

**T.C.
FIRAT ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**TAMAMEN İYONLAŞMIŞ PLAZMA İÇİNDEKİ
ELEKTROMANYETİK DALGALAR**

119 533

Ali YEŞİL

**DOKTORA TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI**

**ELAZIĞ
2002**

119533
T.C. FIRAT ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
DOKTORA TEZİ MERKEZİ

T.C.
FIRAT ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

TAMAMEN İYONLAŞMIŞ PLAZMA İÇİNDEKİ
ELEKTROMANYETİK DALGALAR

Ali YEŞİL

DOKTORA TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI

Bu Tez, 27/02/2022 Tarihinde, Aşağıda Belirtilen Juri Tarafından Oy Birliği/ Oy Çokluğu ile Başarılı/ Başarısız Olarak Değerlendirilmiştir.

Prof. Dr. Mehmet AYDOĞDU

Danışman

Doç. Dr. Eyüphan YAKINCI

Doç. Dr. Osman ÖZCAN

ÖZET**DOKTORA TEZİ****TAMAMEN İYONLAŞMIŞ PLAZMA İÇİNDEKİ
ELEKTROMANYETİK DALGALAR****Ali YEŞİL**

**Fırat Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı
2002, Sayfa: 113**

Bu tezde, tamamen iyonlaşmış plazma içindeki elektromanyetik dalgalar çalışıldı. Adyabatik ses hızının (U_α) plazmanın elektrik iletkenliğine ve elektromanyetik dalgaların ilerlemesi üzerine etkisi araştırıldı. Dalganın Yer' in manyetik alanına paralel ilerlemesi halinde, U_α sadece kuzey ve yukarı yönündeki iletkenlikleri etkilerken, dik ilerlemesi durumunda bütün yönlerdeki iletkenlikleri etkilemektedir. U_α 'nın düşük ve yüksek frekanslı dalgaların ilerlemesi üzerine etkisi araştırıldı. k^2 tepe yüksekliğine ($h_m F2$) kadar artarken, bu yükseklikten sonra azalmaktadır. Günlük olarak en küçük değerini Güneş' in doğuşu sırasında, en büyük değerini ise öğle saatlerinde almaktadır. k^2 ve iletkenliklerin büyüklüklerinin U_α ile arttığı gösterilmiştir.

Anahtar Kelimeler : İletkenlik, İyonküre, Plazma içindeki dalgalar

III

SUMMARY

Ph.D. Thesis

THE ELECTROMAGNETIC WAVES IN THE FULLY IONIZED PLASMA

Ali YEŞİL

Firat University

Graduate School of Natural and Applied Sciences

Department of Physics

2002, Page: 113

In this thesis, the electromagnetic waves in the fully ionized plasma have been studied. The effects of the adiabatic sound speed (U_α) on the electrical conductivity of the plasma and the propagation of the electromagnetic waves have been investigated. If the wave propagates parallel to the Earth's magnetic field, U_α affects only northward and upward conductivities while the wave propagates perpendicular to the Earth's magnetic field, U_α affects all the conductivities. The effects of U_α on the propagation of low and high frequency waves have been investigated. While the values of k^2 increases up to $h_m F2$ height, after this height it decreases. The maximum and minimum values of k^2 are obtained around local noontime and the sunrise, respectively. It is shown that the magnitudes of the conductivities and k^2 increase with U_α .

Key Words: Conductivity, Ionosphere, Waves in the plasma

IV

TEŞEKKÜR

Bu tez çalışması boyunca, bilgi ve tecrübelerinden faydalandığım danışman hocam Prof. Dr. Mehmet AYDOĞDU 'ya saygılarımı sunarım. Ayrıca bu tez çalışmasının her safhasında yakın ilgi ve desteğini gördüğüm değerli hocalarım Doç. Dr. Osman ÖZCAN ve Yrd Doç. Dr. Esat GÜZEL 'e en içten duygularıyla teşekkür ederim.

Çalışmalarım sırasında benimle sıkıntılara ortak olan eşim Güllü YEŞİL 'e, oğlum M. Buğra YEŞİL ve kızım E. Beyza YEŞİL 'e en derin şükranlarımı sunarım.

Ali YEŞİL

İÇİNDEKİLER

	Sayfa
ÖZET.....	I
SUMMARY.....	II
TEŞEKKÜR.....	III
İÇİNDEKİLER.....	IV
ŞEKİLLER LİSTESİ.....	VI
SİMGELER LİSTESİ.....	VII
1. GİRİŞ.....	1
2. TAMAMEN İYONLAŞMIŞ PLAZMA İÇİNDEKİ DALGALAR	4
2.1. İyonküre Plazmasının Elektriksel İletkenliğine Basıncın Etkisi.....	7
2.1.1. Dalga Yer 'in Manyetik Alanı Boyunca İlerliyorsa, İletkenlik	12
2.1.2. Dalga Yer 'in Manyetik Alanına Dik İlerliyorsa, İletkenlik	14
2.3. İyonküre Plazmasının Akışkan Olarak Düşünülmesi.....	15
2.3.1. Düşük Frekanslı Dalgalar(LF).....	16
2.3.2. Manyetohidrodinamik (MHD) Yaklaşım	24
2.4. Yüksek Frekanslı Dalgalar (HF)	29
2.4.1. Dalganın Yer 'in Manyetik Alanına Paralel İlerlemesi.....	35
2.4.2. Dalganın Yer 'in Manyetik Alanına Dik İlerlemesi.....	38
3. MATERYAL VE METOT	43
4. BULGULAR VE TARTIŞMA.....	45
4.1. İyonküre Parametrelerinin Yükseklikle ve Günlük Değişimi	45
4.2. İyonküre Plazmasında İyon ve Elektronun Adyabatik Ses Hızlarının Yükseklikle ve Günlük Değişimleri.....	50
4.3. Tamamen İyonlaşmış İyonküre Plazmasının İletkenliğinin Yükseklikle ve Günlük Değişimi.....	52
4.3.1. Dalganın Yer 'in Manyetik Alanı Boyunca İlerlemesi Halinde İletkenliklerin Yükseklikle ve Günlük Değişimi.....	53
4.3.2. Dalganın Yer 'in Manyetik Alanına Dik İlerlemesi Halinde İletkenliklerin Yükseklikle ve Günlük Değişimi.....	57

4.4. İyonküre Plazması İçindeki Düşük Frekanslı Dalgaların Enine ve Boyuna İlerlemesi	63
4.5. MHD Dalgaları	69
4.5.1. $\theta=I$ Olması Durumu.....	69
4.5.2. $\theta \neq I$ Olması Durumu.....	69
4.6. Yüksek Frekanslı Dalgalar.....	84
4.6.1. Dalganın Yer 'in Manyetik Alanı Boyunca İlerlemesi	84
4.6.2. Dalganın Yer 'in Manyetik Alanına Dik İlerlemesi.....	91
5. KAYNAKLAR.....	94



ŞEKİLLER LİSTESİ

	<u>Sayfa</u>
Şekil 2.1. Manyetik alan ve k nin geometrisi (Aydoğdu ve Özcan, 1996).....	7
Şekil 4.1.1. Elektron ve iyon yoğunluklarının yükseklikle değişimi (Saat 12 00 YZ)	45
Şekil 4.1.2. Elektron ve iyon yoğunluklarının yükseklikle değişimi (Saat 24 00 YZ)	46
Şekil 4.1.3. Elektron ve iyon sıcaklıklarının yükseklikle değişimi (Saat 12 00 YZ)	47
Şekil 4.1.4. Elektron ve iyon sıcaklıklarının yükseklikle değişimi (Saat 24 00 YZ)	47
Şekil 4.1.5. Elektron ve iyon yoğunluklarının günlük değişimi ($h_m F2=255$ km)	48
Şekil 4.1.6. Elektron ve iyon sıcaklıklarının günlük değişimi ($h_m F2=255$ km)	49
Şekil 4.3.1.1. σ_{yy} iletkenliğinin yükseklikle değişimi ($U_\alpha \neq 0, \theta = 90^\circ + I$)	55
Şekil 4.3.1.2. σ_{yz} iletkenliğinin yükseklikle değişimi ($U_\alpha \neq 0, \theta = 90^\circ + I$)	56
Şekil 4.3.2.1. σ_{xx} iletkenliğinin yükseklikle değişimi ($U_\alpha \neq 0, U_\alpha = 0, \theta = I$ ve saat 12 00 YZ)	59
Şekil 4.3.2.2. σ_{zz} iletkenliğinin yükseklikle değişimi ($U_\alpha \neq 0, U_\alpha = 0, \theta = I$ ve saat 12 00 YZ)	59
Şekil 4.3.2.3. σ_{xx} iletkenliğinin yükseklikle değişimi ($U_\alpha \neq 0, U_\alpha = 0, \theta = I$ ve saat 24 00 YZ)	60
Şekil 4.3.2.4. σ_{zz} iletkenliğinin yükseklikle değişimi ($U_\alpha \neq 0, U_\alpha = 0, \theta = I$ ve saat 24 00 YZ)	60
Şekil 4.3.2.5. σ_{xx} iletkenliğinin günlük değişimi ($U_\alpha = 0, \theta = I$ ve $h_m F2=255$ km)	61
Şekil 4.3.2.6. σ_{xx} iletkenliğinin günlük değişimi ($U_\alpha \neq 0, \theta = I$ ve $h_m F2=255$ km)	62
Şekil 4.3.2.7. σ_{zz} iletkenliğinin günlük değişimi ($\theta = I$ ve $h_m F2=255$ km)	62
Şekil 4.4.1. Saat 12 00 YZ için k^2 nin yükseklikle değişimi ($\omega = 31.4$ rad /sn, $v=0$)	64
Şekil 4.4.2. Saat 24 00 YZ için k^2 nin yükseklikle değişimi ($\omega = 31.4$ rad /sn, $v=0$)	64
Şekil 4.4.3. k^2 nin günlük değişimi ($\omega = 31.4$ rad /sn, $v=0$ ve $h_m F2=255$ km)	65
Şekil 4.4.4. Saat 12 00 YZ için k^2 nin toplam ses hızıyla değişimi ($\omega = 31.4$ rad /sn, $v=0$)	66
Şekil 4.4.5. Saat 24 00 YZ için k^2 nin toplam ses hızıyla değişimi ($\omega = 31.4$ rad /sn, $v=0$)	67
Şekil 4.4.6. U_s nin yükseklikle değişimi ($\omega = 31.4$ rad /sn, $v=0$)	67

VIII

Şekil 4.4.7. U_s nin günlük değişimi ($\omega=31.4$ rad /sn, $v=0$ ve $h_m F2=255$ km).....	68
Şekil 4.5.1. Saat 12 00 YZ için k^2 nin yükseklikle değişimi ($\omega=31.4$ rad /sn, $v=0$).....	70
Şekil 4.5.2. Saat 24 00 YZ için k^2 nin yükseklikle değişimi ($\omega=31.4$ rad /sn, $v=0$)	70
Şekil 4.5.3. k^2 nin günlük değişimi ($\omega=31.4$ rad /sn, $v=0$ ve $h_m F2= 255$ km)	71
Şekil 4.5.4. Saat 12 00 YZ için k^2 nin Alfvén hızıyla değişimi ($\omega=31.4$ rad /sn, $v=0$).....	72
Şekil 4.5.5. Saat 24 00 YZ için k^2 nin Alfvén hızıyla değişimi ($\omega=31.4$ rad /sn, $v=0$).....	72
Şekil 4.5.6. Boyuna dalga için k^2 nin yükseklikle değişimi ($\omega=31.4$ rad /sn, $v=0$ ve $\theta=90^\circ+I$).....	73
Şekil 4.5.7. k^2 nin günlük değişimi ($\omega=31.4$ rad /sn, $v=0$ ve $\theta=90^\circ+I$).....	74
Şekil 4.5.8. Saat 12 00 YZ için k^2 nin yükseklikle değişimi ($\omega=31.4$ rad /sn, $v=0$).....	75
Şekil 4.5.9. Saat 24 00 YZ için k^2 nin yükseklikle değişimi ($\omega=31.4$ rad /sn, $v=0$).....	75
Şekil 4.5.10. k^2 nin günlük değişimi ($\omega=31.4$ rad /sn, $v=0$ ve $h_m F2=255$ km)	76
Şekil 4.5.11. Saat 12 00 YZ için k^2 nin yükseklikle değişimi ($\omega=31.4$ rad /sn, $v=0$).....	77
Şekil 4.5.12. Saat 24 00 YZ için k^2 nin yükseklikle değişimi ($\omega=31.4$ rad /sn, $v=0$).....	77
Şekil 4.5.13. k^2 nin günlük değişimi ($\omega=31.4$ rad /sn, $v=0$ ve $h_m F2=255$ km)	78
Şekil 4.5.14. Alfvén ve toplam plazma adyabatik ses hızlarının yükseklikle değişimi ($\omega=31.4$ rad /sn, $v=0$ ve saat 12 00 YZ)	79
Şekil 4.5.15. Alfvén ve toplam plazma adyabatik ses hızlarının yükseklikle değişimi ($\omega=31.4$ rad /sn, $v=0$ ve saat 24 00 YZ)	79
Şekil 4.5.16. Ses hızlarının günlük değişimi ($\omega=31.4$ rad /sn, $v=0$ ve $h_m F2=255$ km).....	80
Şekil 4.5.17. Saat 12 00 YZ için k^2 nin yükseklikle değişimi ($\omega=31.4$ rad /sn, $v=0$).....	81
Şekil 4.5.18. Saat 24 00 YZ için k^2 nin yükseklikle değişimi ($\omega=31.4$ rad /sn, $v=0$).....	82
Şekil 4.5.19. k^2 nin Alfvén hızıyla değişimi ($\omega=31.4$ rad /sn, $v=0$).....	82

IX

Şekil 4.5.20. k^2 nin plazmanın adyabatik ses hızıyla değişimi ($\omega=31.4$ rad /sn, $v=0$)	83
Şekil 4.5.21. k^2 nin günlük değişimi ($\omega=31.4$ rad /sn, $v=0$ ve $h_m F2=255$ km)	83
Şekil 4.6.1. k^2 nin yükseklikle değişimi ($\omega=18.84 \cdot 10^6$ rad /sn, $v=0$).....	85
Şekil 4.6.2. Saat 12 00 YZ için k^2 nin elektron ses hızıyla değişimi ($\omega=18.84 \cdot 10^6$ rad /sn)	86
Şekil 4.6.3. Saat 24 00 YZ için k^2 nin elektron ses hızıyla değişimi ($\omega=18.84 \cdot 10^6$ rad/sn)	86
Şekil 4.6.4. Elektron ses hızının yükseklikle değişimi ($\omega=18.84 \cdot 10^6$ rad /sn, $v=0$)	87
Şekil 4.6.5. k^2 nin günlük değişimi ($\omega=18.84 \cdot 10^6$ rad/sn, $v=0$ ve $h_m F2=255$ km)	88
Şekil 4.6.6. Sola kutuplanmış dalganın yükseklikle değişimi ($\omega=18.84 \cdot 10^6$ rad/sn, $\theta=90^\circ+I$)	89
Şekil 4.6.7. Sağa kutuplanmış dalganın yükseklikle değişimi ($\omega=18.84 \cdot 10^6$ rad /sn, $\theta=90^\circ+I$)	90
Şekil 4.6.8. Sola ve sağa kutuplanmış dalganın günlük değişimi ($\omega=18.84 \cdot 10^6$ rad /sn, $\theta=90^\circ+I$)	90
Şekil 4.6.9. k^2 nin yükseklikle değişimi ($\omega=18.84 \cdot 10^6$ rad /sn, $\theta=I$)	92
Şekil 4.6.10. k^2 nin elektron ses hızıyla değişimi ($\omega=18.84 \cdot 10^6$ rad /sn, $\theta=I$)	92
Şekil 4.6.11. k^2 nin günlük değişimi ($\omega=18.84 \cdot 10^6$ rad /sn, $\theta=I$)	93

ÇİZELGELER LİSTESİ

Sayfa

Çizelge.2.1. İyonküre plazmasında iyon ve elektron basınçlarının yükseklikle değişimi....	5
Çizelge.2.2. İyonküre plazmasında iyon ve elektron basınçlarının günlük değişimi ($h_m F2=255$ km).....	6
Çizelge.4.2.1. İyonküre plazmasında ses hızlarının yükseklikle değişimi.....	51
Çizelge.4.2.2. İyonküre plazmasında ses hızlarının günlük değişimi.....	52
Çizelge.4.3.1.1. İletkenliklerin yükseklikle değişimi (Saat 12 00 YZ, $\theta=90+I$).....	54
Çizelge.4.3.1.2. İletkenliklerin yükseklikle değişimi (Saat 24 00 YZ, $\theta=90+I$).....	56
Çizelge.4.3.1.3. İletkenliklerin günlük değişimi ($h_m F2=255$ km, $\theta=90+I$).....	58



SİMGELER LİSTESİ

V_A	Alfvén Hızı
P_i	İyon Basıncı
P_e	Elektron Basıncı
P	Toplam Plazma Basıncı
k_b	Boltzman Sabiti
U_i	İyon Ses Hızı
U_e	Elektron Ses Hızı
U	Toplam Plazma Ses Hızı
k	Dalganın Vektörü
V	Hız
E	Elektrik Alan
B	Manyetik Alan
e	Elektronun Yüğü
m_e	Elektronun Kütlesi
m_i	İyonun Kütlesi
ν_e	Elektron Çarpışma Frekansı
ν_i	İyon Çarpışma Frekansı
ν_{ie}	İyon-Elektron Çarpışma Frekansı
ν_{in}	İyon-Nötr Çarpışma Frekansı
ν_{ei}	Elektron-İyon Çarpışma Frekansı
ν_{en}	Elektron-Nötr Çarpışma Frekansı
N	Yoğunluk
N_i	İyon Yoğunluğu
N_e	Elektron Yoğunluğu
J	Akım Yoğunluğu
ω	Dalganın Açıl Frekansı

ω_{ce}	Elektron Siklotron Frekansı
ω_{ci}	İyon Siklotron Frekansı
ω_{pe}^2	Elektron Plazma Frekansı
ω_{pi}^2	İyon Plazma Frekansı
ω_p^2	Plazma Frekansı
σ	İletkenlik
ρ	Yük Yoğunluğu
ρ_0	Denge Durumundaki Yük Yoğunluğu
ρ_1	Tedirgin Edilmiş Durumundaki Yük Yoğunluğu
ν_m	Manyetik Vizkozite Katsayısı
c	Işık Hızı
μ_0	Manyetik Geçirgenlik Katsayısı
ϵ_0	Boş Uzayın Dielektrik Katsayısı
ϵ	Plazma Ortamının Dielektrik Katsayısı
I	Manyetik Dip Açısı
∇	Dell Operatörü
θ	Dalga Vektörü ile Manyetik Alan Arasındaki Aç
t	Zaman
T_e	Elektron Sıcaklığı
T_i	İyon Sıcaklığı
γ	Serbestlik Derecesi

KISALTMALAR

HF	Yüksek Frekans
LF	Düşük Frekans
YZ	Yerel Zaman

1. GİRİŞ

Plazma pozitif iyon, serbest elektron ve nötr parçacıklardan oluşmuş bir topluluktur. Plazma içindeki yüklü bir parçacığın üzerine etki eden kuvvetler,

$$\begin{aligned} \text{Kütle} \times \text{ivme} = & \text{Elektrik Kuvvetler} \\ & + \text{Manyetik Kuvvetler} \\ & + \text{Çekim Kuvvetleri} \\ & + \text{Basınç-Gradyent Kuvvetleri} \\ & + \text{Çarpışma Kuvvetleri} \end{aligned} \quad (1.1)$$

şeklinde dir. Parçacıkların sıcaklıklarından dolayı oluşan ısı hareketlerin ihmal edildiği plazma yaklaşımına soğuk plazma denir. Soğuk plazma yaklaşımında denklem (1.1)' e göre, sıcaklıktan dolayı yüklü parçacıklar üzerine bir kuvvet etki etmez ve bu nedenle basınç değişim terimi ihmal edilir (Dendy, 1990).

Plazmadaki bir parçacık üzerine etkiyen kuvvetlere sıcaklık etkisi ile oluşan basınç kuvveti ilave edilirse, bu kabul sıcak plazmayı tanımlar (Swanson, 1984). Sıcak plazmada ısı hareketlerden dolayı farklı parçacık yaklaşımı yapılmaktadır. Isıl etkiler plazmaya eklendiğinde yeni iki olay meydana gelir. Bunlardan ilki, ses dalgaları türünden akustik dalga olayı, ikincisi ise plazmanın yalnız elektron gazından meydana geldiği düşüncesine dayanan kinetik olaydır. Sıcak plazma yaklaşımı yapılan çalışmaların çoğunda birisi radyo yaklaşımı (Yüksek Frekans) diğeri ise, hidromanyetik yaklaşım (Düşük Frekans) olmak üzere iki yaklaşım yapılmaktadır (Booker, 1984).

