1$) cama ($n_2 = 1.5$) ara yüze düşecek şekilde alınıyor.

E alanın geliş düzlemine paralel ($\parallel$) ve dik ($\perp$) durumu için yansımaya ve geçme katsayılarını, farklı dalgalar için Poynting vektörünün hesaplanması ile elde edebiliriz. Elektrik alanın dik ($\perp$) durumu için;

$$R_{\perp} = \frac{\langle S_1 \rangle_{\perp} (-\mathbf{n})}{\langle S_0 \rangle_{\perp} \mathbf{n}} = \frac{|E_1|^2}{|E_0|^2} = \frac{\sin^2(\theta' - \theta)}{\sin^2(\theta' + \theta)} \quad (3.40)$$

ve

$$T_{\perp} = \frac{\langle S_2 \rangle_{\perp} \mathbf{n}}{\langle S_0 \rangle_{\perp} \mathbf{n}} = \frac{n_2 \cos \theta' |E_2|^2}{n_1 \cos \theta |E_0|^2} = 4 \frac{n_2 \cos \theta \cos^2 \theta \sin^2 \theta'}{n_1 \cos \theta \sin^2(\theta' + \theta)} \quad (3.41)$$

n_2 / n_1 için Snell kanunu kullanıldığında ,

$$T_{\perp} = 4 \frac{\sin \theta \cos \theta' \cos^2 \theta \sin^2 \theta'}{\sin \theta' \cos \theta \sin^2 (\theta' + \theta)}$$

$$T_{\perp} = \frac{(2 \sin \theta \cos \theta) (2 \sin \theta' \cos \theta')}{\sin^2 (\theta_2 + \theta_0)} \quad (3.42)$$

$$T_{\perp} = \frac{\sin 2\theta \sin 2\theta'}{\sin^2 (\theta' + \theta)}$$

Benzer gösterimlerde elektrik alanın paralel durumu için,

$$R_{//} = \frac{\tan^2 (\theta' - \theta)}{\tan^2 (\theta' + \theta)} \quad (3.43)$$

elde edilir.

Brewster Açısı

TM kutuplanması için, yansıyan dalganın şiddeti, $\theta + \theta' = \pi/2$ ise sıfırdır. Çünkü (3.37)' nin paydası sonsuzdur. ($\mu_1 = \mu_2$ olduğunu varsayıyoruz). Bu koşulun gerçekleştiği geliş açısı, θ_B Brewster açısı adını alır. $\theta = \theta_B$ ve $\theta' = \pi/2 - \theta_B$ olarak Snell yasasına göre, $n_1 \sin \theta_B$, $n_2 \cos \theta_B$ ' ye eşit olacaktır. Böylece,

$$\tan \theta_B = \frac{n_2}{n_1} \quad (3.44)$$

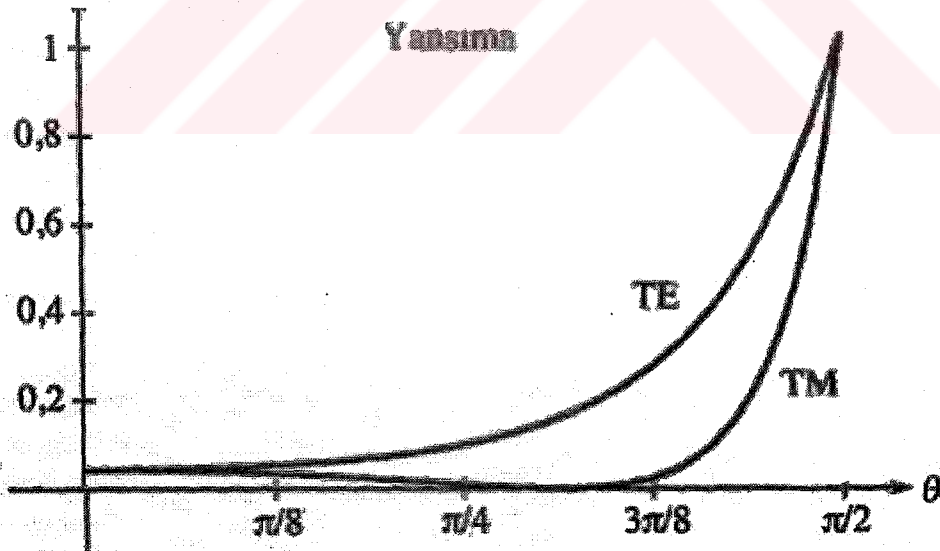
olur. TM dalgasının geliş açısı θ_B ise, yansıyan dalga bulunmayacaktır. θ , θ_B ' ye yaklaşırken, yansıtma sıfıra yaklaşır.

Brewster açısına ait (3.45) koşulu, Snell yasasıyla birlikte, basit bir geometrik gösterime sahiptir. $\theta = \theta_B$ olan TM dalgası için, $\theta_B + \theta' = \pi/2$ olduğu için, $\mathbf{k}''$ ve $\mathbf{k}'$ vektörleri diktir. $\mathbf{E}'_o$, $\mathbf{k}'$ 'ye dik olduğundan, Brewster açısında, iletilen dalganın kutuplanması ($\mathbf{E}'_o$), kuramsal yansımanın doğrultusuna ($\mathbf{k}''$) paraleldir. Bu durum oluştuğunda, yansıyan dalganın dalga şiddeti sıfırdır.

Kutuplanmamış dalga, θ_B açısında dielektrik yüzeye düşerse, yansıyan dalga TE kutuplanacaktır. Çünkü TM yansıyan bileşenin genliği sıfırdır. Yansıyan dalga, $\theta = \theta_B$ ' de % 100 kutuplanır ve diğer açılarda ise parçalı kutuplanır. Şekil 3.9, gelme açısının fonksiyonları olarak, havadan ($n_1 = 1$) cama ($n_2 = 1.5$) gelen ışık için iki kutuplanmaya ait yansımaları gösteriyor. Bu durumda Brewster açısı 56° dir. İki eğri arasındaki fark, yansıtılan kutuplanmamış ışığın, kutuplanmasının bir ölçüsüdür. Bu grafik, kutuplanmış güneş gözlüklerinin gözün kamaşmasını neden azalttığını gösteriyor. Kutuplanmamış ışık, dielektrik yüzeyden yansırken, yansıyan ışık, yüksek oranda kutuplanır. Güneş gözlüklerinin kutuplanma eksenini, yansıyan ışığın kutuplanmasına dikse, güneş gözlüklerinden geçerek, yansıyan ışığın şiddeti, düşük olacaktır. Örneğin, balıkçıların kullandığı güneş gözlükleri, yatay olarak kutuplanan ışığı yutacak şekilde tasarlanır. Böylece su yüzeyinden yansıyan güneş ışığından gözün kamaşması azalacaktır.

Yüzeye Çakışık Biçimde Geliş Hali:

$\theta = \pi/2$ olması halinde $R \rightarrow 1$ olduğu Şekil 3.6' da görülmektedir. Yani, yüzeye çakışık olarak gelen ışık için % 100 yansıma gerçekleşir.



Şekil 3.6 Havadan ($n = 1$) cama ($n = 1.5$) ara yüzüne gelen ışık için, TE ve TM kutuplanmasına ait geliş açısına göre yansımaların değişimi

4. İYONKÜRENİN KIRILMA İNDİSİ

4.1. Dalga Denklemi:

Alanların ve hızın $e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{x} - \omega t)}$ ile değiştiğini kabul edersek Maxwell denklemleri,

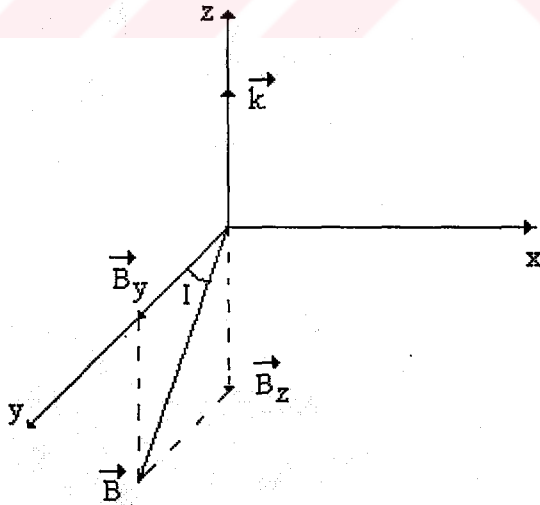
$$\nabla \times \mathbf{E} = i\omega \mathbf{B} \quad (4.1)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \sigma \mathbf{E} - i\omega \epsilon_0 \mu_0 \mathbf{E}$$

olur. Bu denklemler yardımıyla dalga denklemi,

$$n^2 \mathbf{E} - \mathbf{n} \left(\mathbf{n} \cdot \mathbf{E} \right) = \left[\mathbf{I} + \frac{i}{\epsilon_0 \omega} \sigma \right] \mathbf{E} \quad (4.2)$$

bulunur. Burada $\mathbf{I}$ birim tensör ve σ iyonküre plazmasının iletkenlik tensörüdür.



Şekil 4.1. Yer'in manyetik alanının geometrisi.

Şekil (4.1)'deki geometriyi kullanarak denklem (4.2),

$$\begin{bmatrix} M_{xx} & M_{xy} & M_{xz} \\ M_{yx} & M_{yy} & M_{yz} \\ M_{zx} & M_{zy} & M_{zz} \end{bmatrix} \cdot \mathbf{E} = 0 \quad (4.3)$$

şeklinde yazılabilir.

Burada,

$$M_{xx} = n^2 - 1 - \frac{i}{\epsilon_0 \omega} \sigma_{xx} \quad , \quad M_{xy} = -\frac{i}{\epsilon_0 \omega} \sigma_{xy} \quad , \quad M_{xz} = -\frac{i}{\epsilon_0 \omega} \sigma_{xz} \quad , \quad (4.4)$$

$$M_{yx} = -\frac{i}{\epsilon_0 \omega} \sigma_{yx} \quad , \quad M_{yy} = n^2 - 1 - \frac{i}{\epsilon_0 \omega} \sigma_{yy} \quad , \quad M_{yz} = -\frac{i}{\epsilon_0 \omega} \sigma_{yz} \quad , \quad (4.5)$$

$$M_{zx} = -\frac{i}{\epsilon_0 \omega} \sigma_{zx} \quad , \quad M_{zy} = -\frac{i}{\epsilon_0 \omega} \sigma_{zy} \quad , \quad M_{zz} = -1 - \frac{i}{\epsilon_0 \omega} \sigma_{zz} \quad (4.6)$$

şeklindedir. Burada, n kırılma indisi, ϵ_0 boşluğun elektrik geçirgenliği, ω dalganın frekansdır.