Tüm nötr parçacıkların iyonlaştığı ve ortamın sadece pozitif iyon ve elektronlardan oluştuğu plazmaya tamamen iyonlaşmış plazma denir. Bu durumda ortamda nötr parçacık yoktur ve plazma ortamında bütün parçacıklar ortak bir hızla hareket ederler (Tanenbaum, 1967). Bu sebeple böyle bir plazma bir akışkan olarak düşünülebilir. İyonküre plazması ideal bir gaz olarak kabul edilirse, ortamdaki parçacıklara, yoğunluklarına ve sıcaklıklarına göre bir basınç etki eder. Denklem (1.1)' e göre tamamen iyonlaşmış plazma iletkenliğini ve elektromanyetik dalganın ilerlemesini etkileyen temel sebeplerden biri, plazma içindeki parçacıkların basınç değişim kuvvetleridir. Bundan başka sıcaklıkların etkili olduğu kuvvetlerden diğeri ise, çarpışma

kuvvetleridir. Bu çalışmadaki amacımız, basınç değişim kuvvetlerinin katkılarını araştırmak olduğu için, hesaplamalarda çarpışma kuvvetleri ihmal edilmiştir. Bir çok araştırmacı iyonküre plazmasında iletkenlikleri çalışmışlardır. Bu araştırmacılar genellikle iyonküre plazmasının çarpışmasız ve tek parçacık modelini kullanmışlardır ve denklem (1.1) de verilen basınç değişim terimini ihmal etmişlerdir. (Cole ve Singh, 1986; Hruska, 1988; Nenovski, 1999; Sinitsin ve diğ., 1999; Aydoğdu ve Özcan, 1991, 1996; Louro ve Duhau, 1983, 1988; Hruska, 1978; Campel ve Schiffmacher, 1988; Cole, 1990). Tamamen iyonlaşmış plazmanın iletkenliği, Khazanov ve diğ., (1996); Oster, (1961); Dawson ve Oberman, (1962) tarafından istatistik metodu kullanarak çalışılmıştır. Plazmanın iletkenliğinin yanısıra, plazma içindeki elektromanyetik dalganın davranışı çoğu araştırmacılar için çalışma konusu olmuştur. Ancak bu çalışmalar yine iyonküre plazması için tek parçacık modeli ve termal hareketlerin olmadığı kabulüne dayanan soğuk plazma yaklaşımı için yapılmıştır (Budden, 1982; Budden ve Stott, 1980; Al'pert, 1979, 1980; Hagfors, 1983; Heading, 1989; Hollweg, 1990; Yang ve Holloweg, 1991; Rawer ve Suchy, 1975; Özcan ve diğ.; 1996; Aydoğdu ve Özcan, 2001). Ancak tamamen iyonlaşmış iyonküre plazması için ayrılma ve iletkenlik terimlerine, basınçların etkileri daha az çalışılmıştır.

Bu çalışmada, iyonküre plazması tamamen iyonlaşmış kabul edilerek, plazmanın iletkenliği ve plazma içindeki elektromanyetik dalgaların ilerlemesi araştırılmıştır. Bir ortamdaki elektromanyetik dalgaların davranışını belirleyen temel parametrelerden biri ortamın iletkenliğidir. Bu sebeple elektromanyetik dalganın davranışını belirleyen ayrılma bağıntıları elde edilmeden önce ortamın iletkenliğinin bilinmesi gerekir. Bu çalışmada, tamamen iyonlaşmış plazmanın iletkenliğine ağırlık verilmiştir. Bu amaca uygun olarak, ikinci bölümünün birinci kısmında, iyonküre plazmasının iletkenlik bağıntıları elde edilmiştir. Bu iletkenlik bağıntıları, k ile Y_e ' in manyetik alanın açığa bağlı olduğundan, iletkenlikler özel şartlar için çözülmüştür. İkinci bölümün ikinci ve üçüncü kısmında tamamen iyonlaşmış plazma içerisindeki dalgaları, düşük (hidromanyetik yaklaşım) ve yüksek (radyo yaklaşımı) frekanslı dalgalar olarak iki gruba ayırarak, bunların ayrılma bağıntıları elde edilmiştir. Düşük ve yüksek frekanslı dalgalar, k ile manyetik alanın arasındaki açığa bağlı olduğundan, denklemler iki özel şart için çözülmüştür. Üçüncü bölümde iletkenlik ve ayrılma bağıntılarının hesaplanmaları sırasında kullanılan materyal

ve metotlar açıklanmıştır. İletkenlik, ayrılım bağıntılarının günlük ve yükseklikle incelendiği bulgular ve tartışmalar dördüncü bölümde verilmiştir.



2. TAMAMEN İYONLAŞMIŞ PLAZMA İÇİNDEKİ DALGALAR

İyonküre plazmasında serbest elektron, iyon ve nötr parçacıklar bulunur. Parçacıklar üzerine etki eden kuvvetlere basınç teriminin eklenmesi, iyonküre plazmasının akışkan olarak düşünülmesine neden olur. İyonküre plazması ideal bir gaz olarak kabul edilirse, ortamdaki parçacıklara, yoğunluklarına ve sıcaklıklarına göre bir basınç etki eder. Bu basınçlar ise, sırasıyla iyon için $P_i = k_b N_i T_i$ ve elektron için $P_e = k_b N_e T_e$ şeklindedir. Burada, k_b =Boltzman sabiti, N_e =Elektron yoğunluğu, N_i =İyon yoğunluğu T_e =Elektron sıcaklığı, T_i =İyon sıcaklığıdır. İletkenlik ve ayrılma bağıntıları çıkarılmadan iyonkürede önce basınç terimlerinin büyüklüklerinin bilinmesi gerekir. Bu çalışmadaki temel amaç, tamamen iyonlaşmış iyonküre plazması içindeki basınç değişiminden meydana gelen kuvvetlerin iletkenliğe, düşük ve yüksek frekanslı elektromanyetik dalgalara etkilerini incelemektir.

İyonküre plazmasında elektron ve iyon basınçlarının yükseklikle ve yerel zamanla (YZ) değişimleri hesaplanmış sonuçları Çizelge (2.1-2.2) de verilmiştir. Çizelge (2.1) den görüleceği gibi iyon ve elektron basıncı yaklaşık olarak 250-300 km arasındaki yükseklikte maksimum değerini almakta, bu yükseklikten sonra hızlı bir azalma göstermektedir. Ancak elektronun saat 12 00 YZ da basıncı iyonun basıncından daha büyüktür. Basınçlar sıcaklıkla doğru orantılı olarak değişmektedir. Ancak, gece saat 24 00 YZ her iki basıncın değeri azalmakta yine yaklaşık olarak 300 km yükseklikte elektron ve iyon basınçları en büyük değerini almakta, bu yükseklikten itibaren azalmaktadır. Parçacıkların her ikisi de 12 00 YZ da birbirlerine göre çok küçük değişimler göstermekte, 24 00 YZ da ise her iki parçacığın basıncı azalmaktadır. Gündüz saat 12 00 YZ da iyon basıncı ile elektron basıncının büyüklüğü hemen hemen aynıdır.

Çizelge (2.2) de ise iyon ve elektron basınçların yerel zamanla değişimi verilmiştir. Buna göre, her iki basınçta saat 04-05 00 YZ da en küçük değerini almakta, saat 12 00 YZ da ise her iki basınçta maksimum değere ulaşmaktadır. Elektron basıncının yerel zamanla aldığı değerler iyon basıncının yerel zamanla aldığı değerlerden daha büyüktür. Elektron basıncının ve iyon basıncının çizelgelerde olduğu gibi her yükseklik ve yerel zamanda bir değeri vardır. Fakat diğer plazma parametreleri ile kıyaslandığında

basınç terimleri daha küçük değerler almaktadır. Ancak, etkisini araştırmak gerekmektedir.

Çizelge 2.1. İyonküre plazmasında iyon ve elektron basınçlarının yükseklikle değişimi

Yükseklik (km)	P_i (Nt /m ²)	P_e (Nt /m ²)	P_i (Nt /m ²)	P_e (Nt /m ²)
150	1.33E-09	1.68E-09	4.02E-12	4.19E-12
200	2.93E-09	5.96E-09	3.02E-10	3.24E-10
250	5.28E-09	1.24E-08	1.77E-09	1.96E-09
300	5.28E-09	1.26E-08	2.86E-09	3.24E-09
350	4.26E-09	8.28E-09	2.72E-09	2.79E-09
400	3.05E-09	4.85E-09	2.10E-09	2.10E-09
450	2.16E-09	3.40E-09	1.44E-09	1.44E-09
500	1.62E-09	2.54E-09	9.54E-10	1.05E-09
550	1.28E-09	2.01E-09	6.63E-10	7.94E-10
600	1.07E-09	1.66E-09	4.95E-10	6.33E-10
650	9.54E-10	1.41E-09	3.96E-10	5.23E-10
700	8.91E-10	1.25E-09	3.37E-10	4.53E-10
750	8.62E-10	1.14E-09	3.00E-10	4.11E-10
800	8.57E-10	1.08E-09	2.78E-10	3.86E-10
850	8.67E-10	1.05E-09	2.63E-10	3.72E-10
900	8.88E-10	1.03E-09	2.54E-10	3.64E-10
	Saat 12 00 YZ		Saat 24 00 YZ	

Çizelge 2.2. İyonküre plazmasında iyon ve elektron basınçlarının günlük değişimi
($h_m F_2=255$ km)

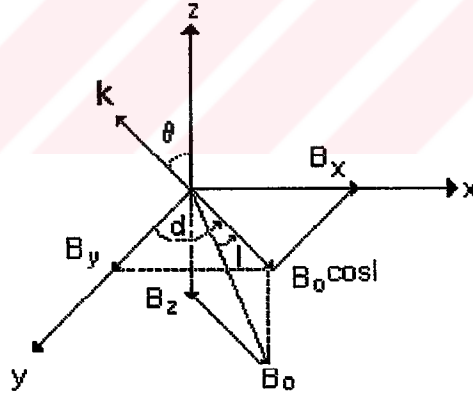
Yerel Zaman (Saat)	P_i (Nt /m ²)	P_e (Nt /m ²)
1	1.47E-09	1.59E-09
2	1.05E-09	1.08E-09
3	7.88E-10	8.68E-10
4	9.47E-10	1.30E-09
5	1.71E-09	3.16E-09
6	2.72E-09	6.04E-09
7	3.75E-09	8.49E-09
8	4.27E-09	9.65E-09
9	4.36E-09	1.01E-08
10	4.56E-09	1.03E-08
11	5.01E-09	1.12E-08
12	5.35E-09	1.26E-08
13	5.34E-09	1.22E-08
14	5.02E-09	1.03E-08
15	4.59E-09	8.81E-09
16	4.31E-09	8.07E-09
17	4.39E-09	8.15E-09
18	4.68E-09	8.52E-09
19	4.71E-09	7.40E-09
20	4.12E-09	5.00E-09
21	3.35E-09	3.44E-09
22	2.80E-09	2.80E-09
23	2.40E-09	2.53E-09
24	1.95E-09	2.16E-09

2.1. İyonküre Plazmasının Elektriksel İletkenliğine Basıncın Etkisi

Yerçekimi ihmal edilirse, denklem (1.1) e göre, kütlesi m , hızı V olan bir parçacık üzerine etki eden kuvvet,

$$m_{\alpha} \frac{dV_{\alpha}}{dt} = q_{\alpha} (\mathbf{E} + \mathbf{V}_{\alpha} \times \mathbf{B}) - m_{\alpha} \nu_{\alpha} \mathbf{V}_{\alpha} - \frac{\nabla P_{\alpha}}{N_{0\alpha}} \quad (2.1)$$

olur. Burada α sırasıyla iyon için (i) ve elektron için (e) dir. Hız, yoğunluk ve alanların $e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)}$ şeklinde değiştiği kabul edilmiştir. Bu çalışmada kuzey yarımküre için sırasıyla x, y ve z coğrafik doğuyu, kuzeyi ve yukarıyı göstermektedir. Elektromanyetik dalga yz düzleminde ilerlemektedir. Dalganın ilerleme yönü z eksenini ile θ açısı yapmaktadır. Yer ' in manyetik alanı Şekil (2.1) de gösterildiği gibidir.



Şekil 2.1. Manyetik alan ve k nın geometrisi (Aydoğdu ve Özcan, 1996).

$$\mathbf{B} = B_x \mathbf{a}_x + B_y \mathbf{a}_y + B_z \mathbf{a}_z \quad (2.2)$$

dır. Burada $B_x = B \cos I \sin d$, $B_y = B \cos I \cos d$ ve $B_z = -B \sin I$ olur. I manyetik dip ve d deklinasyon açısıdır. Bu çalışma için d ihmal edilmiştir. Dalganın yayılma vektörünün y ve z yönündeki bileşenleri sırasıyla $k \sin \theta$ ve $k \cos \theta$ dir. Parçacık yoğunluğu ise iyonküre plazmasının her noktasında aşağıdaki gibi değiştiği kabul edilmiştir.

$$N = N_{0\alpha} + N_{1\alpha}(r, t) = N_0 + N_1 e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)} \text{ ve } N_1 \ll N_0 \quad (2.3)$$

Burada $N_{0\alpha}$ plazmanın denge halindeki yoğunluğu, $N_{1\alpha}(r, t)$ ise tedirgin edilmiş plazmanın yoğunluğudur. (2.1) nolu bağıntıdaki basınç terimi, ortamın adyabatik olduğu kabul edilirse,

$$(P \rho)^\gamma = \text{sabit} \quad (2.4)$$

olarak tanımlanır. Burada, ρ parçacık yoğunluğu, γ sabit basınç ve sabit hacimdeki öz ısıların oranıdır. (2.4) bağıntısının yardımıyla, (2.1) denklemi yeniden düzenlenirse,

$$\frac{d\mathbf{V}_\alpha}{dt} = \frac{q_\alpha}{m_\alpha} (\mathbf{E} + \mathbf{V}_\alpha \times \mathbf{B}) - v_\alpha \mathbf{V}_\alpha - \frac{iU_\alpha^2 (\mathbf{k} \cdot \mathbf{N}_{\alpha 1})}{N_{0\alpha}} \quad (2.5)$$

şekline dönüşür. Burada,

$$U_\alpha^2 = \frac{\gamma k_b T_\alpha}{m_\alpha} \quad (2.6)$$

U_α α türündeki parçacığın adyabatik ses hızı, v_α α türündeki parçacığın çarpışma frekansıdır. Bu ifade elektron ve iyon için ayrı ayrı yazılabilir.

İyonküre plazmasının elektriksel iletkenliğini elde etmek için tek parçacık modeli yerine, iyonkürenin yüklü parçacıklardan meydana gelen bir gaz gibi düşünülmesi gerekir. Bundan dolayı, iyonküre plazmasının elektriksel iletkenliği için akışkan denklemleri kullanılabilir. Bunlardan kütle korunum yasası,

$$\frac{\partial \rho_\alpha}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_\alpha \mathbf{V}_\alpha) = 0 \quad (2.7)$$

olur. Burada, ρ_α parçacık yoğunluğu, V_α α türündeki parçacığın hızıdır. (2.3) eşitliği (2.7) denklemini içinde kullanılırsa,

$$N_{1\alpha} = \frac{N_{0\alpha}}{\omega} (\mathbf{k} \cdot \mathbf{V}_\alpha) \quad (2.8)$$

elde edilir. (2.5) bağıntısından elektron hızının x, y ve z bileşenleri

$$V_x (v_e - i\omega) - \omega_{ce} \sin I V_y - \omega_{ce} \cos I V_z = -\frac{e}{m_e} E_x \quad (2.9)$$

$$V_x (\omega_{ce} \sin I) + V_y (v_e - i\omega + \frac{ik^2 U_e^2}{\omega} \sin^2 \theta) + V_z (\frac{ik^2 U_e^2}{\omega} \sin \theta \cos \theta) = -\frac{e}{m_e} E_y \quad (2.10)$$

$$V_x (\omega_{ce} \cos I) + V_y (\frac{ik^2 U_e^2}{\omega} (\sin \theta \cos \theta)) + V_z (v_e - i\omega + \frac{ik^2 U_e^2}{\omega} \cos^2 \theta) = -\frac{e}{m_e} E_z \quad (2.11)$$

olarak elde edilir. Burada $\omega_{ce} \left(= \frac{eB}{m_e} \right)$ elektronun dönme frekansıdır. Tamamen

iyonlaşmış iyonküre plazmasının toplam akım yoğunluğu,

$$\mathbf{J} = \mathbf{J}_i + \mathbf{J}_e = \sigma \cdot \mathbf{E} \quad (2.12)$$

şeklinde yazılabilir. Bu ifade,

$$\begin{bmatrix} J_x \\ J_y \\ J_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xy} & \sigma_{xz} \\ \sigma_{yx} & \sigma_{yy} & \sigma_{yz} \\ \sigma_{zx} & \sigma_{zy} & \sigma_{zz} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix} \quad (2.13)$$

şeklinde dir. Burada tamamen iyonlaşmış plazmanın (2.13) bağıntısındaki iletkenlik elemanları,

$$\sigma_{xx} = \frac{Ne^2(v_e - i\omega) [\omega(v_e - i\omega) + ik^2 U_e^2]}{m_e \omega(v_e - i\omega) [(v_e - i\omega)^2 + \omega_{ce}^2] + ik^2 U_e^2 m_e [(v_e - i\omega)^2 + \omega_{ce}^2 (\sin(\theta - I))^2]} \quad (2.14)$$

$$+ \frac{Ne^2(v_i - i\omega) [\omega(v_i - i\omega) + ik^2 U_i^2]}{m_i \omega(v_i - i\omega) [(v_i - i\omega)^2 + \omega_{ci}^2] + ik^2 U_i^2 m_i [(v_i - i\omega)^2 + \omega_{ci}^2 (\sin(\theta - I))^2]}$$

$$\sigma_{xy} = \frac{Ne^2 \omega_{ce} [\sin I \omega(v_e - i\omega) - ik^2 U_e^2 \cos \theta (\sin(\theta - I))]}{m_e \omega(v_e - i\omega) [(v_e - i\omega)^2 + \omega_{ce}^2] + ik^2 U_e^2 m_e [(v_e - i\omega)^2 + \omega_{ce}^2 (\sin(\theta - I))^2]} \quad (2.15)$$

$$+ \frac{Ne^2 \omega_{ci} [-\sin I \omega(v_i - i\omega) + ik^2 U_i^2 \cos \theta \sin(\theta - I)]}{m_i \omega(v_i - i\omega) [(v_i - i\omega)^2 + \omega_{ci}^2] + ik^2 U_i^2 m_i [(v_i - i\omega)^2 + \omega_{ci}^2 (\sin(\theta - I))^2]}$$

$$\sigma_{xz} = \frac{Ne^2 \omega_{ce} [\cos I \omega(v_e - i\omega) + ik^2 U_e^2 \sin \theta \sin(\theta - I)]}{m_e \omega(v_e - i\omega) [(v_e - i\omega)^2 + \omega_{ce}^2] + ik^2 U_e^2 m_e [(v_e - i\omega)^2 + \omega_{ce}^2 (\sin(\theta - I))^2]} \quad (2.16)$$

$$+ \frac{Ne^2 \omega_{ci} [-\cos I \omega(v_i - i\omega) - ik^2 U_i^2 \sin \theta \sin(\theta - I)]}{m_i \omega(v_i - i\omega) [(v_i - i\omega)^2 + \omega_{ci}^2] + ik^2 U_i^2 m_i [(v_i - i\omega)^2 + \omega_{ci}^2 (\sin(\theta - I))^2]}$$

$$\sigma_{yx} = \frac{Ne^2 \omega_{ce} [-\sin I \omega(v_e - i\omega) + ik^2 U_e^2 \cos \theta \sin(\theta - I)]}{m_e \omega(v_e - i\omega) [(v_e - i\omega)^2 + \omega_{ce}^2] + ik^2 U_e^2 m_e [(v_e - i\omega)^2 + \omega_{ce}^2 (\sin(\theta - I))^2]} \quad (2.17)$$

$$+ \frac{Ne^2 \omega_{ci} [\sin I \omega(v_i - i\omega) - ik^2 U_i^2 \cos \theta \sin(\theta - I)]}{m_i \omega(v_i - i\omega) [(v_i - i\omega)^2 + \omega_{ci}^2] + ik^2 U_i^2 m_i [(v_i - i\omega)^2 + \omega_{ci}^2 (\sin(\theta - I))^2]}$$

$$\sigma_{yy} = \frac{Ne^2 \left[\omega_{ce}^2 \omega (\cos I)^2 + \omega (v_e - i\omega)^2 + ik^2 U_e^2 (v_e - i\omega) (\cos \theta)^2 \right]}{m_e \omega (v_e - i\omega) \left[(v_e - i\omega)^2 + \omega_{ce}^2 \right] + ik^2 U_e^2 m_e \left[(v_e - i\omega)^2 + \omega_{ce}^2 (\sin(\theta - I))^2 \right]} \quad (2.18)$$

$$+ \frac{Ne^2 \left[\omega_{ci}^2 \omega (\cos I)^2 + \omega (v_i - i\omega)^2 + ik^2 U_i^2 (v_i - i\omega) (\cos \theta)^2 \right]}{m_i \omega (v_i - i\omega) \left[(v_i - i\omega)^2 + \omega_{ci}^2 \right] + ik^2 U_i^2 m_i \left[(v_i - i\omega)^2 + \omega_{ci}^2 (\sin(\theta - I))^2 \right]}$$

$$\sigma_{yz} = - \frac{Ne^2 \left(\omega_{ce}^2 \omega \sin I \cos I + ik^2 U_e^2 (v_e - i\omega) \sin \theta \cos \theta \right)}{m_e \omega (v_e - i\omega) \left[(v_e - i\omega)^2 + \omega_{ce}^2 \right] + ik^2 U_e^2 m_e \left[(v_e - i\omega)^2 + \omega_{ce}^2 (\sin(\theta - I))^2 \right]} \quad (2.19)$$

$$- \frac{Ne^2 \left(\omega_{ci}^2 \omega \sin I \cos I + ik^2 U_i^2 (v_i - i\omega) \sin \theta \cos \theta \right)}{m_i \omega (v_i - i\omega) \left[(v_i - i\omega)^2 + \omega_{ci}^2 \right] + ik^2 U_i^2 m_i \left[(v_i - i\omega)^2 + \omega_{ci}^2 (\sin(\theta - I))^2 \right]}$$

$$\sigma_{zx} = \frac{Ne^2 \left[-ik^2 U_e^2 \omega_{ce} \sin \theta \sin(\theta - I) - \omega_{ce} \omega (v_e - i\omega) \cos I \right]}{m_e \omega (v_e - i\omega) \left[(v_e - i\omega)^2 + \omega_{ce}^2 \right] + ik^2 U_e^2 m_e \left[(v_e - i\omega)^2 + \omega_{ce}^2 (\sin(\theta - I))^2 \right]} \quad (2.20)$$

$$+ \frac{Ne^2 \left[ik^2 U_i^2 \omega_{ci} \sin \theta \sin(\theta - I) + \omega_{ci} \omega (v_i - i\omega) \cos I \right]}{m_i \omega (v_i - i\omega) \left[(v_i - i\omega)^2 + \omega_{ci}^2 \right] + ik^2 U_i^2 m_i \left[(v_i - i\omega)^2 + \omega_{ci}^2 (\sin(\theta - I))^2 \right]}$$

$$\sigma_{zy} = - \frac{Ne^2 \left[\omega_{ce}^2 \omega \sin I \cos I + ik^2 U_e^2 (v_e - i\omega) \sin \theta \cos \theta \right]}{m_e \omega (v_e - i\omega) \left[(v_e - i\omega)^2 + \omega_{ce}^2 \right] + ik^2 U_e^2 m_e \left[(v_e - i\omega)^2 + \omega_{ce}^2 (\sin(\theta - I))^2 \right]} \quad (2.21)$$

$$- \frac{Ne^2 \left[\omega_{ci}^2 \omega \sin I \cos I + ik^2 U_i^2 (v_i - i\omega) \sin \theta \cos \theta \right]}{m_i \omega (v_i - i\omega) \left[(v_i - i\omega)^2 + \omega_{ci}^2 \right] + ik^2 U_i^2 m_i \left[(v_i - i\omega)^2 + \omega_{ci}^2 (\sin(\theta - I))^2 \right]}$$

$$\sigma_{zz} = \frac{Ne^2 \left[\omega \omega_{ce}^2 (\sin I)^2 + \omega (v_e - i\omega)^2 + ik^2 U_e^2 (v_e - i\omega) (\sin \theta)^2 \right]}{m_e \omega (v_e - i\omega) \left[(v_e - i\omega)^2 + \omega_{ce}^2 \right] + ik^2 U_e^2 m_e \left[(v_e - i\omega)^2 + \omega_{ce}^2 (\sin(\theta - I))^2 \right]} \quad (2.22)$$

$$+ \frac{Ne^2 \left[\omega \omega_{ci}^2 (\sin I)^2 + \omega (v_i - i\omega)^2 + ik^2 U_i^2 (v_i - i\omega) (\sin \theta)^2 \right]}{m_i \omega (v_i - i\omega) \left[(v_i - i\omega)^2 + \omega_{ci}^2 \right] + ik^2 U_i^2 m_i \left[(v_i - i\omega)^2 + \omega_{ci}^2 (\sin(\theta - I))^2 \right]}$$

olur. Burada,

$$\omega_{ci} = \frac{eB}{m_i} \text{ iyonun dönme frekansdır (=iyonun siklotron frekansı)}$$

$$\left. \begin{aligned} v_i &= v_{ie} + v_{in} \\ v_e &= v_{ei} + v_{en} \end{aligned} \right\} \text{ Burada, } v_i \text{ iyonun çarpışma frekansı, } v_e \text{ elektronun çarpışma frekansdır.}$$

Elde edilen bu iletkenlik bağıntılarındaki U_α terimleri ihmal edilirse, soğuk plazmanın iyon ve elektron için iletkenlikleri elde edilir (Aydoğdu ve Özcan , 1996). (2.14-2.22) bağıntısı, iyonküre plazmasının iyon ve elektronun meydana getirdiği toplam iletkenliğidir. Görüleceği gibi iletkenlikler, her iki parçacığın sıcaklığına bağlıdır.

2.1.1. Dalga Yer 'in Manyetik Alanı Boyunca İlerliyorsa, İletkenlik

$U_\alpha^2 \neq 0$ ve $v_\alpha = 0$ ve $\theta=90^\circ+I$ olursa Şekil (2.1) de geometriye göre $\mathbf{k}$ ve $\mathbf{B}$ birbirlerine paralel olur. Bu durumda, (2.14-2.22) denklemlerinin tensör elemanları,

$$\sigma_{xx} = -\frac{iNe^2\omega}{m_e(\omega_{ce}^2 - \omega^2)} - \frac{iNe^2\omega}{m_i(\omega_{ci}^2 - \omega^2)} \quad (2.23)$$

$$\sigma_{xy} = \frac{Ne^2\omega_{ce}\sin I}{m_e(\omega_{ce}^2 - \omega^2)} - \frac{Ne^2\omega_{ci}\sin I}{m_i(\omega_{ci}^2 - \omega^2)} \quad (2.24)$$

$$\sigma_{xz} = \frac{iNe^2\omega_{ce}\text{Cos}I}{m_e(\omega_{ce}^2 - \omega^2)} - \frac{iNe^2\omega_{ci}\text{Cos}I}{m_i(\omega_{ci}^2 - \omega^2)} \quad (2.25)$$

$$\sigma_{yx} = -\frac{Ne^2\omega_{ce}\text{Sin}I}{m_e(\omega_{ce}^2 - \omega^2)} + \frac{Ne^2\omega_{ci}\text{Sin}I}{m_i(\omega_{ci}^2 - \omega^2)} \quad (2.26)$$

$$\sigma_{yy} = -\frac{iNe^2\omega(k^2U_e^2(\text{Sin}I)^2 + \omega_{ce}^2(\text{Cos}I)^2 - \omega^2)}{m_e(\omega_{ce}^2 - \omega^2)(k^2U_e^2 - \omega^2)} \quad (2.27)$$

$$-\frac{iNe^2\omega(k^2U_i^2(\text{Sin}I)^2 + \omega_{ci}^2(\text{Cos}I)^2 - \omega^2)}{m_i(\omega_{ci}^2 - \omega^2)(k^2U_i^2 - \omega^2)}$$

$$\sigma_{yz} = i\frac{Ne^2\omega(\omega_{ce}^2 - k^2U_e^2)\text{Sin}I\text{Cos}I}{m_e(\omega_{ce}^2 - \omega^2)(k^2U_e^2 - \omega^2)} + i\frac{Ne^2\omega(\omega_{ci}^2 - k^2U_i^2)\text{Sin}I\text{Cos}I}{m_i(\omega_{ci}^2 - \omega^2)(k^2U_i^2 - \omega^2)} \quad (2.28)$$

$$\sigma_{zx} = -\frac{iNe^2\omega_{ce}\text{Cos}I}{m_e(\omega_{ce}^2 - \omega^2)} + \frac{iNe^2\omega_{ci}\text{Cos}I}{m_i(\omega_{ci}^2 - \omega^2)} \quad (2.29)$$

$$\sigma_{zy} = i\frac{Ne^2\omega(\omega_{ce}^2 - k^2U_e^2)\text{Sin}I\text{Cos}I}{m_e(\omega_{ce}^2 - \omega^2)(k^2U_e^2 - \omega^2)} + i\frac{Ne^2\omega(\omega_{ci}^2 - k^2U_i^2)\text{Sin}I\text{Cos}I}{m_i(\omega_{ci}^2 - \omega^2)(k^2U_i^2 - \omega^2)} \quad (2.30)$$

$$\sigma_{zz} = -\frac{iNe^2\omega(k^2U_e^2(\text{Sin}I)^2 + \omega_{ce}^2(\text{Cos}I)^2 - \omega^2)}{m_e(\omega_{ce}^2 - \omega^2)(k^2U_e^2 - \omega^2)} \quad (2.31)$$

$$-\frac{iNe^2\omega(k^2U_i^2(\text{Sin}I)^2 + \omega_{ci}^2(\text{Cos}I)^2 - \omega^2)}{m_i(\omega_{ci}^2 - \omega^2)(k^2U_i^2 - \omega^2)}$$

haline dönüşür. U_α faktörü, σ_{yy} , σ_{yz} , σ_{zy} ve σ_{zz} iletkenliklerine etki etmektedir. Diğer iletkenlik elemanları ise soğuk plazma iletkenlikleridir. Bu bağıntılardaki iletkenlik tensörünün elemanları $\sigma_{xy} = -\sigma_{yx}$ dışındaki tüm iletkenlikler sanaldır. Elektron ve iyon için U_α ihmal edildiğinde, bu iletkenlikler, litaretürde verilen (Aydoğdu ve Özcan, denklem (7-15), 1996) elde ettiği iletkenliklere dönüşür

2.1.2. Dalga Yer 'in Manyetik Alanına Dik İlerliyorsa, İletkenlik

Şekil (2.1) deki geometriye göre $\theta=I$ olması halinde dalga Yer 'in manyetik alanına dik ilerler. $U_\alpha^2 \neq 0$, $v_\alpha = 0$ için bu durumda (2.14-2.22) iletkenliğinin tensör elemanları,

$$\sigma_{xx} = i \frac{Ne^2}{m_e \omega} \frac{(k^2 U_e^2 - \omega^2)}{(k^2 U_e^2 - \omega^2 + \omega_{ce}^2)} + i \frac{Ne^2}{m_i \omega} \frac{(k^2 U_i^2 - \omega^2)}{(k^2 U_i^2 - \omega^2 + \omega_{ci}^2)} \quad (2.32)$$

$$\sigma_{xy} = \frac{Ne^2}{m_e} \frac{\omega_{ce} \sin I}{(k^2 U_e^2 - \omega^2 + \omega_{ce}^2)} - \frac{Ne^2}{m_i} \frac{\omega_{ci} \sin I}{(k^2 U_i^2 - \omega^2 + \omega_{ci}^2)} \quad (2.33)$$

$$\sigma_{xz} = \frac{Ne^2}{m_e} \frac{\omega_{ce} \cos I}{(k^2 U_e^2 - \omega^2 + \omega_{ce}^2)} - \frac{Ne^2}{m_i} \frac{\omega_{ci} \cos I}{(k^2 U_i^2 - \omega^2 + \omega_{ci}^2)} \quad (2.34)$$

$$\sigma_{yx} = -\sigma_{xy} \quad (2.35)$$

$$\begin{aligned} \sigma_{yy} = & i \frac{Ne^2}{m_e \omega} \frac{[(k^2 U_e^2 + \omega_{ce}^2)(\cos I)^2 - \omega^2]}{(k^2 U_e^2 - \omega^2 + \omega_{ce}^2)} \\ & + i \frac{Ne^2}{m_i \omega} \frac{[(k^2 U_i^2 + \omega_{ci}^2)(\cos I)^2 - \omega^2]}{(k^2 U_i^2 - \omega^2 + \omega_{ci}^2)} \end{aligned} \quad (2.36)$$

$$\sigma_{yz} = -i \frac{Ne^2 (k^2 U_e^2 + \omega_{ce}^2) \text{Sin} I \text{Cos} I}{m_e \omega (k^2 U_e^2 - \omega^2 + \omega_{ce}^2)} - i \frac{Ne^2 (k^2 U_i^2 + \omega_{ci}^2) \text{Sin} I \text{Cos} I}{m_i \omega (k^2 U_i^2 - \omega^2 + \omega_{ci}^2)} \quad (2.37)$$

$$\sigma_{zx} = -\sigma_{xz} \quad (2.38)$$

$$\sigma_{zy} = \sigma_{yz} \quad (2.39)$$

$$\sigma_{zz} = i \frac{Ne^2 [(k^2 U_e^2 + \omega_{ce}^2) (\text{Sin} I)^2 - \omega^2]}{m_e \omega (k^2 U_e^2 - \omega^2 + \omega_{ce}^2)} + i \frac{Ne^2 [(k^2 U_i^2 + \omega_{ci}^2) (\text{Sin} I)^2 - \omega^2]}{m_i \omega (k^2 U_i^2 - \omega^2 + \omega_{ci}^2)} \quad (2.40)$$

şeklinde elde edilir. Bu iletkenliklerde $\sigma_{xy} = -\sigma_{yx}$ reel, diğerleri ise sanaldır. $\mathbf{k} \perp \mathbf{B}$ olması halinde, iletkenliklerin hepsi U_α ya bağlıdır.

2.3. İyonküre Plazmasının Akışkan Olarak Düşünülmesi

Plazma bir akışkan olarak düşünüldüğünde, plazma pozitif ve negatif iyonlardan oluşan bir karışım olarak göz önüne alınır. Bunun için plazma içindeki elektromanyetik dalgaları iki gruba ayırarak çalışmak uygun olmaktadır. Bunlar, $\frac{m_e}{m_i}$ terimini ihmal ederek düşük frekanslı dalgalar (LF) ve iyonun hareketini ihmal ederek yüksek frekanslı (HF) dalgalarıdır. α türündeki parçacıklar için akışkanın süreklilik denklemi, daha önceden verildiği gibi,

$$\frac{\partial \rho_\alpha}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_\alpha \mathbf{V}_\alpha) = 0 \quad (2.41)$$

şeklinde yazılır. Burada $\rho_\alpha = n_\alpha m_\alpha$ dır ve,

$$\rho_\alpha = \rho_{0\alpha} + \rho_{1\alpha} \quad (2.42)$$

şeklindedir. Burada, $\rho_{0\alpha}$ denge durumundaki yoğunluk, $\rho_{1\alpha}$ denge durumundan ayrılmış yoğunluktur. (2.42) ifadesi (2.41) de yerine yazılırsa,

$$\frac{\partial \rho_{1\alpha}}{\partial t} + \rho_{0\alpha} (\nabla \cdot \mathbf{V}_{1\alpha}) = 0 \quad (2.43)$$

olarak elde edilir. α türündeki parçacık için momentum denklemi ise,

$$\rho_{0\alpha} \frac{\partial}{\partial t} (\mathbf{V}_{1\alpha}) = q_{\alpha} n_{\alpha} [\mathbf{E} + \mathbf{V}_{1\alpha} \times \mathbf{B}_0] - \nabla p_{\alpha} \quad (2.44)$$

olur.

2.3.1. Düşük Frekanslı Dalgalar(LF)

Akışkan denklemlerinde $\frac{m_e}{m_i}$ mertebesindeki terimler ihmal edilirse, akışkan plazma içerisindeki düşük frekanslı dalgalar elde edilir. (2.41) denklemi elektron ve iyon için yazılırsa,

$$\frac{\partial \rho_{1e}}{\partial t} + \rho_{0e} (\nabla \cdot \mathbf{V}_{1e}) = 0 \quad \text{ve} \quad \frac{\partial \rho_{1i}}{\partial t} + \rho_{0i} (\nabla \cdot \mathbf{V}_{1i}) = 0 \quad (2.45)$$

olur. Aynı şekilde (2.44) bağıntısı elektron ve iyon için yazılırsa,

$$\rho_0 \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} = \mathbf{J} \times \mathbf{B}_0 - \nabla p \quad (2.46)$$

elde edilir. (2.46) bağıntısı akışkan plazmanın genel momentum denklemdir.

Burada, $\rho_0 = \rho_{e0} + \rho_{0i}$, $\mathbf{V} = \mathbf{V}_{li} + \mathbf{V}_{le}$, $\mathbf{J} = \mathbf{J}_i + \mathbf{J}_e$ ve $\mathbf{P} = \mathbf{P}_{li} + \mathbf{P}_{le}$ dir.