4.2. İletkenlik Tensörü

Yüksek frekansta iyon etkileşimlerini ihmal edebiliriz. Eğer $\mathfrak{g}$ ve sırasıyla elektronun hızı ve kütlesi ise, elektron için hareket denklemi,

$$m \frac{d\mathfrak{g}}{dt} = -e[\mathbf{E} + \mathfrak{g} \times \mathbf{B}] - m\mathbf{v}\mathfrak{g} \quad (4.7)$$

şeklinde ifade edilir. Akım yoğunluğu, $\mathbf{J} = -N e \mathfrak{g}$ den,

$$\mathbf{J} = \sigma_0 \mathbf{E} - \frac{e}{m(\mathbf{v} - i\omega)} \mathbf{J} \times \mathbf{B} \quad (4.8)$$

dır. Burada σ_0 paralel iletkenlik ve

$$\sigma_0 = \left[\frac{Ne^2}{m(\nu - i\omega)} \right] \quad (4.9)$$

değerine sahiptir.

Kullandığımız geometride, sırasıyla z-ekseni yukarı, x coğrafik doğuyu ve y eksenini coğrafik kuzeyi göstermektedir. Kuzey yarımkürede yerin manyetik alanının geometrisi Şekil (4.1)'de gösterilmiştir.

Buna göre,

$$\mathbf{B} = B_y \mathbf{a}_y + B_z \mathbf{a}_z \quad (4.10)$$

olur, burada $B_y = B \cos I$, $B_z = -B \sin I$ dır. Denklem (4.8) in çözümü için kartezyen koordinatlarda $\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E}$ ve

$$\sigma = \begin{bmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xy} & \sigma_{xz} \\ \sigma_{yx} & \sigma_{yy} & \sigma_{yz} \\ \sigma_{zx} & \sigma_{zy} & \sigma_{zz} \end{bmatrix} \quad (4.11)$$

şeklinde olur. Burada,

$$\sigma_{xx} = \Gamma \sigma_0 \left[(\nu - i\omega^2) \right], \quad \sigma_{xy} = \Gamma \sigma_0 \left[-\omega_{cz} (\nu - i\omega) \right], \quad \sigma_{xz} = \Gamma \sigma_0 \left[\omega_{cy} (\nu - i\omega) \right]$$

$$\sigma_{yx} = \Gamma \sigma_0 \left[\omega_{cz} (\nu - i\omega) \right], \quad \sigma_{yy} = \Gamma \sigma_0 \left[\omega_{cy}^2 + (\nu - i\omega)^2 \right], \quad \sigma_{yz} = \Gamma \sigma_0 \left[\omega_{cy} \omega_{cz} \right]$$

$$\sigma_{zx} = \Gamma \sigma_0 \left[-\omega_{cy} (\nu - i\omega) \right], \quad \sigma_{zy} = \Gamma \sigma_0 \left[\omega_{cy} \omega_{cz} \right], \quad \sigma_{zz} = \Gamma \sigma_0 \left[\omega_{cz}^2 + (\nu - i\omega)^2 \right]$$

ile $\Gamma = \left[\omega_{cy}^2 + \omega_{cz}^2 + (\nu - i\omega)^2 \right]^{-1}$ şeklindedir. Burada, I manyetik dip açısıdır [22].

4.3. Dalgalar ve Kırılma İndisleri

Dalganın ilerleme yönünü z-doğrultusu kabul edip ve çarpışmaları ihmal edersek; (4.3) de verilen determinant normal şartlar için,

$$\det(M)=0 \quad (4.12)$$

olmalıdır. Böylece kırılma indisini bulabiliriz. Kırılma indisi sayesinde ortam hakkında dolayısıyla plazma parametreleri hakkında bilgi edinebiliriz. (4.12) deki eşitliğin z-yönünde ilerleyen elektromanyetik dalgalar için iki çözümü vardır:

1. Plazma Titreşimleri

$$\omega_p = \omega \quad (4.13)$$

2. Kutuplanmış Dalgalar

$$n_k^2 = 1 - \frac{X}{1 \mp Y_z} \quad (4.14)$$

olur. Burada (-) sağa, (+) sola kutuplanmış dalgayı gösterir. Dalga z-yönünde ilerlediği için, Yer' in manyetik alan bileşenlerinden dolayı ordinari ve ekstraordinari dalgalar görülür. Bunlar,

3. Ordinari dalga

$$n_0^2 = 1 - X \quad (4.15)$$

4. Ekstraordinari dalga

$$n_x^2 = 1 - \frac{X - X^2}{1 - X - Y_y^2} \quad (4.16)$$

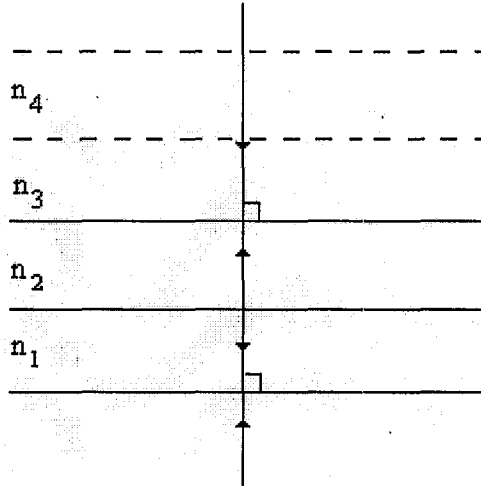
5. BULGULAR VE TARTIŞMA

Uzak mesafe haberleşmesi, elektromanyetik dalgaların iyonküre plazmasından yansınması ve yayılması ile yapılmaktadır. Yayılma ve yansıma ise, ortamın kırılma indisine bağlıdır. İyonküre plazmasının kırılma indisi, plazma yoğunluğuna, manyetik alana, parçacıkların plazma içindeki çarpışma frekanslarına bağlıdır. Bu çalışmada, İyonküre tabakalar halinde düşünülerek; iyonküreye gönderilen yüksek frekanslı dalganın dik ve eğik yayılımı için ayırılım bağıntıları çıkarılarak yansıma (R) ve geçme (T) katsayıları hesaplandı. Yansıma ve geçme katsayılarının günlük, mevsimsel ve yüksekliğe bağlı değişimleri incelendi. Öncelikle bunlara bağlı olarak 30, 45, 60 derece gibi farklı açı ile gönderilen dalgalar için yansıma ve geçme katsayılarını elektrik alanın yansıma yüzeyine dik ve paralel durumu için elde edeceğiz.

Ayrıca kırılma indisi için gerekli olan parametreler International Reference Ionosphere (IRI)'dan elde edilmiştir. Hesaplamalar (38.41° D- 39.14° K) coğrafik koordinatları için ve 1996 yılının 21 Aralık, 21 Mart, 21 Haziran, 23 Eylül günlerinde yapılmıştır.

5.1 Dik yayılım için;

Bu bölümde dik yayılım sonucu manyetik alanın konumuna göre oluşan farklı dalgalara ait yansıma ve geçme katsayıları incelenmiştir. Kırılma indisi denklem (4.2) kullanılarak elde edilmiştir [7]. Buna göre oluşan üç farklı dalganın kırılma indisleri denklem 4.14, 4.15 ve 4.16 gösterilmiştir. Bu denklemler yardımıyla bulunan kırılma indisi değerleri denklem 3.13 ve 3.14 deki ifadelerde kullanılarak yansıma (R) ve geçme (T) katsayıları elde edilmiştir. Bu katsayıların yüksekliğe ve yerel zamana bağlı değişim şekilleri bu bölümde incelenmiştir. Ayrıca elektron yoğunluğunun az olması sebebiyle gece saat 01.00 ile sabah saat 10.00 arası çalışılmıştır. Elektromanyetik dalga tabaka halinde iyonküreye dik gönderilmiştir (Şekil 5.1).



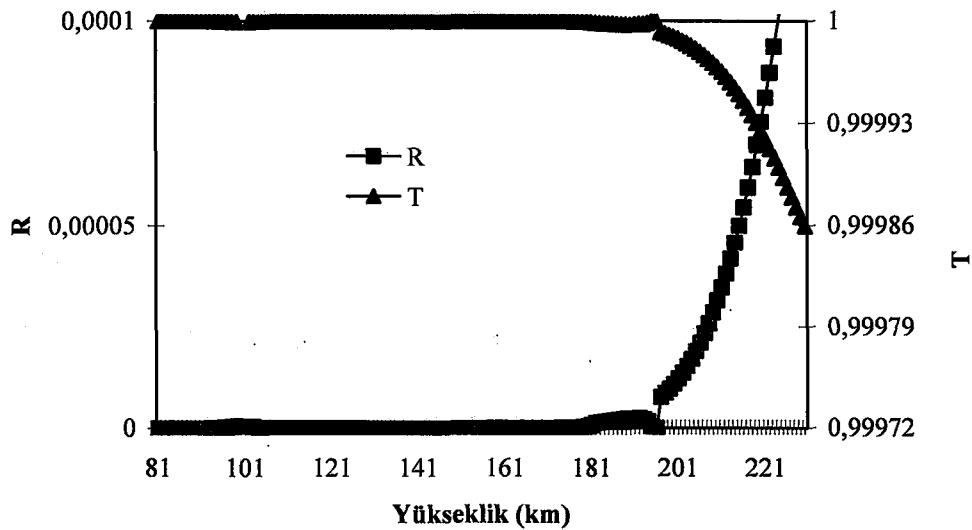
Şekil 5.1. İyonkürenin tabakalar halinde gösterimi ve dalganın dik gönderilmesi.

5.1.1 Ordinari Dalga

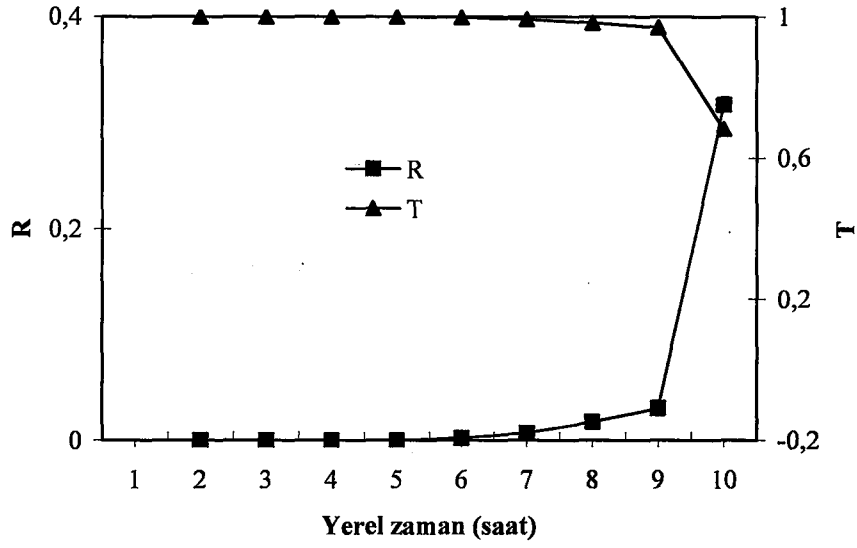
İyonküreye gönderilen dalganın, dalga vektörü ile ortamdaki manyetik alan arasındaki açı 90° olduğu zaman ortamda iki farklı dalga oluşur. Manyetik alandan dolayı oluşan bu dalgalardan birisi olan ordinari dalga manyetik alana paralel ilerleyen dalgadır. Denklem 4.15 kullanılarak elde edilen kırılma indisleri ile hesaplanan R ve T katsayı değerlerinin yüksekliğe ve yerel zamana bağlı değişimleri bu bölümde incelenmiştir.