Buradan akışkanın ortak hızı,

$$\mathbf{V} = \frac{m_i \mathbf{V}_{li} + m_e \mathbf{V}_{le}}{m_i + m_e} \text{ ve } \mathbf{J} = v_{0e} (\mathbf{V}_{li} - \mathbf{V}_{le}) \quad (2.47)$$

elde edilir. Bu ifade akım yoğunluğunda yerine yazılırsa,

$$\mathbf{V}_{li} = \mathbf{V} + \frac{m_e \mathbf{J}}{en_0(m_i + m_e)} \quad (2.48)$$

$$\mathbf{V}_{le} = \mathbf{V} + \frac{m_i \mathbf{J}}{en_0(m_i + m_e)} \quad (2.49)$$

şeklinde dönüşür. Momentum ifadeleri elektron ve iyon için,

$$-\frac{im_e \omega}{n_0 e^2} \mathbf{J} = (\mathbf{E} + \mathbf{V} \times \mathbf{B}) + \frac{im_i \omega}{e} \mathbf{V} - \frac{im_i U_i^2}{\omega e} \mathbf{k} (\mathbf{k} \cdot \mathbf{V}) \quad (2.50)$$

olur. Maxwell denklemlerinden,

$$\mathbf{J} = \frac{1}{i\omega\mu_0} \left(k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \right) \mathbf{E} - \frac{1}{i\omega\mu_0} \mathbf{k} (\mathbf{k} \cdot \mathbf{E}) \quad (2.51)$$

elde edilir. Aşağıdaki

$$g = \frac{\gamma_i T_i}{\gamma_i T_i + \gamma_e T_e}, \quad U_s = \frac{k_b (\gamma_i T_i + \gamma_e T_e)}{m_i + m_e}, \quad U_i^2 = \frac{k_b \gamma_i T_i}{m_i}, \quad U_e^2 = \frac{k_b \gamma_e T_e}{m_e}$$

akışkan parametreleri kullanılırsa, parametrelerin birbiri cinsinden ifadesi ise,

$$U_s^2 = \frac{U_i^2}{g} \quad (2.52)$$

$$U_s^2 \cong \frac{m_e}{m_i(1-g)} U_e^2 \quad (2.53)$$

olur ve,

$$P = P_i + P_e = U_i^2 \rho_{li} + U_e^2 \rho_{le} \quad (2.54)$$

kullanılarak toplam basınç ifadesi,

$$P = \frac{n_0 m_i U_s^2}{\omega} (\mathbf{k} \cdot \mathbf{V}) - \frac{m_i (1-g) U_s^2}{\omega \cdot e} \left(1 - \frac{U_i^2}{U_e^2} \right) (\mathbf{k} \cdot \mathbf{J}) \quad (2.55)$$

elde edilir. $1 - \frac{U_i^2}{U_e^2} \cong 1$ olarak alınırsa basınç terimi,

$$P = \frac{n_0 m_i U_s^2}{\omega} (\mathbf{k} \cdot \mathbf{V}) - \frac{m_i (1-g) U_s^2}{\omega \cdot e} (\mathbf{k} \cdot \mathbf{J}) \quad (2.56)$$

olur. (2.52) ve (2.56) ifadesi, (2.46) denkleminde yerine yazılırsa akışkanın toplam hız bağıntısı,

$$\mathbf{V} = \frac{1}{\omega^2 \mu_0 \rho_0} \left[k^2 \left(1 + \frac{U_s^2 \mathbf{k} \mathbf{k}}{\omega^2 - k^2 U_s^2} \right) (\mathbf{E} \times \mathbf{B}) - (\mathbf{k} \cdot \mathbf{E}) (\mathbf{k} \times \mathbf{B}) \right] \quad (2.57)$$

olur (Swanson, 1989). Şekil (2.1) deki geometriye göre, (2.57) bağıntısının hız bileşenleri,

$$V_x = \frac{k^2 B_0}{\omega^2 \mu_0 \rho_0} \left[[\sin\theta \cos(\theta - I) - \sin I] E_y + [\cos\theta \cos(\theta - I) - \cos I] E_z \right] \quad (2.58)$$

$$V_y = \frac{k^2 B_0}{\omega^2 \mu_0 \rho_0} \left[\sin I + \frac{k^2 U_s^2}{\omega^2 - k^2 U_s^2} \cos\theta \cos(\theta - I) \right] E_x \quad (2.59)$$

$$V_z = \frac{k^2 B_0}{\omega^2 \mu_0 \rho_0} \left[\cos I + \frac{k^2 U_s^2}{\omega^2 - k^2 U_s^2} \cos\theta \cos(\theta - I) \right] E_x \quad (2.60)$$

elde edilir. Düşük frekans yaklaşımında $\frac{\omega^2}{k^2 c^2} \ll 1$ bu durumda (2.51) bağıntısı,

$$\mathbf{J} = \frac{m_e}{n_0 e^2 \mu_0} \left[k^2 \mathbf{E} - \mathbf{k}(\mathbf{k} \cdot \mathbf{E}) \right] \quad (2.61)$$

olarak elde edilir. Basınç terimi iyon için,

$$P_i \cong \frac{g n_0 m_i U_s^2}{\omega} (\mathbf{k} \cdot \mathbf{V}) \quad (2.62)$$

dır. Bu kısaltmalar (2.50) denkleminde yerine yazılırsa elektrik ve manyetik alana, dalga vektörüne ve basınca bağlı olarak genel ifade,

$$-\frac{c^2}{\omega_{pe}^2} \left[k^2 \mathbf{E} - \mathbf{k}(\mathbf{k} \cdot \mathbf{E}) \right] = \mathbf{E} + \mathbf{V} \times \mathbf{B} + \frac{i m_i \omega}{e} \mathbf{V} - \frac{i \rho m_{ci} U_s^2}{\omega e} \mathbf{k} (\mathbf{k} \cdot \mathbf{V}) \quad (2.63)$$

olarak bulunur. Bu ifadede hız, dalga vektörü ve manyetik alan bileşenleri kullanılırsa, (2.63) ifadesinin hız bileşenleri sırasıyla,

x: bileşeni

$$a_{11}E_x + a_{12}E_y + a_{13}E_z = 0 \quad (2.64)$$

y: bileşeni

$$a_{21}E_x + a_{22}E_y + a_{23}E_z = 0 \quad (2.65)$$

z: bileşeni

$$a_{31}E_x + a_{32}E_y + a_{33}E_z = 0 \quad (2.66)$$

Bu ifadelerden,

$$\begin{bmatrix} a_{11} & a_{12} & a_{13} \\ a_{21} & a_{22} & a_{23} \\ a_{31} & a_{32} & a_{33} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix} = 0 \quad (2.67)$$

matrisi elde edilir. Burada,

$$a_{11} = 1 + \frac{k^2 c^2}{\omega_{pe}^2} - \frac{k^2 V_a^2}{\omega^2} \left[1 + \frac{k^2 U_s^2}{\omega^2 - k^2 U_s^2} [\cos(\theta - I)]^2 \right] \quad (2.68)$$

$$a_{12} = \frac{ik^2 V_a^2}{\omega_{ci} \omega} [\sin\theta \cos(\theta - I) - \sin I] \quad (2.69)$$

$$a_{13} = \frac{ik^2 V_a^2}{\omega_{ci} \omega} [\cos\theta \cos(\theta - I) - \cos I] \quad (2.70)$$

$$a_{21} = \frac{ik^2 V_a^2}{\omega_{ci} \omega} \left[\sin I + \frac{k^2 U_s^2}{\omega^2 - k^2 U_s^2} \sin \theta \cos(\theta - I) \right] - \frac{ig U_s^2 k^4 V_a^2}{\omega_{ci} \omega^3} \sin \theta \cos(\theta - I) \left(1 + \frac{k^2 U_s^2}{\omega^2 - k^2 U_s^2} \right) \quad (2.71)$$

$$a_{22} = \frac{k^2 V_a^2}{\omega^2} \left(\sin \theta \sin I \cos(\theta - I) - (\sin I)^2 \right) + \left(1 + \frac{k^2 c^2}{\omega_{pe}^2} (\cos \theta)^2 \right) \quad (2.72)$$

$$a_{23} = -\frac{k^2 c^2}{\omega_{pe}^2} \sin \theta \cos \theta + \frac{k^2 V_a^2}{\omega^2} (\cos I \sin \theta \cos(\theta - I) - \cos I \sin I) \quad (2.73)$$

$$a_{31} = \frac{ik^2 V_a^2}{\omega_{ci} \omega} \left[\cos I + \frac{k^2 U_s^2}{\omega^2 - k^2 U_s^2} \cos \theta \cos(\theta - I) \right] - \frac{ig U_s^2 k^4 V_a^2}{\omega_{ci} \omega^3} \cos \theta \cos(\theta - I) \left(1 + \frac{k^2 U_s^2}{\omega^2 - k^2 U_s^2} \right) \quad (2.74)$$

$$a_{32} = -\frac{k^2 c^2}{\omega_{pe}^2} \sin \theta \cos \theta + \frac{k^2 V_a^2}{\omega^2} (\cos I \sin \theta \cos(\theta - I) - \cos I \sin I) \quad (2.75)$$

$$a_{33} = 1 + \frac{k^2 c^2}{\omega_{pe}^2} (\sin \theta)^2 + \frac{k^2 V_a^2}{\omega^2} (\cos I \cos \theta \cos(\theta - I) - (\cos I)^2) \quad (2.76)$$

şeklindeir. Bu ifadeyi, dalga vektörü k ve Yer'in manyetik alanı arasındaki açıya göre çözmek uygun olur. Bu nedenle dalganın manyetik alana paralel ve dik ilerlemesi halleri incelenecektir.

2.3.1.1. Dalganın Yer 'in Manyetik Alanına Paralel İlerlemesi

Bu şartlarda (2.67) deki tensör,

$$\begin{bmatrix} 1+k^2 \left(\frac{c^2}{\omega_{pe}^2} - \frac{V_a^2}{\omega^2} \right) & -\frac{ik^2 V_a^2 \sin I}{\omega \omega_{ci}} & -\frac{ik^2 V_a^2 \cos I}{\omega \omega_{ci}} \\ \frac{ik^2 V_a^2 \sin I}{\omega \omega_{ci}} & 1+k^2 (\sin I)^2 \left(\frac{c^2}{\omega_{pe}^2} - \frac{V_a^2}{\omega^2} \right) & k^2 \cos I \sin I \left(\frac{c^2}{\omega_{pe}^2} - \frac{V_a^2}{\omega^2} \right) \\ \frac{ik^2 V_a^2 \cos I}{\omega \omega_{ci}} & k^2 \cos I \sin I \left(\frac{c^2}{\omega_{pe}^2} - \frac{V_a^2}{\omega^2} \right) & 1+k^2 \cos^2 I \left(\frac{c^2}{\omega_{pe}^2} - \frac{V_a^2}{\omega^2} \right) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix} = 0 \quad (2.77)$$

olur. Bu tensörden,

$$A k^4 + B k^2 + C = 0 \quad (2.78)$$

bağıntısı elde edilir. Burada,

$$A = \left(\frac{c^2}{\omega_{pe}^2} - \frac{V_a^2}{\omega^2} \right)^2 - \frac{V_a^4}{\omega^2 \omega_{ci}^2} \quad (2.78a)$$

$$B = 2 \left(\frac{c^2}{\omega_{pe}^2} - \frac{V_a^2}{\omega^2} \right) \quad (2.78b)$$

$$C=1$$

şeklindedir. (2.78) bağıntısının kökleri,

$$k_{1,2}^2 = \frac{-\left(\frac{c^2}{\omega_{pe}^2} - \frac{V_a^2}{\omega^2}\right) \pm \left[\left(\frac{c^2}{\omega_{pe}^2} - \frac{V_a^2}{\omega^2}\right)^2 - \left[\left(\frac{c^2}{\omega_{pe}^2} - \frac{V_a^2}{\omega^2}\right)^2 - \frac{V_a^4}{\omega^2 \omega_{ci}^2} \right]^{1/2} \right]}{\left(\left(\frac{c^2}{\omega_{pe}^2} - \frac{V_a^2}{\omega^2}\right)^2 - \frac{V_a^4}{\omega^2 \omega_{ci}^2} \right)} \quad (2.79)$$

elde edilir. (2.79) bağıntısı denklemin köklerini verir. Burada dalganın iki kipi vardır. Pozitif olan hızlı dalgaya negatif olan ise yavaş dalgaya karşılık gelir (Swanson, 1989). Dalganın her iki kipi, dalganın yayılma açısı ve manyetik dip açısından bağımsızdır.

2.3.1.2. Dalganın Yer 'in Manyetik Alanına Dik Olması Halinde İlerlemesi

$\theta=I$ için, (2.67) ifadesindeki tensör,

$$\begin{bmatrix} 1 + \frac{k^2 c^2}{\omega_{pe}^2} - \frac{k^2 V_a^2}{\omega^2 - k^2 U_s^2} & 0 & 0 \\ \frac{ik^2 V_a^2 \sin \theta}{\omega \omega_{ci}} \left[\frac{\omega^2}{\omega^2 - k^2 U_s^2} - \frac{igk^2 U_s^2}{\omega^2 - k^2 U_s^2} \right] & 1 + \frac{k^2 c^2 \sin^2 \theta}{\omega_{pe}^2} & -\frac{k^2 c^2 \sin \theta \cos \theta}{\omega_{pe}^2} \\ \frac{ik^2 V_a^2 \cos \theta}{\omega \omega_{ci}} \left[\frac{\omega^2 - igk^2 U_s^2}{\omega^2 - k^2 U_s^2} \right] & -\frac{k^2 c^2 \sin \theta \cos \theta}{\omega_{pe}^2} & 1 + \frac{k^2 c^2 \cos^2 \theta}{\omega_{pe}^2} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix} = 0 \quad (2.80)$$

olur. Bu ifadenin katsayı determinantı sıfıra eşitlenirse,

$$\left(1 + \frac{k^2 c^2}{\omega_{pe}^2} - \frac{k^2 V_a^2}{\omega^2 - k^2 U_s^2} \right) \left(1 + \frac{k^2 c^2}{\omega_{pe}^2} \right) = 0 \quad (2.81)$$

elde edilir. Buradan ,

$$\frac{k^2 c^2}{\omega_{pe}^2} = -1 \Rightarrow k^2 c^2 = -\omega_{pe}^2 \quad (2.82)$$

$$k^4 U_s^2 c^2 - k^2 (\omega^2 c^2 + \omega_{pe}^2 (V_a^2 + U_s^2)) + \omega^2 \omega_{pe}^2 = 0 \quad (2.83)$$

(2.83) bağıntısının kökleri,

$$k^2 = \frac{(\omega^2 c^2 + \omega_{pe}^2 (V_a^2 + U_s^2)) + \left[(\omega^2 c^2 + \omega_{pe}^2 (V_a^2 + U_s^2))^2 - 4 U_s^2 c^2 \omega^2 \omega_{pe}^2 \right]^{1/2}}{2 U_s^2 c^2} \quad (2.84)$$

$$k^2 = \frac{(\omega^2 c^2 + \omega_{pe}^2 (V_a^2 + U_s^2)) - \left[(\omega^2 c^2 + \omega_{pe}^2 (V_a^2 + U_s^2))^2 - 4 U_s^2 c^2 \omega^2 \omega_{pe}^2 \right]^{1/2}}{2 U_s^2 c^2} \quad (2.85)$$

olarak elde edilir.

2.3.2. Manyetohidrodinamik (MHD) Yaklaşım

Düşük frekanslar için ($\omega < \omega_{ci}$) manyeto-hidrodinamik (MHD) yaklaşım yapmak uygundur (Dendy, 1990; Goldston ve Rutherford, 1995). Burada manyetik alanın akışkan plazması içerisindeki göreceli hareketi olmadığı kabul edilerek,

$$\mathbf{B} = \mathbf{B}_0 + \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) \quad (2.86)$$

dır. Akışkan plazması için süreklilik denklemi,

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho_0 (\nabla \cdot \mathbf{V}) = 0 \quad (2.87)$$

ve momentum korunumu,

$$\rho \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} = \mathbf{J} \times \mathbf{B} - U^2 \nabla \rho \quad (2.88)$$

dir. Burada U akışkanın toplam adyabatik ses hızı, $\mathbf{J}$ akışkanın akım yoğunluğudur.

(2.86) ifadesi (2.88) denklemi içerisinde yerine yazılırsa (2.88) bağıntısı,

$$\rho \mathbf{V} = \mathbf{J} \times \mathbf{B}_0 - U^2 \nabla \rho \quad (2.89)$$

olur. Toplam parçacık yoğunluğu,

$$\rho = \rho_0 + \rho_1 \quad (2.90)$$

alınırsa, (2.87) denklemi,

$$\rho_1 = \frac{\rho_0}{\omega} (\mathbf{k} \cdot \mathbf{V}) \quad (2.91)$$

şekline dönüşür. Burada, ρ_1 tedirgin edilmiş akışkan plazmanın yoğunluğu, ρ_0 denge durumundaki akışkan plazmanın yoğunluğudur. (2.91) bağıntısı (2.88) içinde kullanılırsa,

$$\mathbf{V} = \frac{1}{\omega \rho_0 \mu_0} (\mathbf{k} \times \mathbf{B}_1) \times \mathbf{B}_0 - \mathbf{k} U^2 \rho_1 \quad (2.92)$$

elde edilir. Burada, türev ve gradyent operatörü ($\frac{\partial}{\partial t} = -i\omega$, $\nabla = i\mathbf{k}$) dir.

Maxwell denklemlerinden,

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{V} \times \mathbf{B}) + \nu_m \nabla^2 \mathbf{B} \quad (2.93)$$

dir. Burada $\nu_m = \frac{1}{\sigma_0 \mu_0}$ manyetik viskozite katsayısıdır. Manyetik alanın tedirgin edilmiş kısmı, dalga vektörüne bağlı olarak,

$$\mathbf{B} = \frac{i\mathbf{k} \times (\mathbf{V} \times \mathbf{B}_0)}{(\nu_m k^2 - i\omega)} \quad (2.94)$$

şeklinde elde edilir. Süreklilik denklemi ve (2.93) bağıntısı (2.88) denkleminde kullanılırsa akışkanın toplam hızı,

$$\omega^2 \mathbf{V} = \frac{[\mathbf{k} \times (\mathbf{k} \times (\mathbf{V} \times \mathbf{B}_0))] \times \mathbf{B}_0}{\mu_0 \rho_0 \left(1 - \frac{\nu_m k^2}{i\omega} \right)} + U^2 \mathbf{k} (\mathbf{k} \cdot \mathbf{V}) \quad (2.95)$$

olarak elde edilir. Eğer çarpışma, bu durumda (2.86) bağıntısı,

$$\omega^2 \mathbf{V} = \mathbf{k} \times [\mathbf{k} \times (\mathbf{V} \times \mathbf{V}_a)] \times \mathbf{V}_a + U^2 \mathbf{k} (\mathbf{k} \cdot \mathbf{V}) \quad (2.96)$$

şekline dönüşür. Burada $\mathbf{V}_a = \frac{\mathbf{B}_0}{(\mu_0 \rho_0)^{1/2}}$ Alfvén hızıdır (Goldston ve Rutherford, 1995).

Hızın yönü ise dalganın ilerleme yönü ile ilişkilidir. Şekil (2.1) de alınan geometriye göre dalganın ilerleme yönü ve manyetik alana bağlı olarak (2.96) bağıntısı çözülürse MHD yaklaşımında hız bileşenleri,

$$\left(\omega^2 - k^2 V_a^2 (\sin(\theta - I))^2\right) V_x = 0 \quad (2.97)$$

$$\left(\omega^2 - k^2 V_a^2 (\sin I)^2 - k^2 U^2 \sin^2(\theta)\right) V_y - \left(k^2 V_a^2 \sin I \cos I + k^2 U^2 \sin \theta \cos \theta\right) V_z = 0 \quad (2.98)$$

$$-\left(k^2 V_a^2 \sin I \cos I + k^2 U^2 \sin \theta \cos \theta\right) V_y + \left(\omega^2 - k^2 V_a^2 (\cos I)^2 - k^2 U^2 (\cos \theta)^2\right) V_z = 0 \quad (2.99)$$

olur. Burada hızın x bileşeni diğer koordinatlara bağlı olmadığından dolayı hızın katsayısı tek başına sıfıra eşitlenebilir. Bu durumda,

$$\omega^2 - k^2 V_a^2 (\sin(\theta - I))^2 = 0 \quad (2.100)$$

elde edilir. Buradan dalganın birinci kipi için yayılma vektörü,

$$k^2 = \frac{\omega^2 (\sin(\theta - I))^2}{V_a^2} \quad (2.101)$$

olarak bulunur. Bu dalga saf Alfvén dalgasıdır (Chawla, 1983). (2.98) ve (2.99) ifadelerinden, dalganın ilerleme vektörü k için bir tensör elde edilir.

$$\begin{bmatrix} \omega^2 - k^2 (V_a^2 (\sin I)^2 + U^2 (\sin \theta)^2) & -k^2 (V_a^2 (\sin I)^2 + U^2 \sin \theta \cos \theta) \\ -k^2 (V_a^2 \sin I \cos I + U^2 \sin \theta \cos \theta) & \omega^2 - k^2 (V_a^2 (\cos I)^2 + U^2 (\cos \theta)^2) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_x \\ V_y \end{bmatrix} = 0 \quad (2.102)$$

(2.102) ifadesinin katsayılar determinantının sıfıra eşitlenmesinde

$$k^4 U^2 V_a^2 (\sin(\theta - I))^2 - k^2 \omega^2 (V_a^2 + U^2) + \omega^4 = 0 \quad (2.103)$$

bağıntısı elde edilir. (2.103) ifadesinin pozitif kökü,

$$k^2 = \frac{\omega^2(V_a^2 + U^2) + \left[\omega^4(V_a^2 + U^2)^2 - 4U^2V_a^2\omega^4(\sin(\theta - I))^2 \right]^{1/2}}{2U^2V_a^2(\sin(\theta - I))^2} \quad (2.104)$$

ifadesidir. Bu kök hızlı manyetohidrodinamik dalga olarak adlandırılan dalgalara aittir. (2.103) bağıntısının negatif kökü ise,

$$k^2 = \frac{\omega^2(V_a^2 + U^2) - \left[\omega^4(V_a^2 + U^2)^2 - 4U^2V_a^2\omega^4(\sin(\theta - I))^2 \right]^{1/2}}{2U^2V_a^2(\sin(\theta - I))^2} \quad (2.105)$$

olarak bulunur ve dalganın bu kipi yavaş manyetohidrodinamik dalga olarak adlandırılır. Bu dalgalarda yine dalganın yayılma vektörü ve Yer 'in manyetik alanı arasındaki açıya bağlı olduğundan k ve B nin paralel ve dik olması halinde incelenebilir.

Yayılma vektörü ile manyetik alan arasındaki açının dik olması ancak $\theta = I^\circ$ olması halinde mümkündür. Bu durumda , (2.101) bağıntısı sıfıra gider. Yayılma vektörünün sıfır olması ise kırılma indisinin sıfır olması anlamına gelir. Bu şartta dalga kesilime uğrar. (2.104 ve 2.105) bağıntıları ise sonsuz olur. Yayılma vektörünün sonsuza gitmesi bir rezonans şartıdır (Chen, 1984).

Boyuna dalgalarda, açının $\theta=90^\circ+I$ olması halinde oluşur. Bu durumda (2.102) ifadesi,

$$k^2 = \frac{\omega^2}{V_a^2} \quad (2.106)$$

olur. Bu dalga Alfvén dalga hızı ile ilerleyen bir dalgadır. (2.104) ve (2.105) bağıntıları sırasıyla,

$$k^2 = \frac{\omega^2}{V_a^2} \quad (2.107)$$

$$k^2 = \frac{\omega^2}{U^2} \quad (2.108)$$

olarak elde edilir. Akışkan plazmasında enine ilerleme için yavaş manyetohidrodinamik dalga saf Alfvén dalgasına dönüşür. Alfvén dalgasının yayılma yönü, her yöne doğru ilerleme gösterir (Shvartsburg ve Stenflo, 1993). Ancak hızlı MHD 'ye sıcaklığın etkisi vardır. Fakat yavaş MHD 'ye sıcaklığın etkisi yoktur.

2.4. Yüksek Frekanslı Dalgalar (HF)

Yüksek frekanslı dalgalar (HF) 3-30 MHz frekansları arasındaki dalgalardır. Bu frekansa sahip olan bir dalga dünyanın bir noktasından diğer bir noktasına iyonküre plazması yoluyla iletilir (Nishikawa ve Wakatani, 1994). Ancak iyonküre içine giren bir yüksek frekanslı elektromanyetik dalga bu ortamda bulunan parçacıklarla etkileşir. Bu etkileşme elektromanyetik dalganın enerji kaybetmesine ortamdaki parçacıkların ise enerji kazanmasına neden olur. Elektromanyetik dalga yüksek frekanslı olduğundan dolayı enerjisinin bir kısmını kaybetmesine rağmen plazma ortamında ilerlemesine ve dalga vektörü ile Yer 'in manyetik alanı ile arasındaki açığa bağlı olarak değişik kollara ayrılır. İyonküre plazmasına giren bu frekanslar arasındaki elektromanyetik dalga iyonküre plazmasının parametrelerini değiştirebilir (Bochkarev, 1997). Yüksek frekanslı dalgaların plazma ortamında ilerlemesi durumunda ayrılma bağıntısını bulmak için iyonların hareketi tamamıyla ihmal edilir (Swanson, 1989). Bu durumda plazma ortamında sadece elektronlar vardır ve plazma ortamı elektronlardan oluşan bir gaz gibi düşünülebilir. Elektron gazı için sırasıyla kütle ve momentum korunum denklemleri,

$$-i\omega\rho_1 + i\rho_0(\mathbf{k} \cdot \mathbf{V}) = 0 \quad (2.109)$$

$$-i\rho_0\mathbf{V} = -en_0(\mathbf{E} + \mathbf{V} \times \mathbf{B}) - ik\rho_1 = 0 \quad (2.110)$$

şeklinde. (2.109) bağıntısı (2.110) ifadesinde kullanılırsa yalnız elektrondan oluşan akışkan plazmasının genel hız bağıntısı

$$\mathbf{V} = \frac{e}{i\omega m} [\mathbf{E} + \mathbf{V} \times \mathbf{B}] + \frac{U_e^2}{\omega^2} \mathbf{k}(\mathbf{k} \cdot \mathbf{V}) \quad (2.111)$$

olarak elde edilir. Burada $P = U_e^2 \rho$ dir. $\mathbf{k}$ ve $\mathbf{B}$ için alınan geometriye göre (2.111) ifadesinde yerine yazılırsa, (2.111) denkleminin hız bileşenleri sırasıyla;

$$\begin{aligned} V_x = & \frac{e}{im} \left[\frac{\omega(\omega^2 - k^2 U_e^2)}{P_1} \right] E_x + \frac{e}{im} \left[\frac{i[k^2 U_e^2 \omega_{ce} \cos\theta \sin(\theta - I) + \omega_{ce} \omega^2 \sin I]}{P_1} \right] E_y \\ & - \frac{e}{im} \left[\frac{i[k^2 U_e^2 \omega_{ce} \sin\theta \sin(\theta - I) - \omega_{ce} \omega^2 \cos I]}{P_1} \right] E_z \end{aligned} \quad (2.112)$$

$$\begin{aligned} V_y = & \frac{e}{im} \left[-i \frac{[\omega_{ce} \omega^2 \sin I + k^2 U_e^2 \omega_{ce} \cos\theta \sin(\theta - I)]}{P_1} \right] E_x \\ & + \frac{e}{im} \left[\frac{\omega[\omega^2 - k^2 U_e^2 (\cos\theta)^2 - \omega_{ce}^2 (\cos I)^2]}{P_1} \right] E_y \\ & + \frac{e}{im} \left[\frac{\omega[k^2 U_e^2 \sin\theta \cos\theta + \omega_{ce}^2 \sin I \cos I]}{P_1} \right] E_z \end{aligned} \quad (2.113)$$

$$\begin{aligned} V_z = & \frac{e}{im} \left[-i \frac{[\omega_{ce} \omega^2 \cos I - k^2 U_e^2 \omega_{ce} \sin\theta \sin(\theta - I)]}{P_1} \right] E_x \\ & + \frac{e}{im} \left[\frac{\omega[k^2 U_e^2 \cos\theta \sin\theta + \omega_{ce}^2 \cos I \sin I]}{P_1} \right] E_y \\ & + \frac{e}{im} \left[\frac{\omega[\omega^2 - k^2 U_e^2 (\sin\theta)^2 - \omega_{ce}^2 (\sin I)^2]}{P_1} \right] E_z \end{aligned} \quad (2.114)$$

elde edilir. Burada, $P_1 = \omega^2(\omega^2 - k^2 U_e^2) - \omega_{ce}^2 [\omega^2 - k^2 U_e^2 (\cos\theta \sin I - \sin\theta \cos I)^2]$.

$$\begin{bmatrix} J_x \\ J_y \\ J_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xy} & \sigma_{xz} \\ \sigma_{yx} & \sigma_{yy} & \sigma_{yz} \\ \sigma_{zx} & \sigma_{zy} & \sigma_{zz} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix} \quad (2.115)$$

olur. Tensör elemanları ise,

$$\sigma_{xx} = \frac{-Ne^2}{im} \left[\frac{\omega(\omega^2 - k^2 U_e^2)}{P_1} \right] \quad (2.116)$$

$$\sigma_{xy} = \frac{-Ne^2}{im} \left[\frac{i(k^2 U_e^2 \omega_{ce} \cos\theta \sin(\theta - I) + \omega_{ce} \omega^2 \sin I)}{P_1} \right] \quad (2.117)$$

$$\sigma_{xz} = \frac{Ne^2}{im} \left[\frac{i(k^2 U_e^2 \omega_{ce} \sin\theta \sin(\theta - I) - \omega_{ce} \omega^2 \cos I)}{P_1} \right] \quad (2.118)$$

$$\sigma_{yx} = -\frac{Ne^2}{im} \left[-\frac{i(k^2 U_e^2 \omega_{ce} \cos\theta \sin(\theta - I) + \omega_{ce} \omega^2 \sin I)}{P_1} \right] \quad (2.119)$$

$$\sigma_{yy} = \frac{-Ne^2}{im} \left[\frac{\omega(\omega^2 - k^2 U_e^2 (\cos\theta)^2 - \omega_{ce}^2 (\cos I)^2)}{P_1} \right] \quad (2.120)$$

$$\sigma_{yz} = \frac{-Ne^2}{im} \left[\frac{\omega(k^2 U_e^2 \cos\theta \sin\theta + \omega_{ce}^2 \cos I \sin I)}{P_1} \right] \quad (2.121)$$

$$\sigma_{zx} = -\frac{Ne^2}{im} \left[\frac{i(-k^2 U_e^2 \omega_{ce} \sin\theta \sin(\theta - I) + \omega_{ce}^2 \cos I)}{P_1} \right] \quad (2.122)$$

$$\sigma_{zy} = \frac{-Ne^2}{im} \left[\frac{\omega(k^2 U_e^2 \cos\theta \sin\theta + \omega_{ce}^2 \cos I \sin I)}{P_1} \right] \quad (2.123)$$

$$\sigma_{zz} = \frac{-Ne^2}{im} \left[\frac{\omega(\omega^2 - k^2 U_e^2 (\sin\theta)^2 - \omega_{ce}^2 (\sin I)^2)}{P_1} \right] \quad (2.124)$$

olarak bulunur. Bu bağıntıda olduğu gibi akışkan plazmanın iletkenlik tensörü iki kısımdan oluşur. Birinci kısım alınan geometriye göre U_a terimi ihmal edilirse, soğuk plazmanın iletkenlik tensörünü verir. İkinci kısım ise elektron gazına bir basınç gradyenti etki ettiğinde yüksek frekansta akışkan plazmanın iletkenlik tensörünü verir. Maxwell denklemleri yardımıyla Şekil (2.1) deki geometri kullanılırsa soğuk plazmanın iletkenlikleri tekrar elde edilir. Bu denklemi genel çözmünü bulmak oldukça zordur. Bundan dolayı k dalga vektörünün Yer'in manyetik alan $\mathbf{B}$ ile yaptığı açıya bağlı olarak çözmek daha kolaylık sağlar.

Elektromanyetik dalganın herhangi bir ortamdaki davranışını belirleyen iki temel nicelik vardır. Bunlardan ilki dalganın yayılma vektörü olan k , ikincisi ise ortamın kırılma indisi n dir. Ayrılım bağıntısını elde etmek için aşağıdaki Maxwell denklemlerinden,

$$\nabla \times \mathbf{E} = i \omega \mathbf{B} \quad (2.125)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J} - i \omega \mu_0 \epsilon_0 \mathbf{E} \quad (2.126)$$

(2.125) bağıntısının rotasyoneli alınır ve bu ifade (2.126) bağıntısı içinde kullanılırsa dalganın davranışını temsil eden k için,

$$\mathbf{k}^2 \mathbf{E} - \mathbf{k}(\mathbf{k} \cdot \mathbf{E}) = \frac{\omega^2}{c^2} \left(\mathbf{I} + \frac{i\sigma}{\epsilon_0 \omega} \right) \mathbf{E} \quad (2.127)$$

bağıntısı bulunur. Burada $\mathbf{n} = \frac{\mathbf{k}c}{\omega}$ dır. σ akışkan plazmanın toplam iletkenlik tensörü, $\mathbf{I}$ birim matris ve c ise ışık hızıdır. (2.127) bağıntısı daha basit bir ifadeyle,

$$\mathbf{M} \cdot \mathbf{E} = 0 \quad (2.128)$$

yazılabilir. Burada,

$$\mathbf{M} = \epsilon + \mathbf{k} \mathbf{k} - k^2 \mathbf{I} \quad (2.129)$$

$\epsilon = \mathbf{I} + \frac{i}{\epsilon_0 \omega} \sigma$ ortamın dielektrik tensörüdür ve eletromanyetik dalgaya ait bilginin çok

büyük kısmını içerir (Swanson, 1989). Dalganın ilerleme vektörü $\mathbf{k}$ ve manyetik alan vektörü $\mathbf{B}$ için Şekil (2.1) deki geometri kullanılırsa ayrılım bağıntısı için,

$$\begin{bmatrix} M_{xx} & M_{xy} & M_{xz} \\ M_{yx} & M_{yy} & M_{yz} \\ M_{zx} & M_{zy} & M_{zz} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix} = 0 \quad (2.130)$$

tensörü elde edilir. Bu tensör Şekil (2.1) deki geometriye göre genel ayrılım bağıntısı ifadesidir. İletkenlikler ise (2.116-2.124) deki iletkenliklerdir. (2.130) bağıntısının tensör elemanları,

$$M_{xx} = k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \left(1 + \frac{i}{\epsilon_0 \omega} \sigma_{xx} \right) \quad (2.131)$$

$$M_{xy} = -\frac{\omega^2}{c^2} \left(\frac{i}{\epsilon_0 \omega} \sigma_{xy} \right) \quad (2.132)$$

$$M_{xz} = -\frac{\omega^2}{c^2} \left(\frac{i}{\epsilon_0 \omega} \sigma_{xz} \right) \quad (2.133)$$

$$M_{yx} = -\frac{\omega^2}{c^2} \left(\frac{i}{\epsilon_0 \omega} \sigma_{xy} \right) \quad (2.134)$$

$$M_{yy} = k^2 (\cos \theta)^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \left(1 + \frac{i}{\epsilon_0 \omega} \sigma_{yy} \right) \quad (2.135)$$

$$M_{yz} = -k^2 \cos \theta \sin \theta - \frac{\omega^2}{c^2} \left(1 + \frac{i}{\epsilon_0 \omega} \sigma_{yz} \right) \quad (2.136)$$

$$M_{zx} = -\frac{\omega^2}{c^2} \left(\frac{i}{\epsilon_0 \omega} \sigma_{zx} \right) \quad (2.137)$$

$$M_{zy} = -k^2 \cos \theta \sin \theta - \frac{\omega^2}{c^2} \left(1 + \frac{i}{\epsilon_0 \omega} \sigma_{zy} \right) \quad (2.138)$$

$$M_{zz} = k^2 (\sin \theta)^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \left(1 + \frac{i}{\epsilon_0 \omega} \sigma_{yy} \right) \quad (2.139)$$

şeklinde olur. (2.131-2.139) bağıntıları plazmanın bir çok parametresine bağlı olduğu için bu ifade dalganın Yer'in manyetik alanına dik ve paralel ilerlemesi halinde incelenecektir.

2.4.1. Dalganın Yer 'in Manyetik Alanına Paralel İlerlemesi

Bu tensör (2.116-2.124) ifadelerinde kullanılırsa, (2.130) daki tensör elemanları boyuna ilerleme için,

$$M_{xx} = k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \left(1 + \frac{i}{\epsilon_0 \omega} \sigma_1 \right) \quad (2.140)$$

$$M_{xy} = \frac{\omega^2}{c^2} \left(\frac{i}{\epsilon_0 \omega} \sigma_2 \sin l \right) \quad (2.141)$$

$$M_{xz} = \frac{\omega^2}{c^2} \left(\frac{i}{\epsilon_0 \omega} \sigma_2 \cos l \right) \quad (2.142)$$

$$M_{yx} = -\frac{\omega^2}{c^2} \left(\frac{i}{\epsilon_0 \omega} \sigma_2 \sin l \right) \quad (2.143)$$

$$M_{yy} = -k^2 (\sin l)^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \left(1 + \frac{i}{\epsilon_0 \omega} \sigma_{yy} \right) \quad (2.144)$$

$$M_{yz} = k^2 \text{Sin}I \text{Cos}I - \frac{\omega^2}{c^2} \left(1 + \frac{i}{\epsilon_0 \omega} \sigma_{yz} \right) \quad (2.145)$$

$$M_{zx} = -\frac{\omega^2}{c^2} \left(\frac{i}{\epsilon_0 \omega} \sigma_2 \text{Cos}I \right) \quad (2.146)$$

$$M_{zy} = M_{yz} \quad (2.147)$$

$$M_{zz} = k^2 (\text{Cos}I)^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \left(1 + \frac{i}{\epsilon_0 \omega} \sigma_{zz} \right) \quad (2.148)$$

şeklinde elde edilir. Bu tensör dalganın ilerlemesi ile ilgili bütün bilgileri içerir. Bunu çeşitli şartlarda incelemek mümkündür. Burada iletkenlikler,

$$\sigma_1 = \frac{-iNe^2\omega}{m(\omega^2 - \omega_{ce}^2)} \quad (2.149)$$

$$\sigma_2 = \frac{-Ne^2\omega_{ce}\text{Sin}I}{m(\omega^2 - \omega_{ce}^2)} \quad (2.150)$$

$$\sigma_{yy} = \frac{-iNe^2}{m} \left[\frac{\omega(\omega^2 - k^2 U_e^2 (\text{Sin}I)^2 - \omega_{ce}^2 (\text{Cos}I)^2)}{(\omega^2 - k^2 U_e^2)(\omega^2 - \omega_{ce}^2)} \right] \quad (2.151)$$

$$\sigma_{zy} = \frac{-iNe^2}{m} \left[\frac{\omega(\omega^2 - k^2 U_e^2) \text{Sin}I \text{Cos}I}{(\omega^2 - k^2 U_e^2)(\omega^2 - \omega_{ce}^2)} \right] \quad (2.152)$$

$$\sigma_{zz} = \frac{-iNe^2}{m} \left[\frac{\omega(\omega^2 - k^2 U_e^2 (\text{Cos}I)^2 - \omega_{ce}^2 (\text{Sin}I)^2)}{(\omega^2 - k^2 U_e^2)(\omega^2 - \omega_{ce}^2)} \right] \quad (2.153)$$

şeklindedir.

2.4.1.1. $U_e \neq 0$ $I=0$ Olması Halinde

Bu durumda (2.140-2.148) bağıntılarından,

$$\begin{bmatrix} k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \left(1 + \frac{i}{\epsilon_0 \omega} \sigma_1 \right) & 0 & \frac{\omega^2}{c^2} \left(1 + \frac{i}{\epsilon_0 \omega} \sigma_2 \right) \\ 0 & -\frac{\omega^2}{c^2} \left(1 + \frac{i}{\epsilon_0 \omega} \sigma_{yy} \right) & 0 \\ -\frac{\omega^2}{c^2} \left(1 + \frac{i}{\epsilon_0 \omega} \sigma_2 \right) & 0 & k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \left(1 + \frac{i}{\epsilon_0 \omega} \sigma_1 \right) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix} = 0 \quad (2.154)$$

tensörü elde edilir. (2.154) ifadesinin katsayılar determinantı sıfıra eşitlenirse, birinci çözüm,

$$k^2 = \left[\frac{\omega^2 - \omega_{pe}^2}{U_e^2} \right] \quad (2.155)$$

olarak elde edilir. Bu dalga Ordinari dalga olarak adlandırılır ve Yer 'in manyetik alanından bağımsızdır (Whitten ve Poppoff, 1971). (2.155) bağıntısına göre, eğer dalganın frekansı plazma frekansına eşitse bu durumda, $k=0$ olur ve dalga yansır. İkinci çözüm ise,

$$k^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \left[1 - \frac{\omega_{pe}^2 (\omega_{ce} \pm \omega)}{\omega (\omega_{ce}^2 - \omega^2)} \right] \quad (2.156)$$

olarak elde edilir. Bu dalga, kutuplanmış bir dalgadır ve Yer 'in manyetik alanına bağlıdır. Bu durumda dalganın elektrik alan vektörü, manyetik alan etrafında ya saat yönünde yada aksi saat yönünde dönerek ilerler. (2.156) ifadesindeki paydadaki elektromanyetik dalga ile elektron dönme açısal frekans vektörü arasındaki açığa bağlıdır. Aradaki işaret pozitif ise sola kutuplanma, negatif ise sağa kutuplanmış bir dalgayı gösterir.

2.4.2. Dalganın Yer 'in Manyetik Alanına Dik İlerlemesi

Şekil (2.1) deki geometriye göre $\theta=I$ olması halinde manyetik alan ile dalga vektörü arasındaki açı 90° olmaktadır. Bu durumda yüksek frekanslı dalgalar için(2.115) deki iletkenlik elemanları,

$$\sigma_{xx} = -\frac{Ne^2}{im_e} \left(\frac{\omega^2 - k^2 U_e^2}{\omega^2 - k^2 U_e^2 - \omega_{ce}^2} \right) \quad (2.157)$$

$$\sigma_{xy} = -\frac{Ne^2}{m_e} \left(\frac{\omega_{ce} \sin I}{\omega^2 - k^2 U_e^2 - \omega_{ce}^2} \right) \quad (2.158)$$

$$\sigma_{xz} = -\frac{Ne^2}{m_e} \left(\frac{\omega_{ce} \cos I}{\omega^2 - k^2 U_e^2 - \omega_{ce}^2} \right) \quad (2.159)$$

$$\sigma_{yx} = -\sigma_{xy} \quad (2.160)$$

$$\sigma_{yy} = \frac{i Ne^2}{m_e \omega} \left(\frac{\omega^2 - k^2 U_e^2 (\cos I)^2 - \omega_{ce}^2 (\cos I)^2}{\omega^2 - k^2 U_e^2 - \omega_{ce}^2} \right) \quad (2.161)$$

$$\sigma_{yz} = \frac{-Ne^2}{i m_e \omega} \left(\frac{\omega (k^2 U_e^2 + \omega_{ce}^2) \cos I \sin I}{\omega^2 - k^2 U_e^2 - \omega_{ce}^2} \right) \quad (2.162)$$

$$\sigma_{zx} = -\sigma_{xz} \quad (2.163)$$

$$\sigma_{yz} = -\sigma_{zy} \quad (2.164)$$

$$\sigma_{zz} = \frac{i Ne^2}{m_e \omega} \left(\frac{\omega^2 - k^2 U_e^2 (\sin I)^2 - \omega_{ce}^2 (\sin I)^2}{\omega^2 - k^2 U_e^2 - \omega_{ce}^2} \right) \quad (2.165)$$

olarak bulunur. Bu iletkenlik elemanlarına bağlı olarak enine yayılma vektörü için ve ayrılma bağıntısı açığa bağlı olan ifadelerde yalnızca θ yerine I gelmesi ile enine ilerleme için genel ayrılma bağıntısı elde edilebilir.