Şekil 4.2 Haziran ayında elektron yoğunluğunun maksimum olduğu öğlen saat 12.00 için elde edilen R ve T katsayılarının yüksekliğe bağlı değişimini göstermektedir. Burada görüleceği gibi ordinari dalga yaklaşık 200 km de yansımaya uğramaya başlamıştır. Bu yükseklik iyonkürenin maksimum tepe değerine yakındır. Dalga yüksek bir mesafeden yansımaya uğradığı için yatayda alınan yol daha az olacaktır. Buda yakın mesafe haberleşmeleri için uygun bir durum yaratacaktır. Şekillerden görüleceği gibi yansımaya ve geçme katsayı değerlerinin denklem 3.39 deki eşitliğe uygun olduğu görülmektedir. Bu durumda gelen enerjinin diğer ortama geçerken ve yansırken hemen hemen korunduğunu göstermektedir [23].

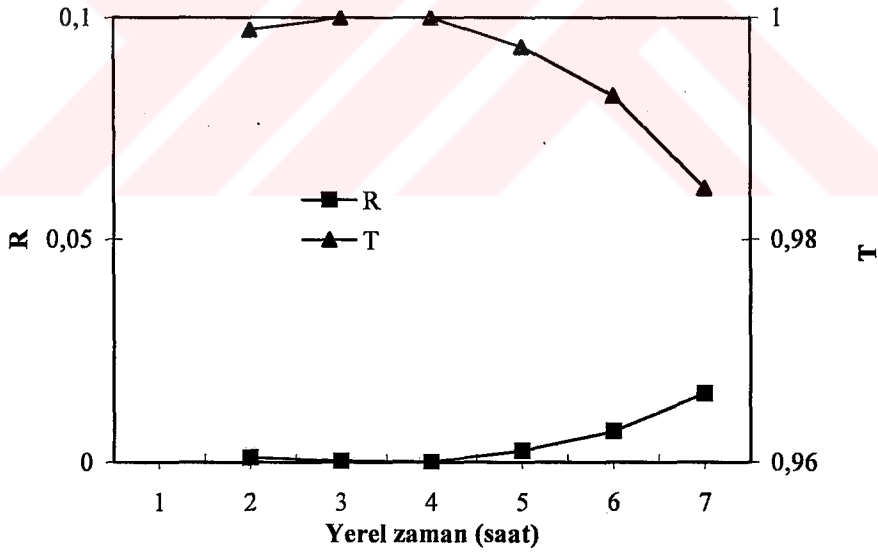
Şekil 5.4 -5.6 Haziran ve Aralık ayına ait yansımaya ve geçiş katsayılarının yerel zamanla değişimini göstermektedir. Şekillere göre, yazın güneşin doğuşu ile birlikte dalganın yansımaya katsayısı artmaya başlamaktadır. Kışın ise güneşin doğuşundan sonra yansımaya katsayısındaki artış daha az olmaktadır. Bu duruma sebep olan olay elektron yoğunluğunun miktarıdır. Şekil 5.3 ve 5.4 de baktığımızda ise, gönderilen dalga için saat 10.00 da yansımaya ve geçme katsayılarının değeri en büyük olmaktadır.



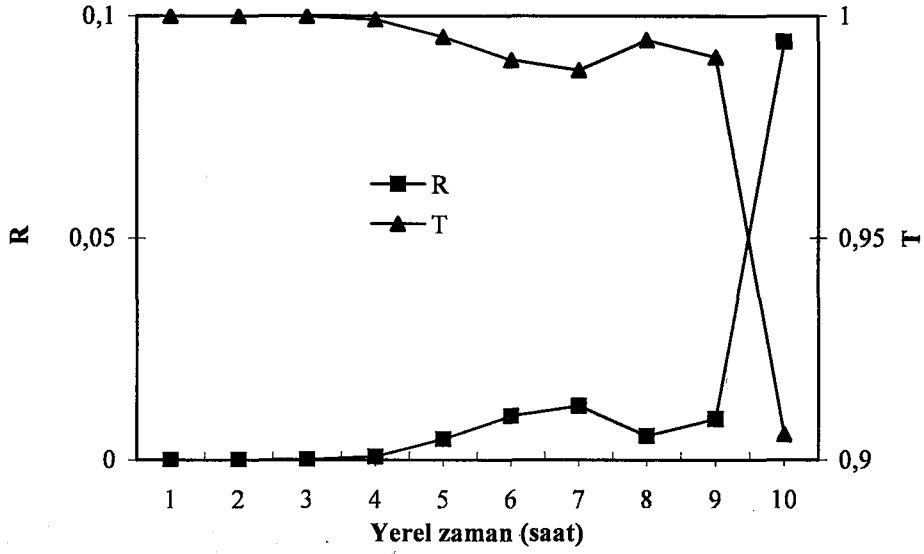
Şekil 5.2. 21.06.1996 tarihi için, 38.5 Rad/sn lik Ordinari dalganın yansımaya ve geçiş katsayılarının saat 12.00 için yüksekliğe bağlı değişimi.



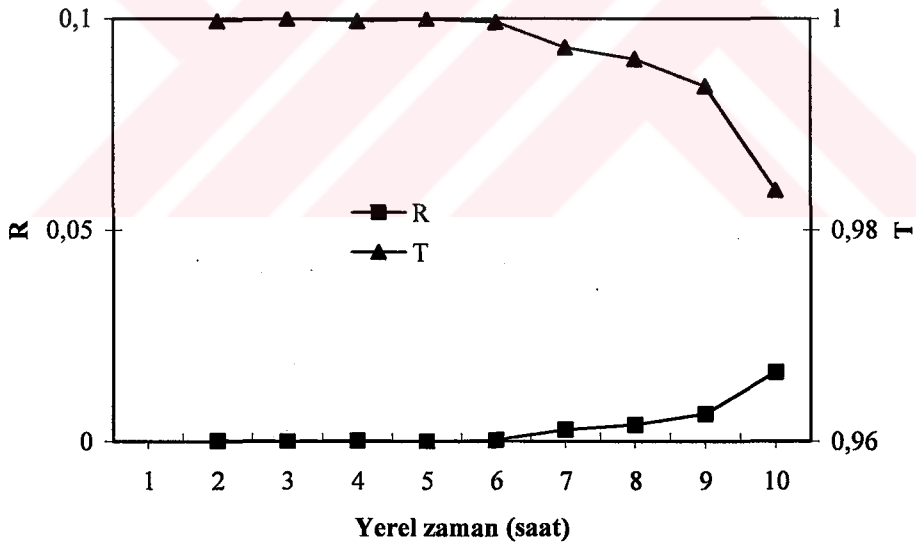
Şekil 5.3 21.03.1996 tarihi için, 38.5 Rad/sn lik Ordinari dalğanın yansıma ve geçiş katsayılarının $h=255$ km için yerel zamana bağlı değişimi.



Şekil 5.4 21.06.1996 tarihi için, 38.5 Rad/sn lik Ordinari dalğanın yansıma ve geçiş katsayılarının $h=255$ km için yerel zamana bağlı değişimi.



Şekil 5.5 23.09.1996 tarihi için, 38.5 Rad/sn lik Ordinari dalğanın yansıma ve geçiş katsayılarının h=255 km için yerel zamana bağlı değişimi.



Şekil 5.6 21.12.1996 tarihi için, 38.5 Rad/sn lik Ordinari dalğanın yansıma ve geçiş katsayılarının h=255 km için yerel zamana bağlı değişimi.

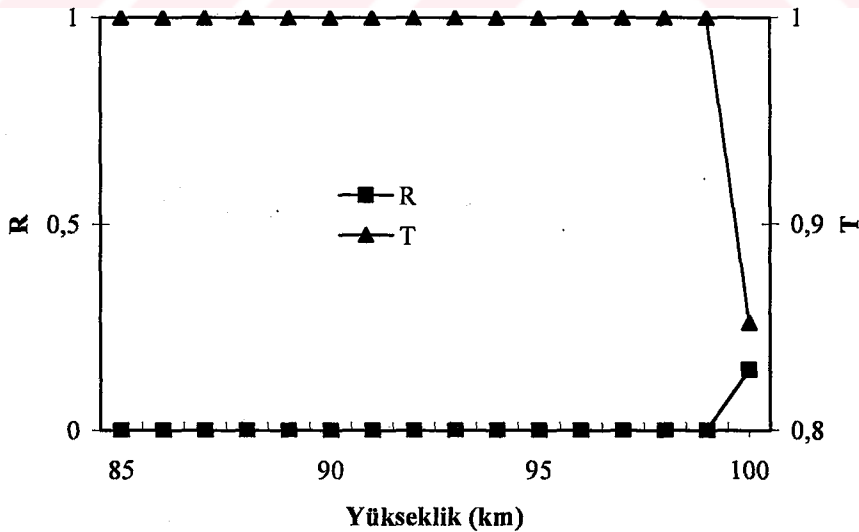
5.1.2 Ekstraordinari Dalga

İyonküreye gönderilen dalganın, dalga vektörü ile ortamdaki manyetik alan arasındaki açı 90° olduğu zaman ortamda iki farklı dalga oluştuğundan daha önce bahsetmiştik. Bu yayılım sonucu oluşan diğer dalga ise ekstraordinari dalgadır [14]. Ekstraordinari dalga manyetik alana dik olacak şekilde ilerler. Denklem 4.2 kullanılarak elde edilen ekstraordinari dalgaya ait kırılma indislerini kullanarak hesaplanan R ve T katsayı değerlerinin yüksekliğe ve yerel zamana bağlı değişimleri bu bölümde incelenmiştir.

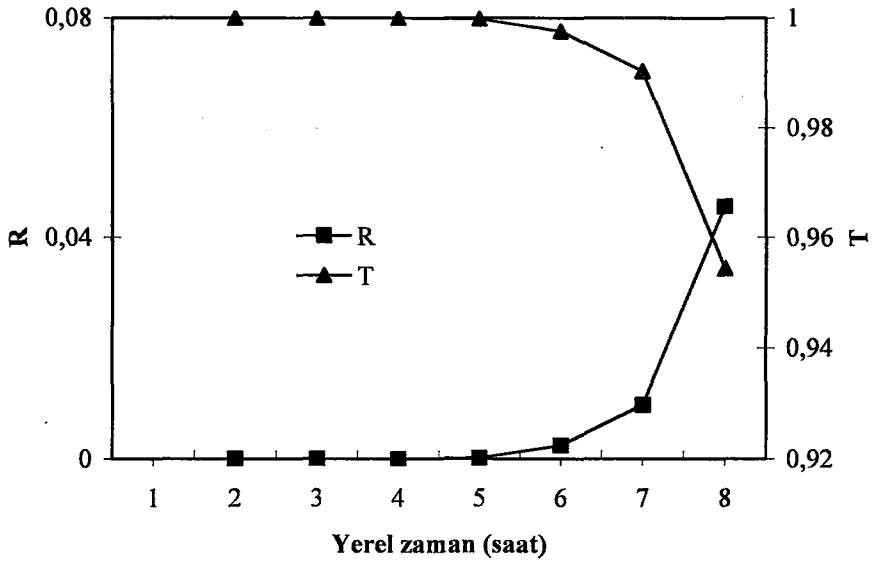
Şekil 5.7 de 21.06.1996 tarihi için öğle saat 12.00 da elde edilen yansıma ve geçme katsayılarının yüksekliğe bağlı değişimi gösterilmiştir. Ekstraordinari dalga ordinari dalganın aksine daha alt yükseklikten yansımaya uğramaya başlamıştır. Bu yükseklik değeri ekstraordinari dalga için 99 km dir. Bu yükseklikte iyonkürenin E bölgesine denk gelmektedir. Gönderilen bu dalga daha üst bölgelere ulaşmadan yansımaya uğramıştır.

Şekil 5.8-5.11 mevsimlere ait yansıma ve geçme katsayılarının yerel zamana bağlı değişimini göstermektedir. Buradan, gönderilen dalganın yaz ve kış mevsiminde yansımaya uğramaya başladığı saatler hemen hemen aynı olduğu görülmektedir. Fakat yazın yansıma katsayısının aldığı değer daha büyükken, kışın geçme katsayısının aldığı değerin daha büyüktür. Emilimin kışın daha az olması dalganın enerjisindeki kaybı aza indirerek dalganın iyonküreyi delip geçmesini sağlamıştır.

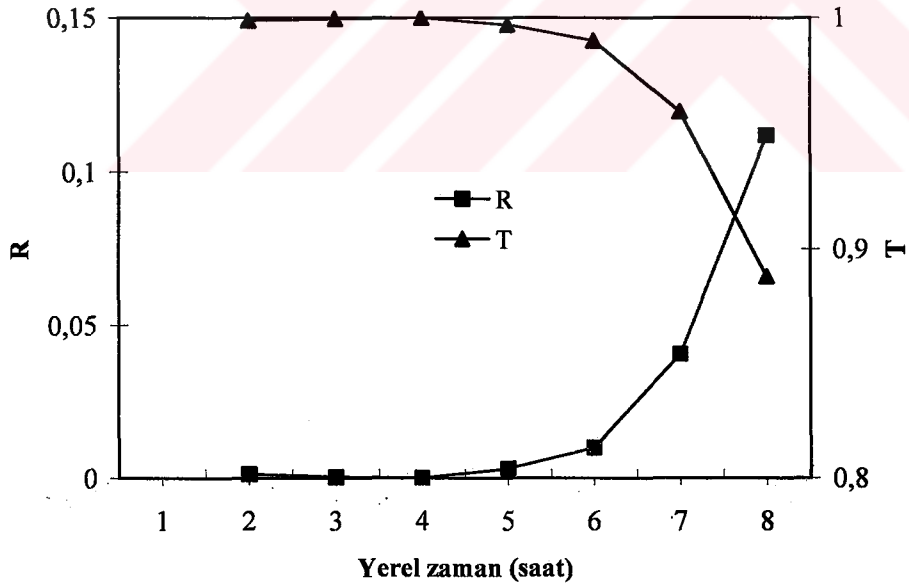
Şekillerden görüleceği gibi R ve T sabitlerinin toplamı 1 olmaktadır.



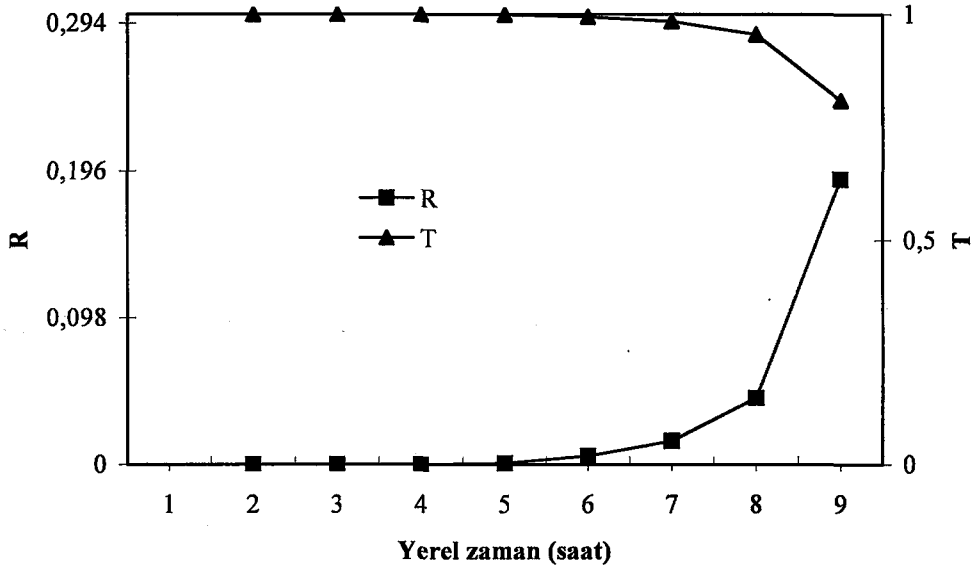
Şekil 5.7 21.06.1996 tarihi için, 38.5 Rad/sn lik Ekstraordinari dalganın yansıma ve geçiş katsayılarının saat 12.00 için yüksekliğe bağlı değişimi.



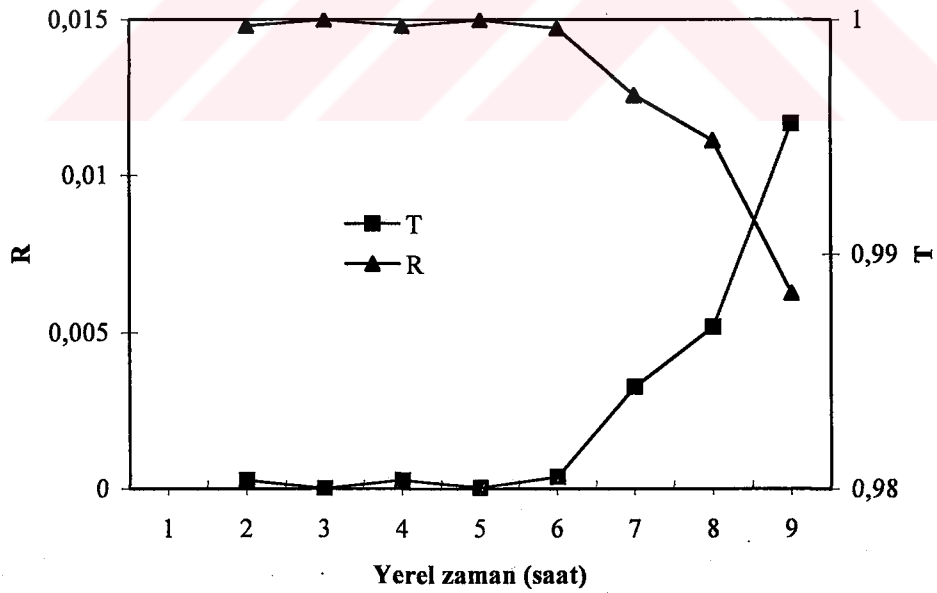
Şekil 5.8 21.03.1996 tarihi için, Rad/sn Rad/sn lik Ekstraordinari dalganın yansıma ve geçiş katsayılarının $h=255$ km için yerel zamana bağlı değişimi.



Şekil 5.9 21.06.1996 tarihi için, 38,5 Rad/sn lik Ekstraordinari dalganın yansıma ve geçiş katsayılarının $h=255$ km için yerel zamana bağlı değişimi.



Şekil 5.10 23.09.1996 tarihi için, 38.5 Rad/sn lik Ekstraordinari dalganın yansıma ve geçiş katsayılarının $h=255$ km için yerel zamana bağlı değişimi.



Şekil 5.11 21.12.1996 tarihi için, 38.5 Rad/sn lik Ekstraordinari dalganın yansıma ve geçiş katsayılarının $h=255$ km için yerel zamana bağlı değişimi.