2.4.2.1. $U_e \neq 0$ $I=0$ Olması Halinde

(2.157-2.165) iletkenlilerinde $I=0$ alınırsa, genel dalga vektörüne bağlı olarak (2.130) bağıntısında bu şart kullanılırsa (2.130) denklemi ,

$$\begin{bmatrix} k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \left(1 + \frac{i}{\epsilon_0 \omega} \sigma_{xx} \right) & 0 & -\frac{\omega^2}{c^2} \left(1 + \frac{i}{\epsilon_0 \omega} \sigma_{xz} \right) \\ 0 & k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \left(1 + \frac{i}{\epsilon_0 \omega} \sigma_{yy} \right) & 0 \\ -\frac{\omega^2}{c^2} \left(1 + \frac{i}{\epsilon_0 \omega} \sigma_{zx} \right) & 0 & -\frac{\omega^2}{c^2} \left(1 + \frac{i}{\epsilon_0 \omega} \sigma_{zz} \right) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix} = 0 \quad (2.166)$$

şeklinde elde edilir. Burada,

$$\sigma_{xx} = -\frac{Ne^2}{im_e} \left(\frac{\omega^2 - k^2 U_e^2}{\omega^2 - k^2 U_e^2 - \omega_{ce}^2} \right) \quad (2.167)$$

$$\sigma_{xz} = -\frac{Ne^2}{m_e} \left(\frac{\omega_{ce}}{\omega^2 - k^2 U_e^2 - \omega_{ce}^2} \right) = \sigma_{zx} \quad (2.168)$$

$$\sigma_{yy} = \frac{iNe^2}{m_e \omega}$$

$$\sigma_{zz} = \frac{iNe^2}{m_e} \frac{\omega}{(\omega^2 - k^2 U_e^2 - \omega_{ce}^2)} \quad (2.169)$$

olur. (2.166) bağıntısının katsayılar determinantı sıfıra eşitlenirse üç tip dalga meydana gelir. Birinci kip,

$$k^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \left(1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \right) \quad (2.170)$$

olarak elde edilir. İkinci kip ise,

$$\begin{aligned} k^4 U_e^2 c^2 + k^2 \left[c^2 (\omega_{pe}^2 - \omega^2 + \omega_{ce}^2) + U_e^2 (\omega_{pe}^2 - \omega^2) \right] \\ + \left[\omega_{pe}^2 (\omega_{pe}^2 - 2\omega^2) - \omega^2 (\omega^2 - \omega_{ce}^2) \right] = 0 \end{aligned} \quad (2.171)$$

şeklinde elde edilir. $k^2 = t$ şeklinde yazılırsa (2.171) ifadesi,

$$A t^2 + B t + C = 0 \quad (2.172)$$

olur. Burada,

$$A = U_e^2 c^2 \quad (2.173)$$

$$B = \left[c^2 (\omega_{pe}^2 - \omega^2 + \omega_{ce}^2) + U_e^2 (\omega_{pe}^2 - \omega^2) \right] \quad (2.174)$$

$$C = \left[\omega_{pe}^2 (\omega_{pe}^2 - 2\omega^2) - \omega^2 (\omega^2 - \omega_{ce}^2) \right] \quad (2.175)$$

dir. Denklemin pozitif kökü,

$$k^2 = - \frac{\left[c^2 (\omega_{pe}^2 - \omega^2 + \omega_{ce}^2) + U_e^2 (\omega_{pe}^2 - \omega^2) \right]}{2U_e^2 c^2} \quad (2.176)$$

$$+ \frac{\left[\left[c^2 (\omega_{pe}^2 - \omega^2 + \omega_{ce}^2) + U_e^2 (\omega_{pe}^2 - \omega^2) \right]^2 - 4U_e^2 c^2 (\omega_{pe}^2 (\omega_{pe}^2 - 2\omega^2) - \omega^2 (\omega^2 - \omega_{ce}^2)) \right]^{1/2}}{2U_e^2 c^2}$$

şeklinde bulunur. Negatif kök,

$$k^2 = - \frac{\left[c^2 (\omega_{pe}^2 - \omega^2 + \omega_{ce}^2) + U_e^2 (\omega_{pe}^2 - \omega^2) \right]}{2U_e^2 c^2} \quad (2.177)$$

$$- \frac{\left[\left[c^2 (\omega_{pe}^2 - \omega^2 + \omega_{ce}^2) + U_e^2 (\omega_{pe}^2 - \omega^2) \right]^2 - 4U_e^2 c^2 (\omega_{pe}^2 (\omega_{pe}^2 - 2\omega^2) - \omega^2 (\omega^2 - \omega_{ce}^2)) \right]^{1/2}}{2U_e^2 c^2}$$

olarak elde edilir.



3. MATERYAL VE METOT

Tamamen iyonlaşmış plazma içerisindeki elektromanyetik dalgaların davranışının araştırıldığı bu çalışmada, iyonküre plazmasına ait parametreler IRI-95 (International Reference Ionosphere) programı kullanılarak elde edilmiştir.

İyonküre plazması serbest elektron ve pozitif iyondan oluşan bir akışkan gibi düşünülüp nötr parçacıklar hesaba katılmamıştır. Akışkan olan iyonküre plazması içinde her parçacığa etki eden bir basınç kuvveti vardır. Bu basınç, ortamda bulunan elektron ve iyonun, hem sıcaklığına hem de yoğunluğuna bağlıdır. Sıcaklık ve yoğunluk parametreleri iyonküre plazmasının, iletkenliğini ve ortamda bulunan dalgayı doğrudan etkileyen parametrelerdir. Bu parametreler, iletkenliklerde ve ayrılma bağıntılarında hesaba katılmış elde edilen iletkenliklerde, elektrona ve iyonla ait adyabatik ses hızları çıkarılmış, bu hızların iletkenliğe etkileri çeşitli şartlar için incelenmiştir. Tamamen iyonlaşmış iyonküre plazması için elde edilen iletkenlik bağıntılarının hesapları, $\theta = I^\circ$ (Şekil 2.1 deki geometriye göre enine durum) ve $\theta = 90^\circ + I$ (Şekil 2.1 deki geometriye göre boyuna durum) olması durumunda hesaplanmıştır. Enine ve boyuna durum için sıcaklığın hesaba katılmadığı soğuk plazma durumu için iletkenlik bağıntıları hesaplanarak karşılaştırılmıştır. Bu karşılaştırma yükseklik ve yerel zamana bağlı olarak yapılmıştır. İletkenliklerin yükseklikle değişimleri incelenirken saat 12 00 YZ ve saat 24 00 YZ da yerel saatleri kullanılmıştır. Aynı iletkenliklerin yerel zamanla değişimlerinde alınan coğrafik koordinatlar için $h_m F2$ (Alınan coğrafik koordinata bağlı olarak elektron yoğunluğunun en fazla olduğu yükseklik) = 255 km olarak alınmıştır. Bütün iletkenlik hesaplamaları için (2.24-2.32) ve (2.33-2.41) denklemleri kullanılmıştır. Ayrıca sıcaklığın etkisini görebilmek için gerekli olan elektromanyetik dalganın frekansı ($\omega=31.4$ rad /sn) ve yayılma vektörü ($k=1$) sabit alınmıştır.

İletkenlik hesaplamaları çeşitli şartlar için yapıldıktan sonra tamamen iyonlaşmış iyonküre plazmasının Şekil (2.1) deki geometri kullanılarak düşük frekans yaklaşımı ve yüksek frekans yaklaşımı yapılarak ayrılma bağıntıları çıkarılmış, bu ayrılma bağıntıları enine ve boyuna olmak üzere iki başlık altında elde edilmiştir. Bu bağıntılardan çıkarılırken $I=0$ olması hali kullanılmıştır. Bağıntılardan plazma içerisindeki çeşitli dalgalar elde edilmiştir. Her iki yaklaşımda elde edilen dalgaların iyonküre plazması için

yükseklik, yerel zaman ve eğer bağılı ise, ses hızlarına dolayısıyla sıcaklığa bağılı olarak değişimleri incelenmiştir.

Bu hesaplamalar yapılırken, iyon hareketlerinin tamamıyla ihmal edildiği yüksek frekans yaklaşımında, frekans değeri $\omega = 18.84 \cdot 10^6$ rad /sn ve pozitif iyonların göz önüne alındığı alçak frekans yaklaşımında $\omega = 31.4$ rad /sn olarak alınmıştır. Alçak frekans yaklaşımında bu frekansın kullanılma nedeni, elde edilen dalga kiplerinin Alfvén dalgasına bağılı olmasıdır. Bu dalganın frekansı da yukarıdaki bahsedildiği gibi 1-5 Hz olmasından kaynaklanmaktadır.

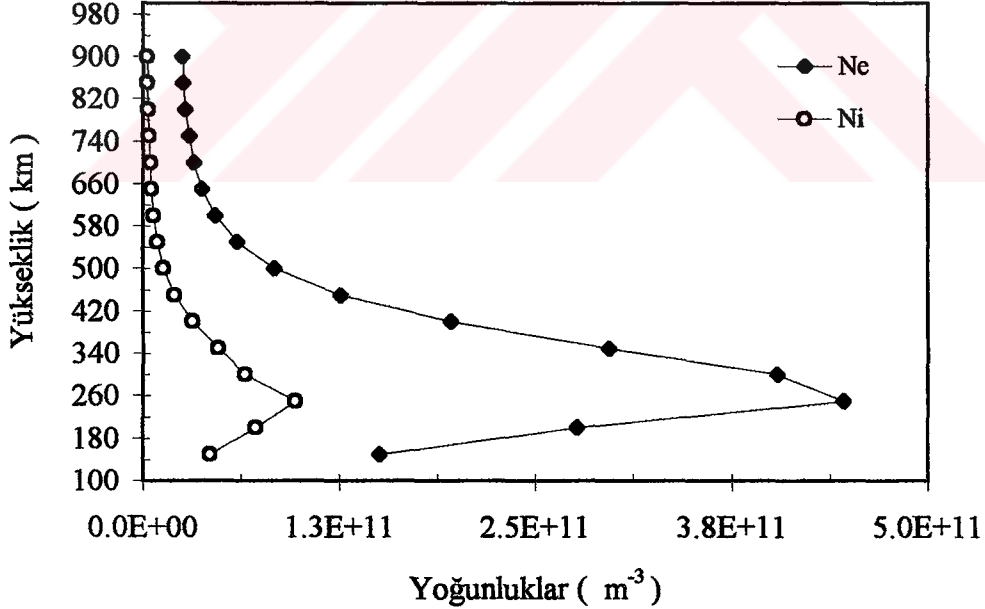
Hesaplamalar Güneş lekesinin minimum ($R=10$) olduğu 21 Haziran 1996 günü için ,($39^\circ D$ ve $40^\circ K$) coğrafik koordinatlarında yapılmıştır.



4. BULGULAR VE TARTIŞMA

4.1. İyonküre Parametrelerinin Yükseklikle ve Günlük Değişimi

Tamamen iyonlaşmış plazma içerisindeki basınçları etkileyen en önemli iki parametre, parçacıkların sıcaklıkları ve yoğunluklarıdır. Bu nedenle, iletkenlik ve ayrılma bağıntılarının yükseklikle ve günlük değişimleri bilinmeden önce bu iki parametrenin değişimlerinin bilinmesi gerekir. Saat 12 00 YZ için elektron ve iyon yoğunlukların yükseklikle değişimi Şekil (4.1.1) deki gibidir. Tepe ($h_m F_2$) yüksekliğine kadar, yükseklik azaldıkça yoğunlukların değerleri artmakta, $h_m F_2$ yüksekliğinde her iki parçacığın yoğunlukları en büyük değerine ulaşmaktadır. Bu yükseklikten sonra yoğunlukların değerleri yükseklikle azalmaktadır. Her yükseklikteki elektron yoğunluğunun aldığı değerler iyon yoğunluğunun aldığı değerlerden büyüktür.



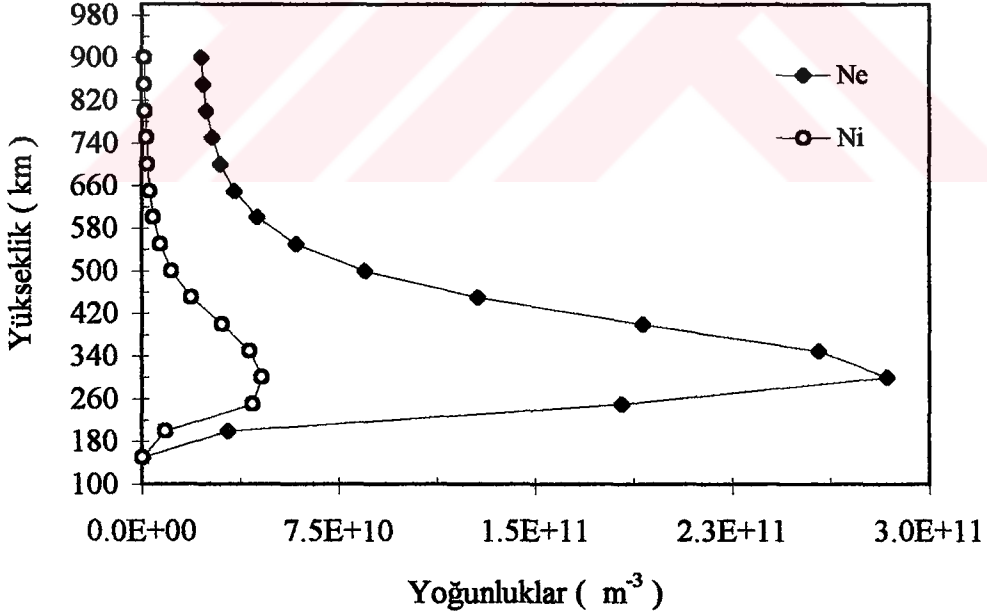
Şekil 4.1.1. Elektron ve iyon yoğunluklarının yükseklikle değişimi (Saat 12 00 YZ)

Elektron ve iyon yoğunluklarının saat 24 00 YZ için yükseklikle aldığı değerler Şekil (4.1.2) de verilmiştir. Bu şekle göre, yoğunluklar Şekil (4.1.1) ile benzerlik

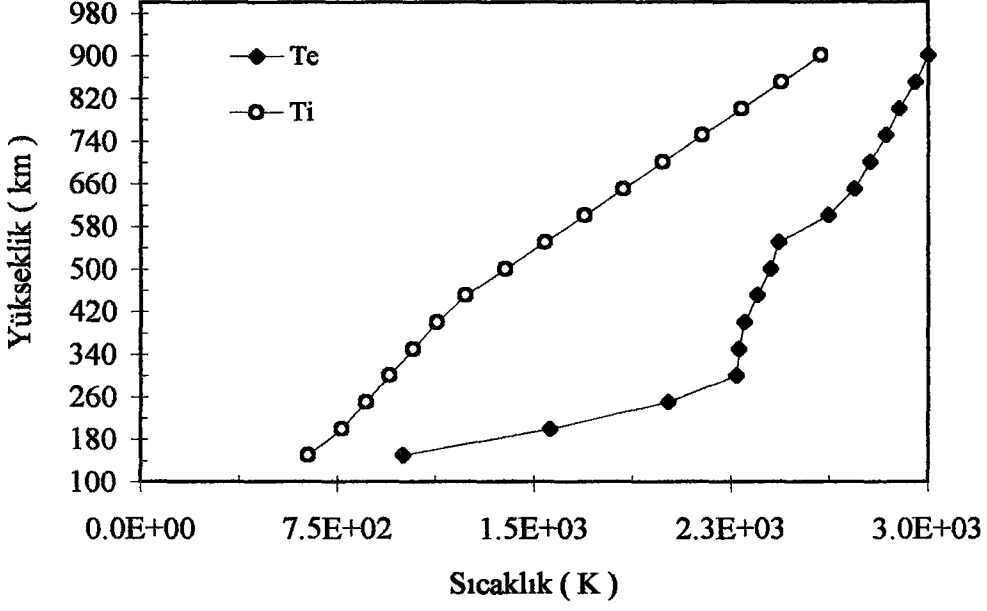
göstermektedir. Fakat parçacıkların yoğunluklarının değerleri saat 12 00 YZ daki değerlere göre küçülmüştür.

Elektron ve iyon sıcaklıklarının saat 12 00-24 00 YZ için yükseklikle değişimleri Şekil (4.1.3-4) de verildiği gibidir. Şekil (4.1.3) e göre elektron ve iyon sıcaklıkları yükseklikle artmaktadır. Elektron sıcaklığı 300 km civarında bir maksimum yapmakta, iyon sıcaklığı aynı yükseklikte en küçük değerini almaktadır. Şekil (4.1.4) de göre elektron ve iyon sıcaklıkları saat 24 00 YZ için yükseklikle artmakta, fakat iyon sıcaklığı yaklaşık olarak 420 km den sonra sabit değerler almaktadır

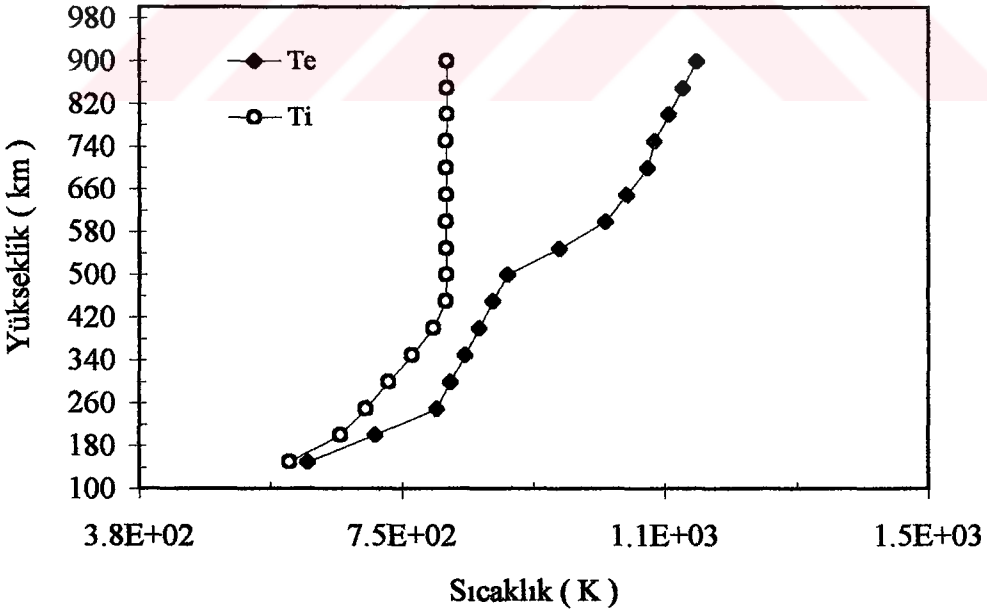
Parçacıkların sıcaklıkları (elektron ve iyon) yükseklikle her iki yerel zaman için değerleri yükseklikle artmaktadır. Ancak her iki grafikte elektron sıcaklığının değerleri iyon sıcaklığından daha büyüktür. Bu değerler saat 12 00 YZ a göre kıyaslanırsa daha da küçülmüştür.