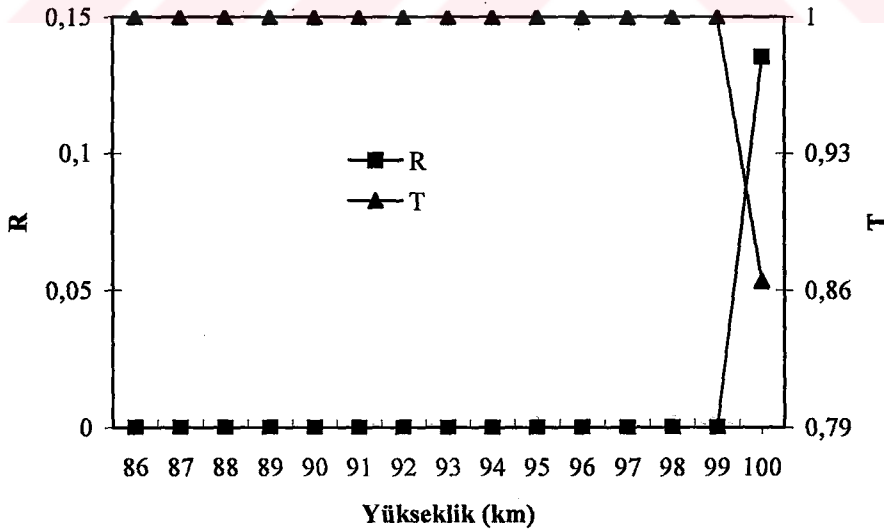
5.13 Kutuplanmış Dalga

İyonküreye gönderilen dalganın, dalga vektörü ile ortamdaki manyetik alan arasındaki açı 0° olduğu zaman ortamda oluşan dalga kutuplanmış dalgadır. Yani dalga manyetik alana paralel ilerlemektedir. Dalga denklemi kullanılarak elde edilen kırılma indisi, denklem (4.14) ile verilmiştir. Paydada bulunan $\mp$ ifadesi sağa ve sola kutuplanmayı ifade eder [24]. Denklem (4.14) kullanılarak elde edilen kırılma indisleri ile hesaplanan R ve T katsayı değerlerinin

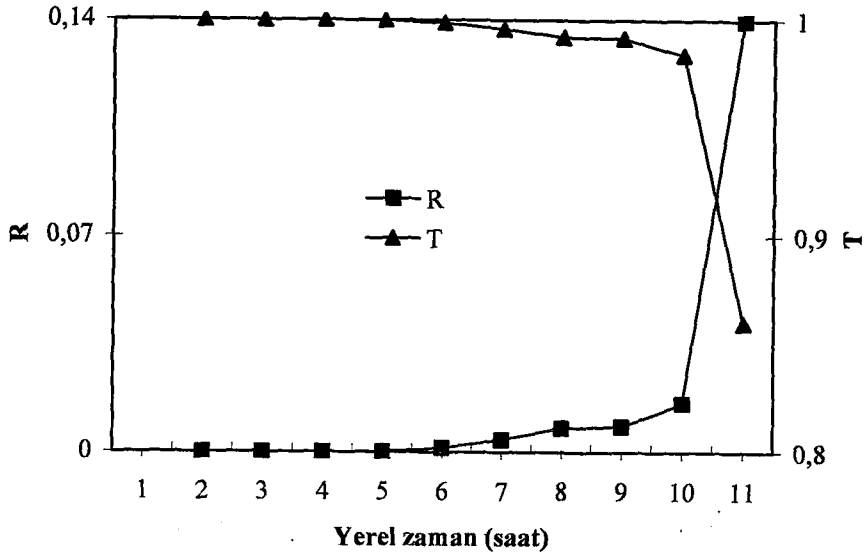
yüksekliğe ve yerel zamana bağlı değişimleri bu bölümde incelenmiştir.

Şekil 5.12 kutuplanmış dalga için 21.06.1996 tarihine ait öğle saat 12.00 de elde edilen yansımaya ve geçme katsayılarının yüksekliğe bağlı değişimini göstermektedir. Kutuplanmış dalga 99 km de yansımaya uğramaya başlamıştır. Bu yükseklik iyonkürenin alt mesafelerine yani E bölgesine denk gelmektedir. Ölçüm alınan mevsimin yaz olması ve güneş ışınlarının dik gelmesi sebebiyle bu mesafede elektron yoğunlunun çokluğunu göstermektedir.

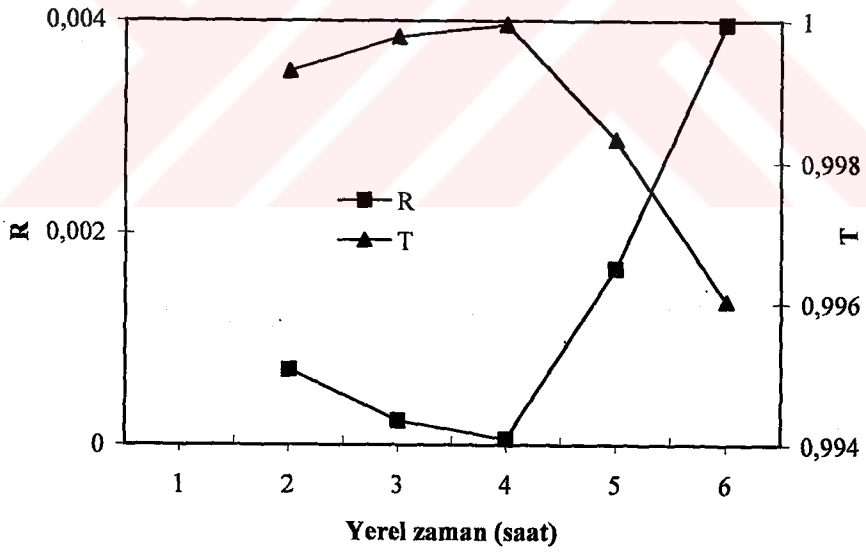
Şekil 5.13-5.16 mevsimlere ait hesaplanan yansımaya ve geçme katsayısı değerlerinin yerel zamana bağlı değişimini göstermektedir. Gönderilen dalga sabah saat 04.00 den itibaren yansımaya başlamaktadır. Burada $R+T$ değerine baktığımızda geçme katsayısı 1 e yaklaşırken yansımaya katsayısı 0 değerine yaklaşmaktadır. Şekil 5.15 ise, Eylül ayına aittir. Burada, gönderilen dalga sabah saat 4.00 dan itibaren yansımaya uğramaya başlamış saat 6.00 da tamamlanmıştır. Görüleceği gibi saat 5.00 dan itibaren geçme katsayısı azalırken yansımaya katsayısı artmıştır. dalga tamamen saat 6.00 da yansımaya ve geçme işlemini tamamlanmıştır. Kışın ise saat 6.00 da yansımaya başladığı görülmektedir.



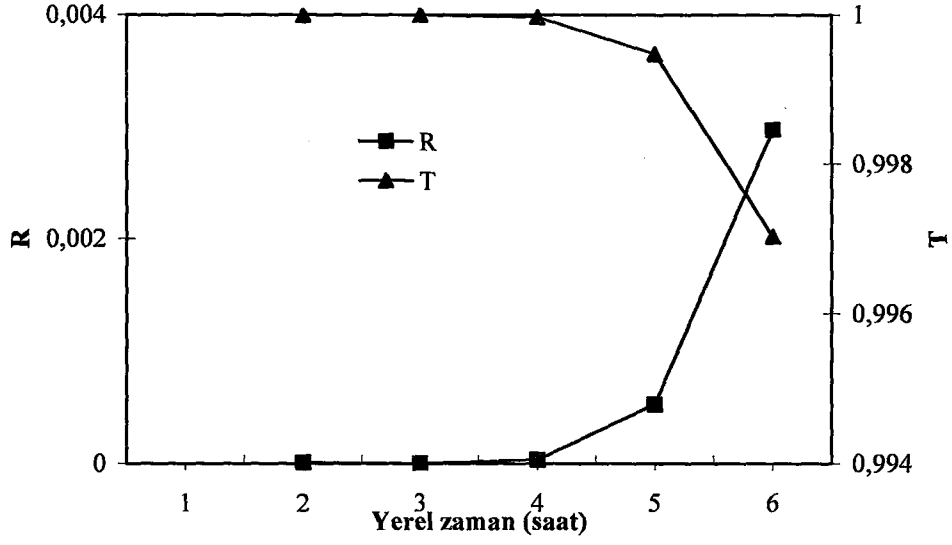
Şekil 5.12 21.06.1996 tarihi için, 38.5 Rad/sn lik Kutuplanmış dalganın yansımaya ve geçiş katsayılarının saat 12.00 için yüksekliğe bağlı değişimi.



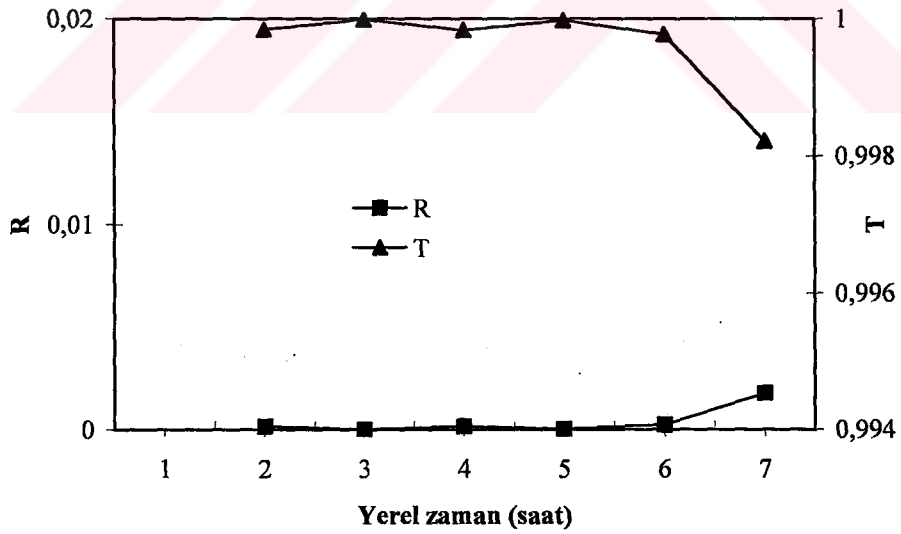
Şekil 5.13 21.03.1996 tarihi için, 38.5 Rad/sn lik Kutuplanmış dalganın yansıma ve geçiş katsayılarının $h=255$ km için yerel zamana bağlı değişimi.



Şekil 5.14. 21.06.1996 tarihi için, 38.5 Rad/sn lik Kutuplanmış dalganın yansıma ve geçiş katsayılarının $h=255$ km için yerel zamana bağlı değişimi.



Şekil 5.15. 23.09.1996 tarihi için, 38.5 Rad/sn lik Kutuplanmış dalganın yansıma ve geçiş katsayılarının $h=255$ km için yerel zamana bağlı değişimi.



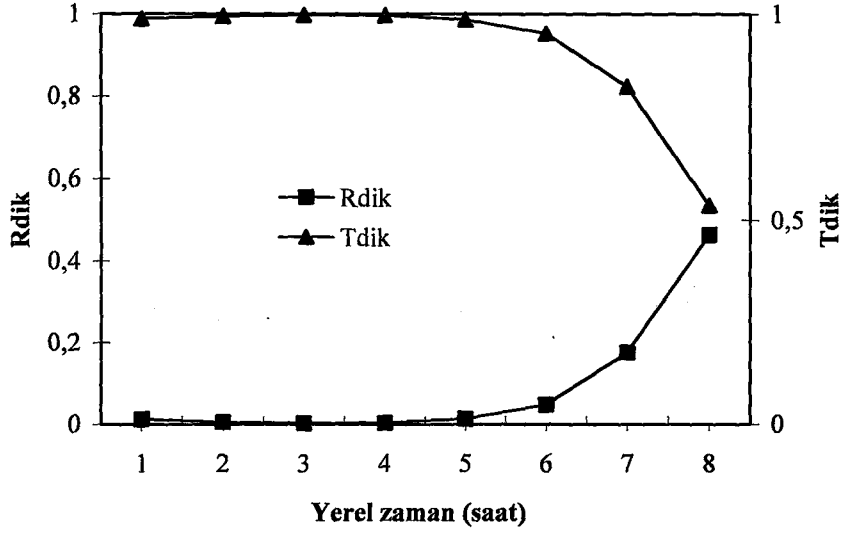
Şekil 5.16. 21.12.1996 tarihi için, 38.5 Rad/sn lik Kutuplanmış dalganın yansıma ve geçiş katsayılarının $h=255$ km için yerel zamana bağlı değişimi.