Şekil 4.1.2. Elektron ve iyon yoğunluklarının yükseklikle değişimi (Saat 24 00 YZ)



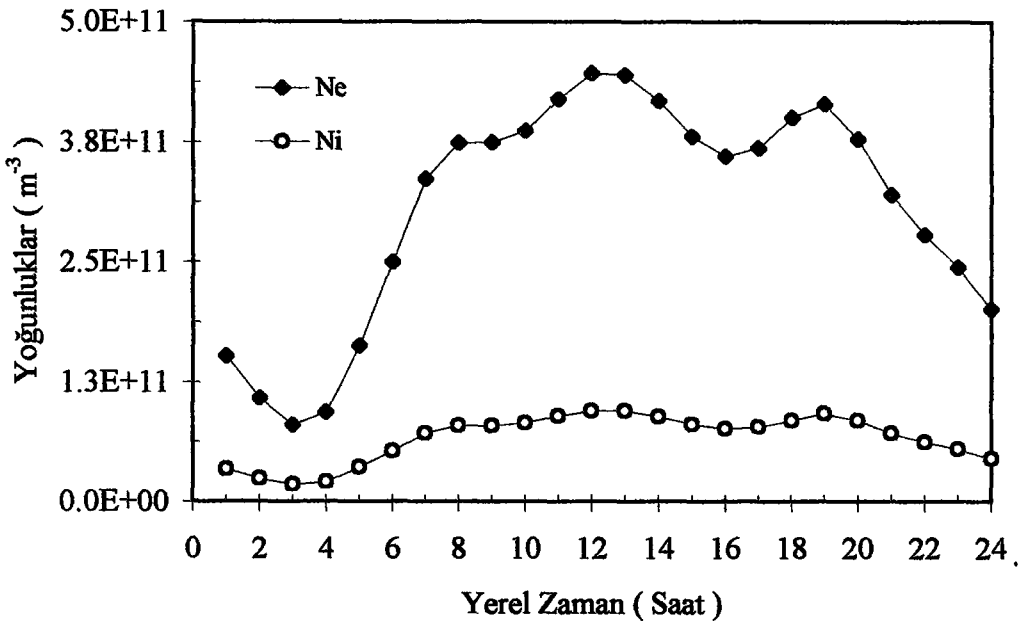
Şekil 4.1.3. Elektron ve iyon sıcaklıklarının yükseklikle değişimi (Saat 12 00 YZ)



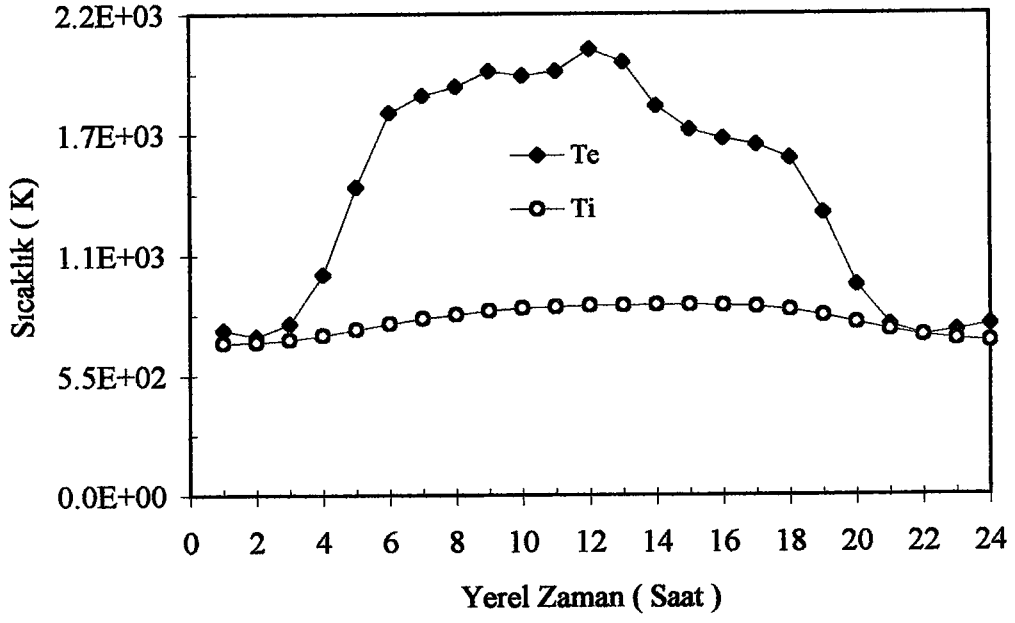
Şekil 4.1.4. Elektron ve iyon sıcaklıklarının yükseklikle değişimi (Saat 24 00 YZ)

Şekil (4.1.5) de elektron ve iyon yoğunluklarının günlük değişimi verilmiştir. Şekle göre, elektron yoğunluğunun yerel zamanla aldığı değerler iyon yoğunluğunun yerel zamanla aldığı değerlerden büyüktür. Hem elektron hem de iyon yoğunluğu sabah saat 03 00 YZ da en küçük değerini almaktadır. Bu saatten sonra elektron ve iyon yoğunluklarının değerleri artmakta en büyük değerlerini saat 12 00 YZ civarında almaktadırlar. Saat 12 00 YZ dan sonra elektron ve iyonun değerleri azalmakta saat 16 00 YZ da tekrar küçülmektedir. Bu saatten sonra her iki yoğunluk değerleri yerel zamanla azalmaktadır. Bu değerler diğer çalışmalarla uyum göstermektedir (Duhau ve Lauro, 1983).

Elektron ve iyon sıcaklıklarının günlük değişimi Şekil (4.1.6) daki gibidir. Buna göre, elektron sıcaklığının bütün yerel zaman için aldığı değerler iyon sıcaklığının aldığı değerlerden büyük olmaktadır. Benzer sonuçlar (Denton ve diğ., 1999; Zinn ve diğ., 1982; Brace ve Theis, 1981) tarafından da bulunmuştur. Fakat her iki sıcaklıkta aynı anda maksimum ve minumum yapmaktadır. Sabah saat 02 00 YZ ve akşam saat 22 00 YZ için elektron ve iyon sıcaklıkları en küçüktür. Sabah saat 02 00 YZ dan sonra elektron ve iyon sıcaklıkları yerel zamanla artmakta, saat 12 00 YZ civarında en büyük değerlerini almaktadır.



Şekil 4.1.5. Elektron ve iyon yoğunluklarının günlük değişimi ($h_m F2=255$ km)



Şekil 4.1.6. Elektron ve iyon sıcaklıklarının günlük değişimi ($h_m F2=255$ km)

4.2. İyonküre Plazmasında İyon ve Elektronun Adyabatik Ses Hızlarının Yükseklikle ve Günlük Değişimleri

(2.6) denklemine göre elektron ve iyon için adyabatik ses hızları $U_e^2 = \gamma k_b T_e / m_e$ ve $U_i^2 = \gamma k_b T_i / m_i$ dir. Bu ses hızlarının yükseklik ve günlük dağılımları Çizelge (4.2.1) de verilmiştir. Çizelgeye göre, saat 12 00 YZ için iyonun ses hızı 150-400 km arasında küçük değerler almakta, ancak bu yükseklikten sonra artmaktadır. Saat 24 00 YZ da ise iyonun ses hızı yükseklikle daha küçük değerler almaktadır. İyonun adyabatik ses hızı saat 24 00 YZ için en küçük değerlerini 150-550 km arasında almaktadır. Elektronun ses hızı saat 12 00 YZ da yükseklikle artmaktadır. Saat 24 00 YZ da her iki parçacığın ses hızlarının aldığı değerler, saat 12 00 YZ a göre küçülmektedir.

Çizelge 4.2.1. İyonküre plazmasında ses hızlarının yükseklikle değişimi

Yükseklik (km)	U_i (m /sn)	U_e (m /sn)	U_i (m /sn)	U_e (m /sn)
150	5.58E+02	1.43E+05	5.29E+02	1.25E+05
200	6.40E+02	1.99E+05	5.82E+02	1.34E+05
250	7.40E+02	2.25E+05	6.49E+02	1.40E+05
300	9.03E+02	2.39E+05	7.92E+02	1.45E+05
350	9.48E+02	2.26E+05	8.13E+02	1.41E+05
400	9.88E+02	2.13E+05	8.31E+02	1.42E+05
450	1.04E+03	2.22E+05	8.78E+02	1.43E+05
500	1.12E+03	2.35E+05	9.22E+02	1.50E+05
550	1.20E+03	2.47E+05	9.74E+02	1.57E+05
600	1.28E+03	2.57E+05	1.05E+03	1.62E+05
650	1.35E+03	2.62E+05	1.15E+03	1.65E+05
700	1.44E+03	2.65E+05	1.26E+03	1.66E+05
750	1.54E+03	2.68E+05	1.38E+03	1.68E+05
800	1.65E+03	2.70E+05	1.49E+03	1.69E+05
850	1.76E+03	2.73E+05	1.60E+03	1.70E+05
900	1.87E+03	2.75E+05	1.70E+03	1.72E+05
	Saat 12 00 YZ		Saat 24 00 YZ	

Çizelge (4.2.2) de iyon ve elektronun ses hızlarının günlük değişimleri verilmiştir. Çizelgeye göre, elektronun ses hızı saat 12 00 YZ da en büyük değerini almaktadır. Elektronun adyabatik ses hızı çizelgeye göre saat 12 00 YZ a kadar artmakta bu saatte en büyük değerine ulaşmakta, bu saatten sonra tekrar azalmaktadır. Çizelgeye göre iyonun adyabatik ses hızı da yerel zamanla artmakta ancak en büyük değerini yaklaşık olarak saat 14 00 YZ da almaktadır. Bu saatten sonra iyonun adyabatik ses hızı yerel zamanla azalmaktadır. Ancak iyonun ses hızı elektrona göre daha küçüktür.

Çizelge 4.2.2. İyonküre plazmasında ses hızlarının günlük değişimi ($h_m F2 = 255$ km)

Yerel Zaman (Saat)	U_i (m /sn)	U_e (m /sn)
1	6.58E+02	1.38E+05
2	6.60E+02	1.36E+05
3	6.65E+02	1.41E+05
4	6.74E+02	1.60E+05
5	6.89E+02	1.88E+05
6	7.17E+02	2.10E+05
7	7.27E+02	2.15E+05
8	7.35E+02	2.17E+05
9	7.43E+02	2.22E+05
10	7.48E+02	2.20E+05
11	7.51E+02	2.21E+05
12	7.53E+02	2.27E+05
13	7.54E+02	2.23E+05
14	7.55E+02	2.12E+05
15	7.55E+02	2.06E+05
16	7.54E+02	2.03E+05
17	7.51E+02	2.01E+05
18	7.43E+02	1.97E+05
19	7.18E+02	1.81E+05
20	7.00E+02	1.56E+05
21	6.85E+02	1.40E+05
22	6.73E+02	1.36E+05
23	6.64E+02	1.38E+05
24	6.59E+02	1.40E+05

4.3. Tamamen İyonlaşmış İyonküre Plazmasının İletkenliğinin Yükseklikle ve Günlük Değişimi

Bir çok çalışmada, iyonküre plazması için tek parçacık modeli kullanılarak, iletkenlik tensörü ve ayrılım bağıntıları elde edilmiştir. Bu çalışmalarda iletkenlik ifadeleri, hareket denkleminde basıncın ve çarpışmaların ihmal edildiği durum için denlemler çözülmüştür. Eğer çarpışma ve basınç terimi ihmal edilirse, bu durumda seçilen geometriye bağlı olarak üç iletkenlik meydana gelir. Bu iletkenlikler boyuna, Pedersen ve Hall iletkenliğidir (Zhang ve Cole, 1993). İyonküre plazması yüklü parçacıklardan meydana gelen bir karışım olduğu için, pozitif yüke sahip olan iyonların da akıma ve iletkenliğe katkıları vardır. Bu katkılar iyonküre plazmasında farklı yüksekliklerde farklı olacaktır (Rishbeth, 1994). Eğer parçacıklar arasındaki çarpışmalar ihmal edilirse, soğuk plazma yaklaşımında yalnız boyuna iletkenlik sanal, diğer iletkenlikler ise reeldir. İletkenliğin reel kısmı direncin karşılığıdır ve dalganın enerjisinin azalması ile ilgilidir. Sanal kısmı ise ortamın dielektrik özellikleri ile ilgili ve reaktansın karşılığıdır (Whitten ve Poppoff, 1971).

Çarpışmalar ihmal edilmez ise, iletkenlikler reel ve sanal olmak üzere iki kısımdan meydana gelir. Ancak parçacıklar arasındaki çarpışmalar düşük ve orta yüksekliklerde büyük etkiye sahip değildir (Rishbeth, 1994). Çarpışmalar parçacıkların sıcaklıklarına ve parçacıklar arasındaki ortalama serbest yola bağlıdır. İyonküre plazmasında , çarpışma değerleri oldukça küçük olduğu için çoğu araştırmacı çarpışmaların etkilerini teorik çalışmalarda ihmal etmiştir. İyonküre plazmasında denklem (1.1) de bütün kuvvetler büyüklerine göre, iletkenliği ve elektromanyetik dalganın ilerlemesini etkiler. Bu nedenle deneysel çalışmalarda dikkate alınması gerekir.

Bu çalışmada, iyonküre plazması tamamen iyonlaşmış kabul edildiğinden dolayı iyonların iletkenliğe ve hesaplanacak diğer parametrelere etkisi olacaktır. (2.14–2.22) iletkenlik bağıntıları Şekil (2.1) deki geometriye göre hiçbir yaklaşım yapmadan, iyonküre parametrelerine bağlı olan tamamen iyonlaşmış iyonküre plazmasının iletkenliğidir. (2.14–2.22) bağıntılarına dikkat edilecek olursa, bağıntılar elektromanyetik dalganın yayılma açısına da bağlıdır. Fakat U_a teriminin ihmal edilmesi halinde iletkenlikler, yayılma vektörünün Yer 'in manyetik alanı ile yaptığı açıdan bağımsızdır. Bu nedenle iletkenlikler

hesaplanırken elektromanyetik dalganın ilerleme vektörü ile Yer'in manyetik alanı arasındaki açının dikkate alınması gerekir. U_α faktörünün iletkenliğe etkisini araştırmak için $k=1$ ve $\omega=31.4$ rad /sn alınmıştır.

4.3.1. Dalganın Yer 'in Manyetik Alanı Boyunca İlerlemesi Halinde İletkenliklerin Yükseklikle ve Günlük Değişimi

(2.14–2.22) bağıntılarına göre iletkenlikler elektromanyetik dalganın, ilerleme vektörünün Yer'in manyetik alanı ile yaptığı açıdan bağımsız olmadığından Şekil (2.1) deki geometriye göre manyetik alan ile yayılma vektörünün paralel olması ancak $\theta=90^\circ+I$ olması ile mümkündür. Bu durumda adyabatik ses hızlarına bağlı iletkenlikler yalnız σ_{yy} ve σ_{yz} iletkenlikleridir. Diğer iletkenlikler sıcaklıktan dolayısıyla adyabatik ses hızlarından etkilenmemektedir. Bu iletkenlikler $d=0$ olması halindeki iletkenliklerdir (Aydoğdu ve Özcan 'ın 6. denklemi, 1996).

(2.27 ve 2.28) bağıntılarına göre, adyabatik ses hızının sıfırdan farklı ve sıfır olması halinde hesaplanan σ_{yy} ve σ_{yz} iletkenliklerin yükseklikle değişimi saat 12 00 YZ yerel zaman için Çizelge (4.3.1.1) de verildiği gibidir. Buna göre, σ_{yy} iletkenliği 220-380 km arasında en büyük, 140-180 km arasında ise en küçük değerini almaktadır. 420 km den sonra iletkenliklerin değeri azalmaktadır. $\sigma_{yy} (U_\alpha \neq 0)$ değeri $\sigma_{yy} (U_\alpha = 0)$ değerinden her yükseklikte daha büyük değerler almaktadır. $\sigma_{yy} (U_\alpha \neq 0)$ iletkenliği adyabatik ses hızının sıfır olması durumundaki iletkenlik ile aynı yüksekliklerde maksimum ve minimum değerler almaktadır. σ_{yz} iletkenliği, σ_{yy} iletkenliği ile benzer değişimi göstermekte, ancak her iki durum içinde σ_{yy} nin değerlerinden daha büyük değerler almaktadır. Aynı iletkenliklerin aynı şartlar için saat 24 00 YZ da yükseklikle değişimleri Çizelge (4.3.1.2) de verilmiştir. Çizelgeye göre, σ_{yz} ve σ_{yy} iletkenlikleri saat 12 00 YZ daki değişimleri ile benzerlik göstermekte ancak saat 24 00 YZ için, $\sigma_{yz} (U_\alpha = 0)$ saat 12 daki değerlerinden daha küçük değerler almakta ve $(U_\alpha \neq 0)$ saat 24 00 YZ daki değerleri saat 12 00 YZ daki değerlerinden yaklaşık olarak 10 kat daha küçülmektedir.

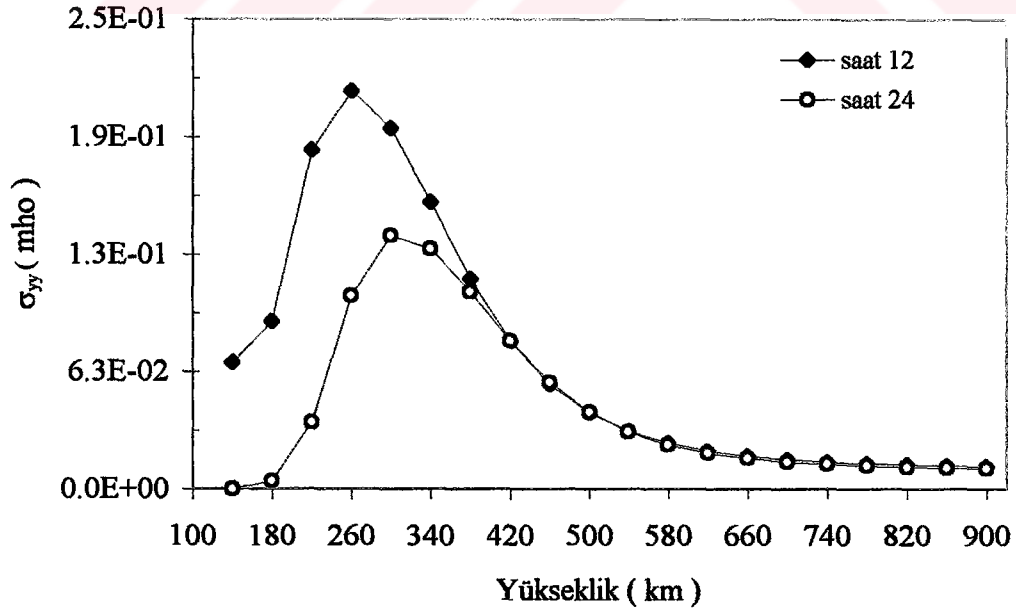
Çizelge 4.3.1.1. İletkenliklerin yükseklikle değişimi (Saat 12 00 YZ, $\theta=90^\circ+I$)

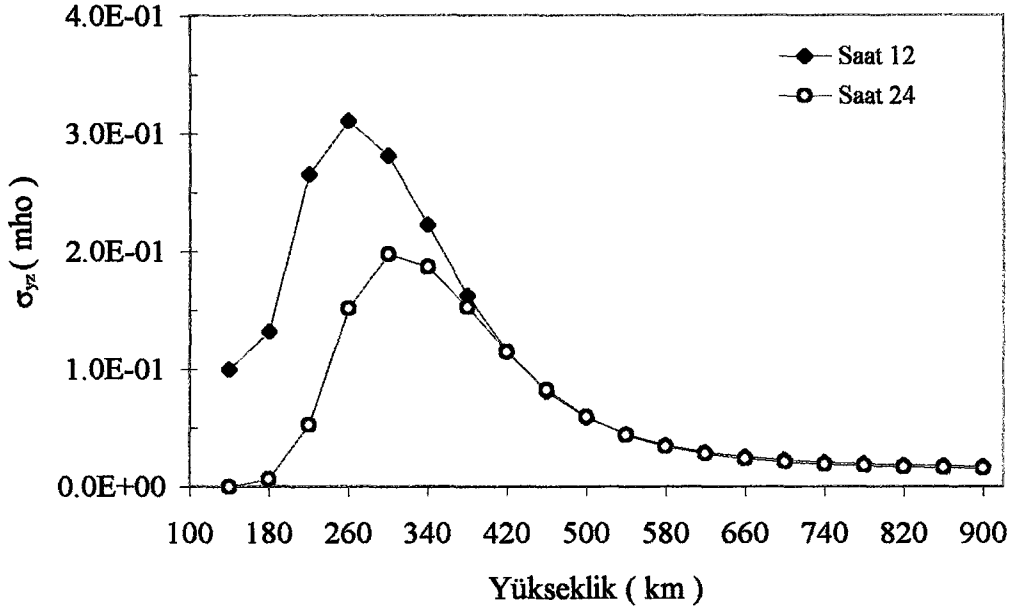
Yük. (km)	σ_{yy} (mho)	σ_{yy} (mho)	σ_{yz} (mho)	σ_{yz} (mho)
140	6.75E-02	5.00E-04	9.99E-02	1.00E-03
180	8.95E-02	1.00E-03	1.32E-01	1.49E-03
220	1.81E-01	1.40E-03	2.66E-01	2.08E-03
260	2.12E-01	1.44E-03	3.11E-01	2.13E-03
300	1.92E-01	1.18E-03	2.81E-01	1.75E-03
340	1.53E-01	1.03E-03	2.23E-01	1.52E-03
380	1.12E-01	8.45E-04	1.63E-01	1.24E-03
420	7.89E-02	6.05E-04	1.15E-01	8.88E-04
460	5.59E-02	3.90E-04	8.10E-02	5.72E-04
500	4.07E-02	2.59E-04	5.89E-02	3.80E-04
540	3.10E-02	1.81E-04	4.47E-02	2.65E-04
580	2.47E-02	1.34E-04	3.55E-02	1.96E-04
620	2.06E-02	1.07E-04	2.95E-02	1.56E-04
660	1.78E-02	9.01E-05	2.55E-02	1.31E-04
700	1.59E-02	7.92E-05	2.28E-02	1.15E-04
740	1.46E-02	7.15E-05	2.09E-02	1.04E-04
780	1.38E-02	6.60E-05	1.96E-02	9.61E-05
820	1.31E-02	6.19E-05	1.86E-02	9.01E-05
860	1.27E-02	5.88E-05	1.80E-02	8.56E-05
900	1.24E-02	5.64E-05	1.75E-02	8.21E-05
	$U_\alpha \neq 0$	$U_\alpha = 0$	$U_\alpha \neq 0$	$U_\alpha = 0$

σ_{yy} ($U_\alpha \neq 0$) iletkenliğinin saat 12 00 YZ daki ve saat 24 00 YZ daki maksimum yükseklikleri farklıdır. Saat 12 00 YZ daki maksimum yükseklik yaklaşık olarak 260 km iken, saat 24 00 YZ zamandaki maksimum yüksekliği 300 km dir. Bu yükseklikten sonra (σ_{yy} ($U_\alpha \neq 0$ 12 00–24 00 YZ)) hızlı bir şekilde azalmaktadır. Saat 24 00 YZ da iletkenlik değerleri daha büyüktür. Her iki iletkenliğin değeri saat 24 00 YZ için küçülmüştür. U_α faktörü dalga vektörünün Yer 'in manyetik alanına paralel olması halinde her iki yerel zaman için de iletkenlik değerlerini büyötmüştür. Tamamen iyonlaşmış plazmada birim hacme düşen parçacık sayısı daha fazladır. İletkenlik parçacık sayısı ile doğrudan ilişkili olduğundan U_α iletkenliği büyötmektedir. İyonküre plazması için elde edilen sonuçlar bu yargıyı doğrulamaktadır. Ayrıca $U_\alpha \neq 0$ olması halinde hesaplanan bu iletkenliklerin yükseklikle değişimleri Şekil (4.3.1.1 ve 4.3.1.2) de verilmiştir.