5.2. Eğik Yayılım ($E_{\perp}$ ve $E_{\parallel}$ için)

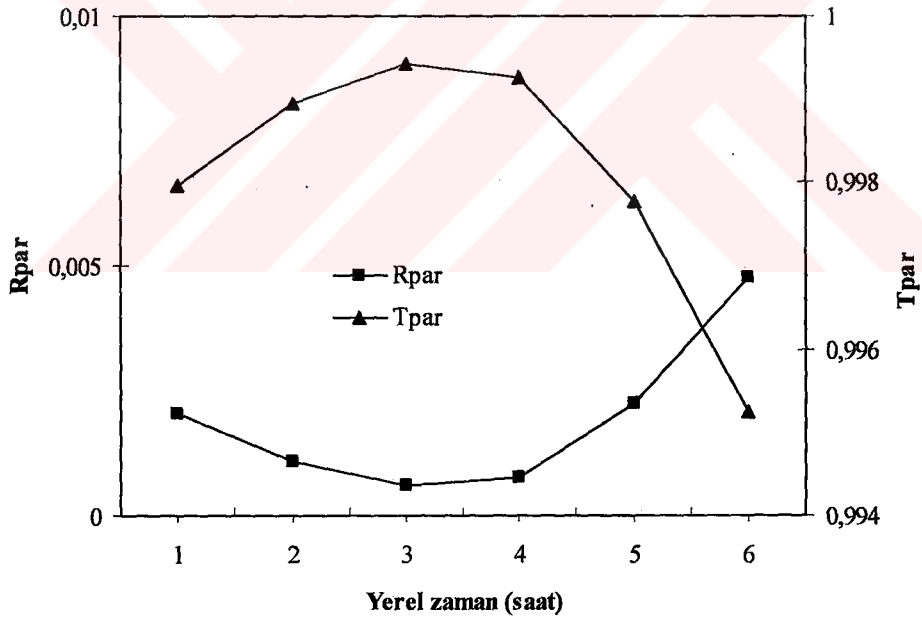
Bu bölümde E alanın geliş düzlemine dik ve paralel durumunda yansıma ve geçme katsayılarını incelenmiştir. Denklem (3.40) , (3.41) , (3.42) , (3.43) kullanılarak elde edilen R ve T katsayılarının bu iki durumda yerel zamanla değişimleri gözlemlendi. Burada üç farklı açı değeri için hesap yapıldı. Bu açı değerleri 30° , 45° , ve 60° dır.

Eğik yayılım için; Şekil 5.17-5.19 kadar olan bölümde 21.06.1996 tarihinde farklı açılar için alınan ölçüm sonuçlarına göre çizilen R (yansıma katsayısı) ve T (geçme katsayısı) şekillerde E alanın dik durumu için, yansıma katsayısı 30 derece gönderilen dalga için saat 08:00 da, 45 derece için saat 06:00 da, 60 derece için ise saat 01:00 da maksimum değerine ulaşmıştır. Buna göre dalga vektörü $\mathbf{k}$ nın yaptığı açı arttıkça dalga daha kısa zamanda yansımaya uğruyor denilebilir. E alanın yansıma yüzeyine paralel durumu için ise, dalganın yansımaya uğradığı saatler hemen hemen aynı iken yansıma katsayısının değerinde azalma görülmüştür. Bu sonuca E alanın yansıma yüzeyine göre yönü sebep olmuştur. Neticede R katsayısının kırılma indisine bağlı olması ve değerindeki bu değişim ortamda bu yönde farklılaşmanın olduğunu gösterir.

Şekil 5.20-5.22, 21.12.1996 tarihi için elde edilen kırılma indislerini kullanarak, eğik yayılım için hesaplanan R ve T katsayılarının yerel zamana bağlı değişim grafiklerini incelediğimizde, E alanın yansıma yüzeyine dik durumu için, açı değerimiz arttıkça dalganın yansıma saatinin daha erken zamanda olduğunu görüyoruz. Bu durumu, güneşin doğuşuyla birlikte artan elektron yoğunluğu ile açıklayabiliriz. Elektron yoğunluğu arttıkça emilim daha çok olacağı için dalga daha yüksek uzak mesafelere ulaşamayacak [7]. Yani açı değerimiz arttıkça dalganın yansıdığı yükseklik artacak, yatayda alınan mesafe azalacaktır. Uzak mesafe haberleşmeleri dalganın iyonküreye giriş açısı arttırılarak sağlanır.

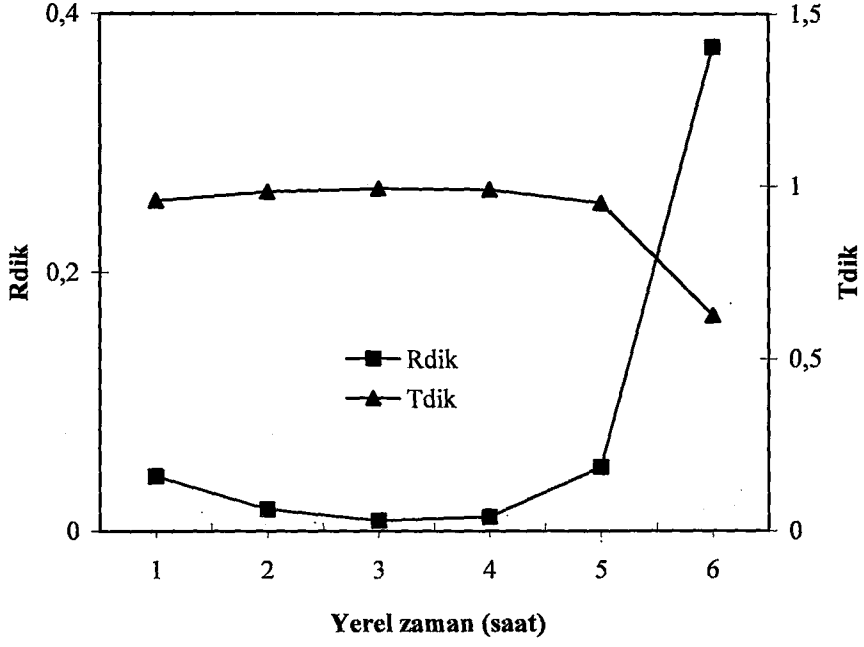


(a)

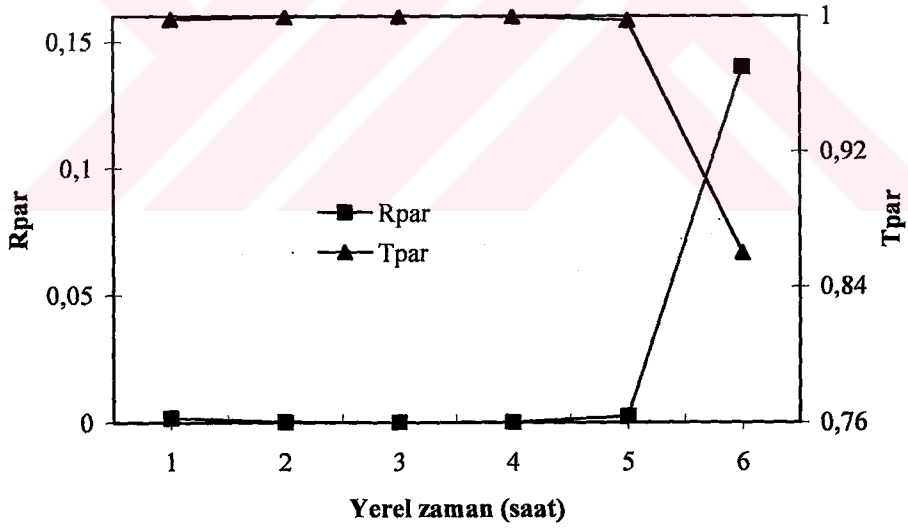


(b)

Şekil 5.17. 30 derece eğimle gönderilen bir emd nin yansıma ve geçme katsayılarının yerel zamana bağlı değişimi (21. 6. 1996).(a) E nin yansıma yüzeyine dik durumu için, (b) E nin yansıma yüzeyine paralel durumu için.

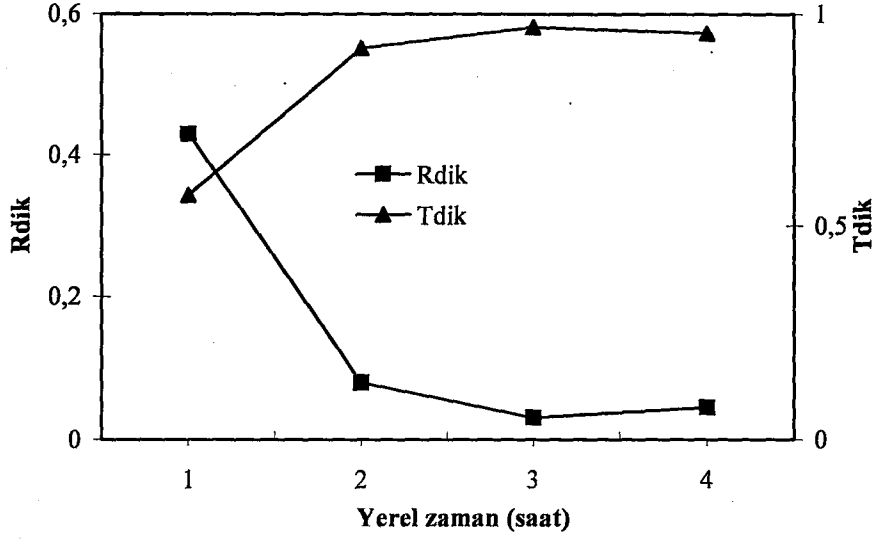


(a)

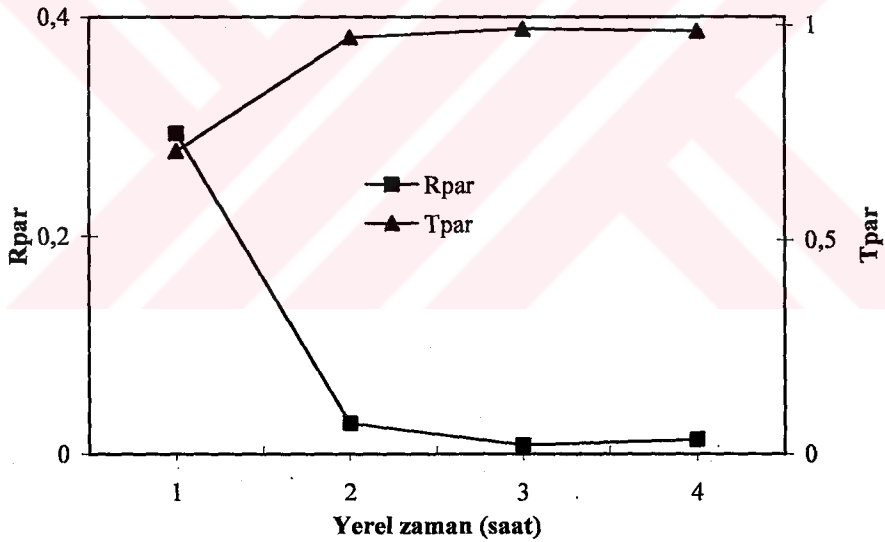


(b)

Şekil 5.18 45 derece eğimle gönderilen bir emd nin yansıma ve geçme katsayılarının yerel zamana bağlı değişimi (21. 6. 1996).(a) E nin yansıma yüzeyine dik durumu için, (b) E nin yansıma yüzeyine paralel durumu için.

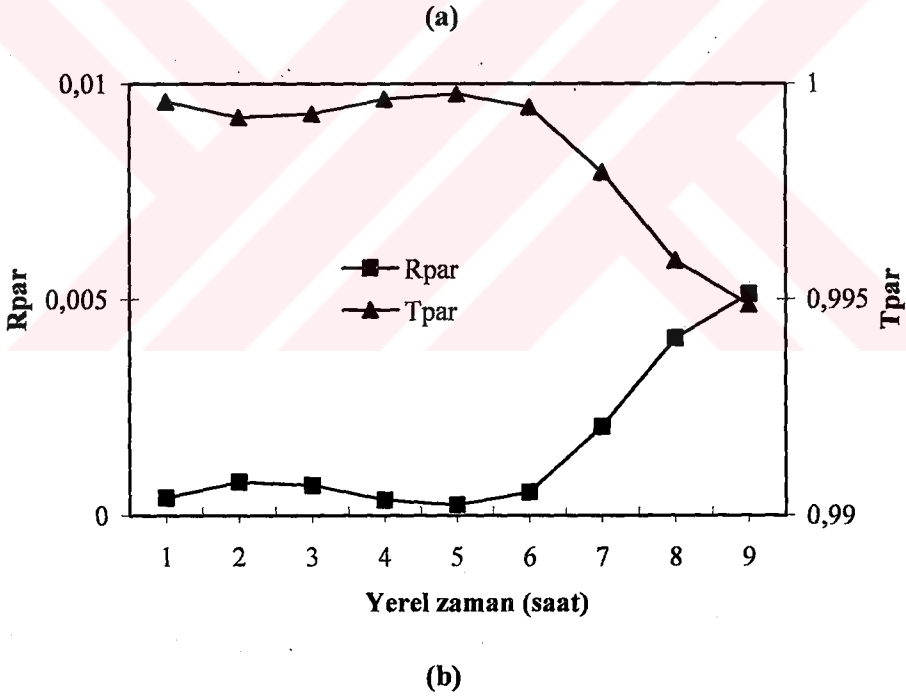
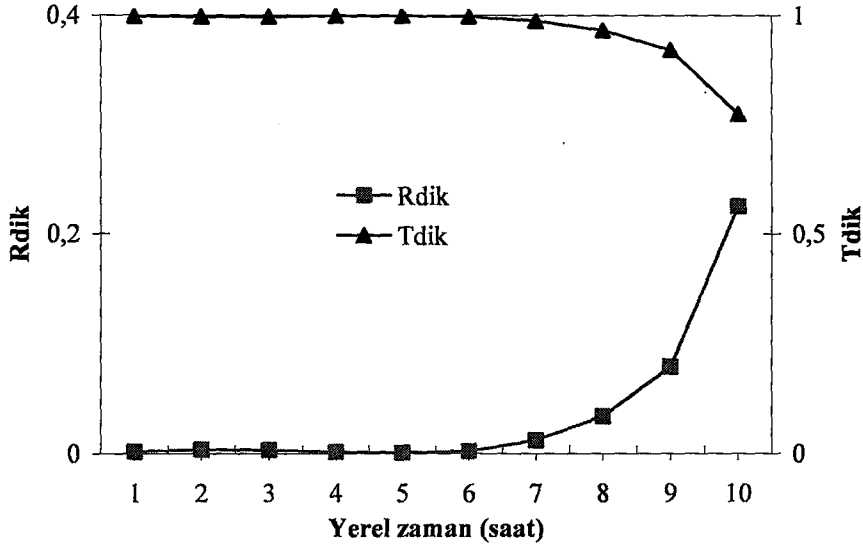


(a)

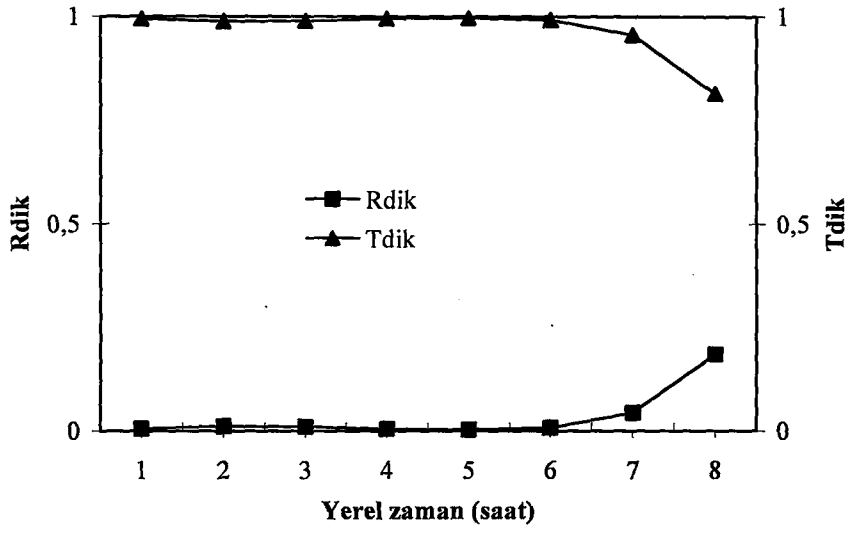


(b)

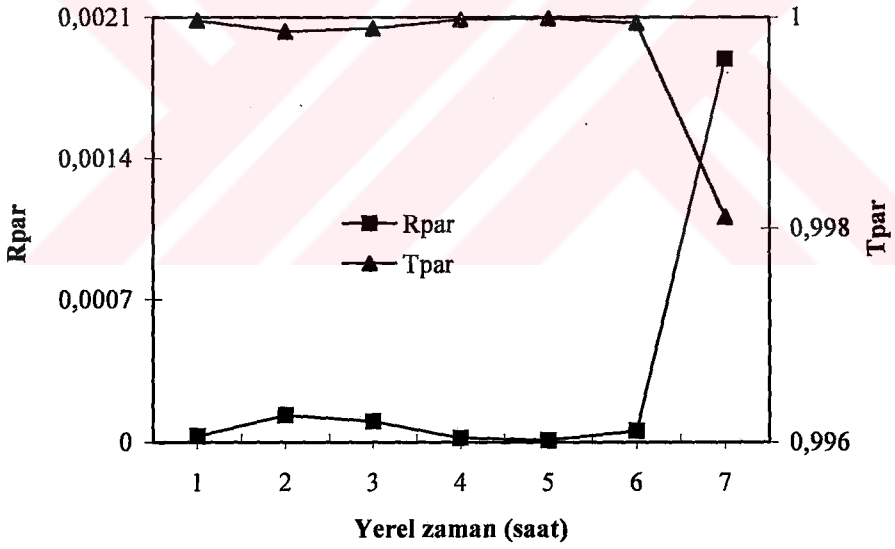
Şekil 5.19 60 derece eğimle gönderilen bir emd nin yansıma ve geçme katsayılarının yerel zamana bağlı değişimi (21. 6. 1996).(a) E nin yansıma yüzeyine dik durumu için, (b) E nin yansıma yüzeyine paralel durumu için.



Şekil 5.20 30 derece eğimle gönderilen bir emd nin yansıma ve geçme katsayılarının yerel zamana bağlı değişimi (21. 12. 1996).(a) E nin yansıma yüzeyine dik durumu için, (b) E nin yansıma yüzeyine paralel durumu için.

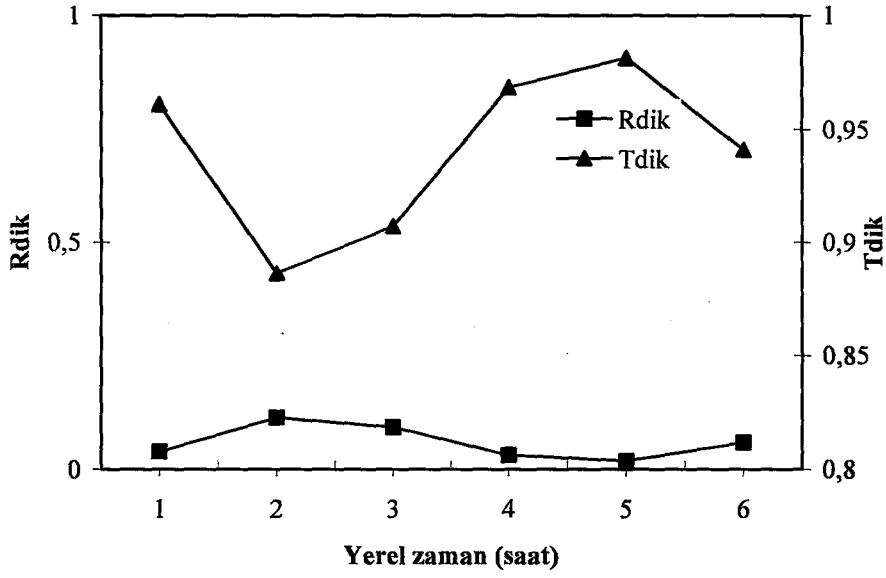


(a)

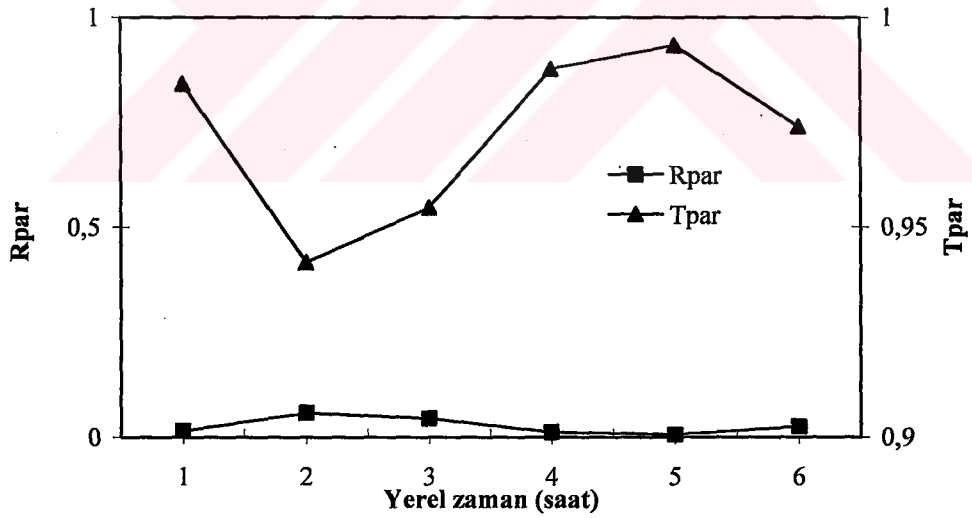


(b)

Şekil 5.21 45 derece eğimle gönderilen bir emd nin yansıma ve geçme katsayılarının yerel zamana bağlı değişimi (21. 12. 1996).(a) E nin yansıma yüzeyine dik durumu için, (b) E nin yansıma yüzeyine paralel durumu için.



(a)



(b)

Şekil 5.22 60 derece eğimle gönderilen bir emd nin yansıma ve geçme katsayılarının yerel zamana bağlı değişimi (21. 12. 1996).(a) E nin yansıma yüzeyine dik durumu için, (b) E nin yansıma yüzeyine paralel durumu için.

6. SONUÇ

Bu çalışmada 255 sabit yükseklik ve 38.5 Rad/sn sabit frekans değeri kullanılarak çalışıldı. Burada ayrıca dört farklı mevsimde alınan ölçüm sonuçları kullanılmıştır. Bu çalışmada, iyonküre tabakalar halinde düşünülerek, Maxwell ve Langevin denklemlerinin çözümlerinden kırılma indisi ifadeleri elde edilerek, kırılma indisi yardımıyla normal ve eğimli gelişte yansıma ve geçme katsayıları hesaplandı. Bulunan yansıma ve geçme katsayı değerlerinin yükseklik, yerel zaman ve mevsimsel değişimleri incelendi. Kırılma indisini elde etmek için gerekli olan parametreler International Reference Ionosphere (IRI)' dan elde edilmiştir.

Uzak mesafe haberleşmelerinde en önemli rolü üstlenen iyonküre plazması, elektromanyetik dalganın yansıma ve kırılmasını sağlar. $\theta=0$ ve $\theta=90$ derece için elde edilen kutuplanmış, ordinari ve ekstraordinari dalgaları için sabit koşullarda yükseklik ve yerel zamana bağlı mevsimsel değişimleri incelendi. Ordinari dalganın Haziran ayı saat 12.00 de daha yüksek mesafeden yansımaya uğradığı görüldü. Bunun sonucunda ordinari dalganın bu zaman zarfında daha az emilmeye uğrayarak iyonkürenin daha üst bölgelerine ulaştığını söylenebilir. Bu durumun tam tersini kutuplanmış dalga için söyleyebiliriz. Çünkü bu dalga aynı şartlarda daha az mesafe kat ederek yansımaya uğramıştır. Yani dalganın giriş açısı büyüdükçe dalga daha yüksek mesafelere ulaşacaktır. Fakat yatayda alınan mesafe daha az olacaktır. Bu durumda uzak mesafe haberleşmelerinde kutuplanmış dalga, yakın mesafe haberleşmelerinde ordinari dalga daha etkili olacaktır. Ayrıca dik yayılım için elde edilen şekillere göre, yansıma katsayıların en büyük olduğu yüksekliklerde geçme katsayıları en küçük değer almaktadır. En büyük yansımanın olduğu yükseklik, iyonküre plazmasının tepe yüksekliğidir. Bu yükseklik, elektron yoğunluğu bakımından iyonkürenin en zengin bölgesidir. Düşey yayılım iyonküredeki soğurulmayı ölçen bazı metotlarda, kritik frekansın belirlenmesinde ve yer dalgasının coğrafik koşullar nedeniyle etkin olarak kullanılamadığı, yakın mesafelerle iletişimde kullanılır.

Eğik yayılım uzak mesafe haberleşmelerinde kullanılır. Giriş açısına, frekansa ve iyonosfer parametrelerinin durumuna göre dalganın yansıdığı katman ve yaptığı sekme sayısı değişir. Yayılım için frekans sabit tutularak giriş açısı değiştirilirse farklı ışınlarda elde edilir. Giriş açısı küçükken dalganın yansıdığı yükseklik daha uzaka, yatayda alınan mesafe ise daha kısadır. $\theta=30, 45, 60$ derece iken elektrik alanın yansıma yüzeyine dik ve paralel durumu için çizilen şekillerimizde ise, gönderilen dalganın açısı arttıkça daha erken saatlerde yansımaya uğradığı görülüyor.

7. KAYNAKLAR

1. Tanenbaum, B. Samuel, 1967, *Plasma Physics*, McGraw-Hill Book Company, s.353-361, New York.
2. Al'Pert, Y.L., 1963, *Radio Wave Propagation and The Ionosphere*. Consultants Bureau Enterprises, New York, s.349
3. Davies,K., 1965, *Ionospheric Radio Wave Propagation*. H. S: Government Printing Office, Washington, s. 470.
4. Pollack, G. , Stump, D. , 2004, *Elektromanyetik Teori*, s. 272-295.
5. Turunen, T., Nygren, T. And Jalonon, L., 1980, *Observations of The Reflection Coefficients Of the Sporadic E-Layer At High Latitude*.
6. Nygren, T., 1982, *A Method of Full Wave Analysis with Improved Stability*, Planet. Space Sci. Vol. 30, No. 4, s. 427-430.
7. De, S. S., 1972, *Reflection and refraction of Radio Waves from The Ionosphere in Presence of Time-Varying Irregularities*. Int. J. Electronics, Vol. 33, No. 3, s. 255-260.
8. Hammond, Richard T., Davis Jon And Bobb Lloyd, 1997, *American Institute of Physics*.
9. Sharma, V. N., 1972 *Variation With Electron Velocity Power of Electron Collision Frequency and Energy Transport Coefficients in weakly Ionised Plasmas: Eart's Lower Ionosphere*, Int. J. Electronics, Vol. 33, No.4, s. 447-456.
10. Singh, P. K., Shukla, P. K. And Singh, R. N., *Propagation of An Electromagnetic Pulse Through Inhomogeneous Plasma*, Int. J. Electronics, Vol. 30, No.3, s. 249-254.
11. Rishbeth Henry, 1973, *Physics and Chemistry of The Ionosphere*, Contemp. Phys., Vol.14, No.3, s. 229-249.
12. Budden, K. G., 1983, *Approximations in Magnetoionic Therory, Ionospheric And Terrestrial Physics*, Vol.45, s. 213-218.

13. Heading, J., 1989, The Structure of The QL and QT Approximations to The Plasma Refractive Index, Journal of Atmospheric and Terrestrial Phy., Vol.51, s. 699-705.
14. Bennett, A. J., Chen, J., Dyson, P. L., 1994, Analytic Calculation of The Ordinary (O) Extraordinary (X) Mode Nose Frequencies On Oblique Ionograms, Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics, Vol. 56, s. 631-636.
15. Rishbeth, H. And Garriott, O. K., 1969, *Introduction to Ionospheric Physics*, Academic Press, New York and London, s. 276.
16. Davies, K., 1969, *Ionospheric Radio Propagation*, United States Department of Momerce, s.317.
17. Swanson, D. G., 1989, *Plasma Waves*, Academic Press, New York, s. 331.
18. Booker, H. G., 1984, *Cold Plasma Waves*, Dordrecht, The Netherlands, s. 113.
19. Rawer, K., 1993, *Wave Propagation in The Ionosphere*, Kluwer Academic Publishers, Netherlands, s.82.
20. Nygren, T., 1881, *A Simple Method for Obtaining Reflection and Transmission Coefficients and Fields for An Electromagnetic-* s. 528.
21. Yeşil, A., 2002, Tamamen İyonlaşmış plazma içerisindeki elektromanyetik dalgalar, Doktora Tezi, Fırat Üniversitesi, Fen Bilimleri.
22. Türkis Journal of Telecommunications, Vol: 1, No: 79-89, 2002.
23. Griffiths, David J., 1991, Elektromanyetik Teori, s. 276-288
24. Aydoğdu, M., 1996, Effect of magnetic declination on refractive index ana wave polarization coefficients of electromagnetic wave in mid-latitude ionosphere, Indian Journal of Radio and Space Physics, Vol. 25, s. 263-270

ÖZGEÇMİŞ

Gülşen CEYLAN

Mustafa paşa mah.
Merkez subay loj.
Alparslan apt. 4\ 9
23169, Elazığ

Tel: 05055476523

e-posta: kgdceylan@yahoo.com.tr

Kişisel Bilgiler:

Doğum Tarihi : 03.03.1978

Doğum Yeri : Bursa

Uyruğu : T.C.

Medeni Hali : Evli

Eğitim:

İlköğretim : 1984-1989 Namık Kemal İlköğretim Okulu, Konya-Ereğli

Ortaöğretim : 1989-1992 Atatürk Lisesi, Konya-Ereğli

Lise : 1992-1995 Fatih Lisesi, Batman

Lisans : 1998-2002 Fırat Üniversitesi, Fen-Edebiyat Fakültesi, Fizik Bölümü, Elazığ

Yüksek Lisans : 2002-2005 Fırat Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Elazığ

Tez:İyonkürede Yüksek Frekanslı HF Dalgalarının Yansıma ve Geçme Katsayılarının Hesaplanması.

Danışman: Prof: Dr. Mehmet AYDOĞDU