Çizelge 4.3.1.2. İletkenliklerin yükseklikle değişimi (Saat 24 00 YZ, $\theta=90^\circ+I$)

Yük. (km)	σ_{yy} (mho)	σ_{yy} (mho)	σ_{yz} (mho)	σ_{yz} (mho)
140	1.60E-04	4.25E-06	2.37E-04	6.30E-06
180	4.48E-03	9.35E-05	6.61E-03	1.38E-04
220	3.57E-02	6.92E-04	5.25E-02	1.02E-03
260	1.03E-01	1.87E-03	1.51E-01	2.75E-03
300	1.35E-01	2.32E-03	1.98E-01	3.41E-03
340	1.28E-01	2.29E-03	1.87E-01	3.37E-03
380	1.05E-01	1.91E-03	1.53E-01	2.80E-03
420	7.88E-02	1.39E-03	1.14E-01	2.03E-03
460	5.69E-02	9.74E-04	8.24E-02	1.42E-03
500	4.12E-02	6.53E-04	5.95E-02	9.50E-04
540	3.07E-02	4.53E-04	4.43E-02	6.59E-04
580	2.39E-02	3.32E-04	3.44E-02	4.82E-04
620	1.95E-02	2.60E-04	2.81E-02	3.78E-04
660	1.67E-02	2.17E-04	2.39E-02	3.15E-04
700	1.47E-02	1.88E-04	2.11E-02	2.74E-04
740	1.35E-02	1.69E-04	1.92E-02	2.46E-04
780	1.26E-02	1.55E-04	1.79E-02	2.26E-04
820	1.20E-02	1.45E-04	1.70E-02	2.12E-04
860	1.15E-02	1.37E-04	1.64E-02	2.02E-04
900	1.12E-02	1.31E-04	1.59E-02	1.94E-04
	$U_\alpha \neq 0$	$U_\alpha = 0$	$U_\alpha \neq 0$	$U_\alpha = 0$

Şekil 4.3.1.1. σ_{yy} iletkenliğinin yükseklikle değişimi ($U_\alpha \neq 0$, $\theta = 90^\circ + I$)



Şekil 4.3.1.2. σ_{yz} iletkenliğin yükseklikle değişimi ($U_\alpha \neq 0$, $\theta = 90^\circ + I$)

Elektromanyetik dalganın Yer'in manyetik alanına paralel olması halinde σ_{yy} ve σ_{yz} iletkenliklerinin ($U_\alpha = 0$, $U_\alpha \neq 0$) şartları için yerel zamanla değişimleri Çizelge (4.3.1.3) de verilmiştir. Buna göre, ($U_\alpha = 0$, $U_\alpha \neq 0$) olması halinde her iki iletkenlik değeri yaklaşık olarak 01-4 00 YZ da en küçük değerlerini almakta bu saatten sonra artmaktadır. İletkenlikler saat 12 00 YZ da en büyük değerine ulaşmaktadır. Bu saatten itibaren sonra hesaplanan iletkenliklerin değerleri tekrar azalmaktadır. Her iletkenliğin ($U_\alpha \neq 0$) olması halindeki değerleri, ($U_\alpha = 0$) olması halindeki değerlerinden daha büyüktür. Bu sonuç, Şekil (4.1.5) de verilen parçacık yoğunluklarının yükseklikle değişimi ile uyum göstermektedir. Güneş'in doğuşu sırasında yaklaşık olarak sabah saat 03 00 YZ da iyonküre plazmasında parçacık yoğunlukları en küçük öğle saat 12 00 YZ da en büyük değer almaktadır. İletkenlikler parçacık yoğunluğuna bağlı olduğundan dolayı yoğunlukların en küçük olduğu anda en küçük, en büyük olduğu yerel zamanda en büyük değerler almaktadır. Elde edilen bu verilere göre iletkenliklerin günlük ve yükseklikle değişimleri, yoğunlukların günlük ve yükseklikle değişimleri ile doğrudan ilişkilidir. Bu ilişki, şekillerde görülmektedir.

Çizelge 4.3.1.3. İletkenliklerin günlük değişimi ($h_m F2=255$ km, $\theta=90^\circ+I$)

Y.Zaman	σ_{yy} (mho)	σ_{yy} (mho)	σ_{yz} (mho)	σ_{yz} (mho)
1	7.22E-02	1.36E-03	1.06E-01	2.00E-03
2	5.11E-02	1.00E-03	7.50E-02	1.48E-03
3	3.79E-02	6.88E-04	5.57E-02	1.01E-03
4	4.44E-02	6.25E-04	6.51E-02	9.22E-04
5	7.72E-02	7.75E-04	1.13E-01	1.14E-03
6	1.19E-01	9.54E-04	1.74E-01	1.41E-03
7	1.60E-01	1.23E-03	2.34E-01	1.81E-03
8	1.77E-01	1.33E-03	2.60E-01	1.97E-03
9	1.78E-01	1.28E-03	2.61E-01	1.90E-03
10	1.83E-01	1.34E-03	2.69E-01	1.98E-03
11	1.99E-01	1.45E-03	2.92E-01	2.14E-03
12	2.12E-01	1.46E-03	3.11E-01	2.16E-03
13	2.11E-01	1.50E-03	3.10E-01	2.22E-03
14	1.98E-01	1.56E-03	2.91E-01	2.31E-03
15	1.81E-01	1.52E-03	2.65E-01	2.25E-03
16	1.70E-01	1.48E-03	2.50E-01	2.18E-03
17	1.75E-01	1.54E-03	2.57E-01	2.27E-03
18	1.90E-01	1.74E-03	2.79E-01	2.57E-03
19	1.97E-01	2.15E-03	2.89E-01	3.17E-03
20	1.79E-01	2.65E-03	2.63E-01	3.90E-03
21	1.52E-01	2.77E-03	2.23E-01	4.08E-03
22	1.32E-01	2.57E-03	1.93E-01	3.79E-03
23	1.16E-01	2.19E-03	1.70E-01	3.23E-03
24	9.53E-02	1.74E-03	1.40E-01	2.57E-03
	$U_\alpha \neq 0$	$U_\alpha = 0$	$U_\alpha \neq 0$	$U_\alpha = 0$

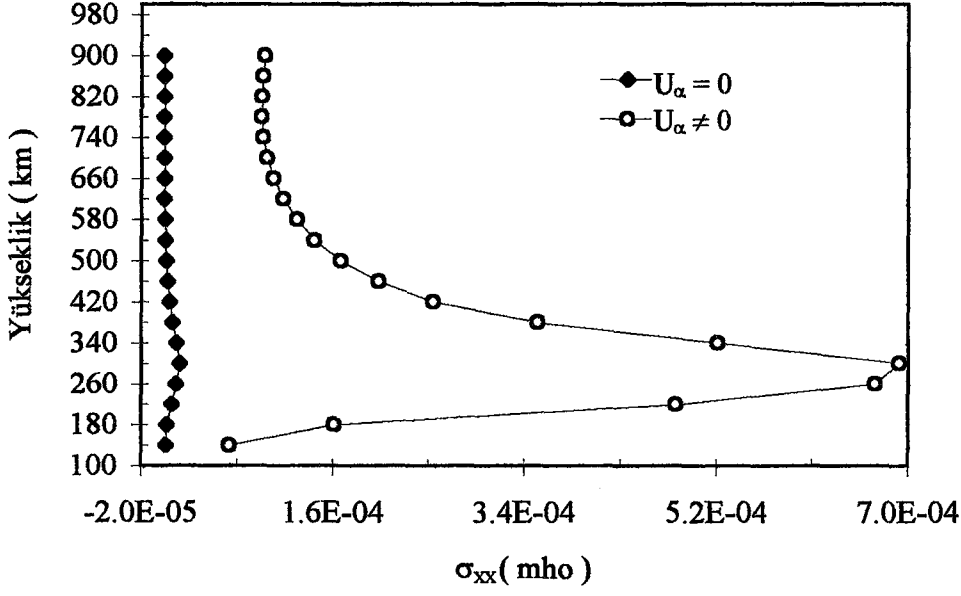
4.3.2. Dalganın Yer 'in Manyetik Alanına Dik İlerlemesi Halinde İletkenliklerin Yükseklikle ve Günlük Değişimi

k ile B nin birbirlerine dik olması ($\theta^\circ=I$) halinden (2.32-2.40) bağıntıları elde edilir. Bu ifadelerdeki bütün iletkenlik elemanları sıcaklığa dolayısıyla parçacıkların adyabatik ses hızlarına bağlıdır. Ancak burada $\sigma_{yx} = | -\sigma_{xy} |$, $\sigma_{zx} = | -\sigma_{xz} |$ ve $\sigma_{zy} = | -\sigma_{yz} |$ sayısal değerleri ($U_\alpha=0$, $U_\alpha \neq 0$) birlerine eşittir. Bu nedenle hesaplamalarda yalnız pozitif değer olan iletkenlikler incelenmiştir. Bu iletkenlikler ise, σ_{xy} , σ_{xz} ve σ_{yy} 'dır. Sıcaklığın olması ve olmaması halinde yükseklikle ve günlük değişim gösteren iletkenlikler σ_{xx} ve σ_{zz} iletkenlikleridir. Bu iletkenlikler saat 12 00 -24 00 YZ da yükseklikle farklı değişimler göstermektedir.

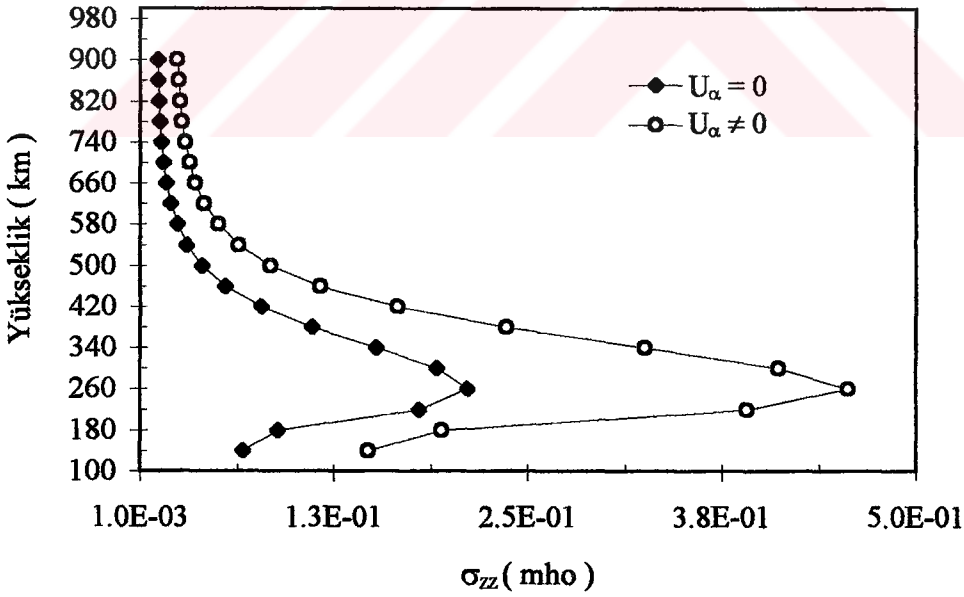
(2.32) bağıntısı kullanılarak hesaplanan iletkenliklerin yükseklikle değişimi Şekil (4.3.2.1) de verilmiştir. σ_{xx} iletkenliğinin ($U_{\alpha}=0$, $U_{\alpha}\neq 0$) saat 12 00 YZ daki yükseklikle değişimi $h_m F2$ yüksekliğine kadar artmakta ve yaklaşık 260 km civarında en büyük değerine ulaşmakta, bu yükseklikten sonra hızla azalmaktadır. Bu değişim Campbell ve Andersson (1983) tarafından da doğrulanmaktadır. Hesaplanan σ_{xx} iletkenliği ($U_{\alpha}=0$, $U_{\alpha}\neq 0$) en büyük değerini yaklaşık olarak 260 km yükseklikte almaktadır. σ_{xx} ($U_{\alpha}=0$) olduğunda yükseklikle aldığı değerler ($U_{\alpha}\neq 0$) olması halindeki değerlerden çok daha küçüktür.

(2.40) bağıntısına göre, σ_{zz} iletkenliğinin yükseklikle aldığı değerler Şekil (4.3.2.2) de verildiği gibidir. Şekle göre, σ_{zz} ($U_{\alpha}=0$, $U_{\alpha}\neq 0$) olması halinde yükseklikle hızlı bir şekilde artmakta ve yaklaşık olarak 255 km yükseklikte en büyük değerini almaktadır. Bu yükseklikten sonra hızlı bir şekilde azalmaktadır. $U_{\alpha}\neq 0$ halinin değeri $U_{\alpha}=0$ iletkenliğinin değerine göre yaklaşık olarak 10^3 kat daha büyüktür.

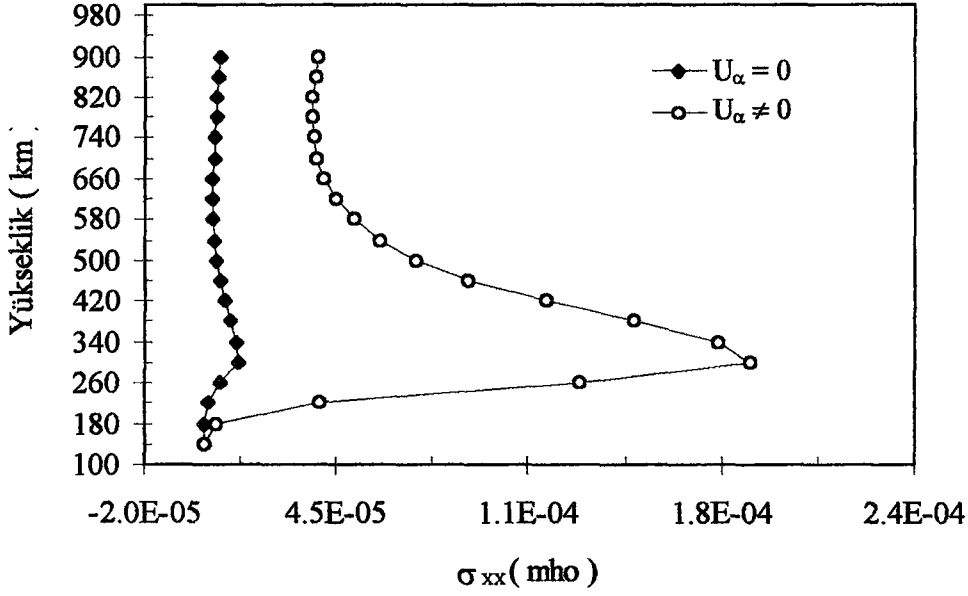
σ_{xx} in saat 24 00 YZ daki yükseklikle değişimi Şekil (4.3.2.3) de verilmiştir. σ_{xx} iletkenliğinin saat 12 00 YZ daki değeri ile benzer değişim göstermekte, fakat $U_{\alpha}=0$, $U_{\alpha}\neq 0$ olması halinde saat 12 00 YZ göre daha küçük değerler almaktadır. Bu durum σ_{zz} iletkenliği için de aynıdır. Şekil (4.3.2.4) ile verilen σ_{zz} iletkenliğinin saat 24 00 YZ daki yükseklikle değişimi saat 12 00 YZ a göre daha küçük değerler almaktadır. U_{α} faktörü, daha önce incelenen dalga'nın Yer 'in manyetik alanına paralel ilerlemesi halinde olduğu gibi dik ilerlemesi durumunda da iletkenlik değerlerini genel olarak büyütmektedir. Bu büyümenin maksimum değeri, tepe yüksekliği civarında görülmektedir. İletkenliklerin yükseklik ve günlük değişimleri parçacık yoğunluklarının yükseklik ve günlük değişimleri ile benzerlik göstermektedir.



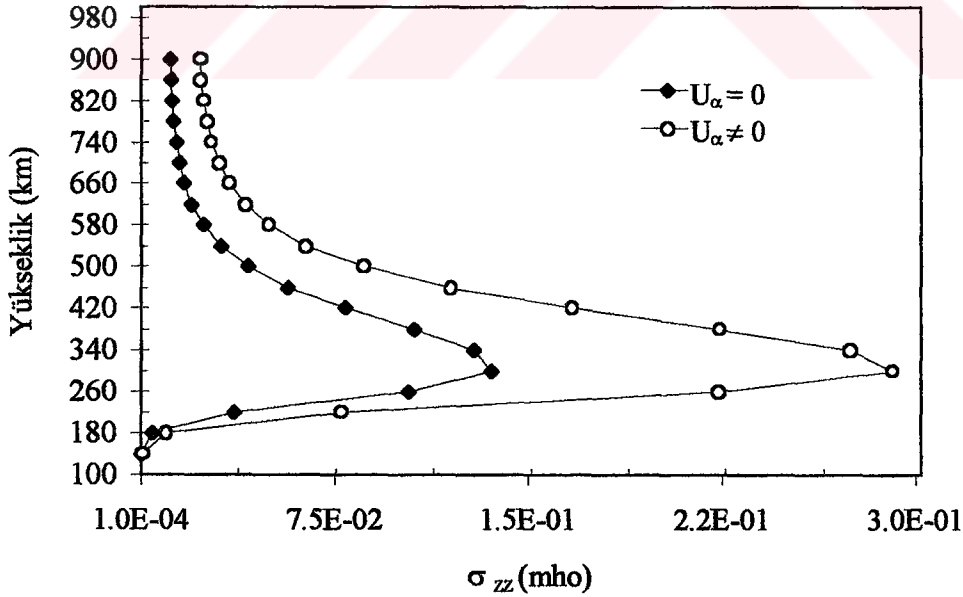
Şekil 4.3.2.1. σ_{xx} iletkenliğinin yükseklikle değişimi ($U_{\alpha} \neq 0$, $U_{\alpha} = 0$, $\theta = I$ ve saat 12 00 YZ)



Şekil 4.3.2.2. σ_{zz} iletkenliğinin yükseklikle değişimi ($U_{\alpha} \neq 0$, $U_{\alpha} = 0$, $\theta = I$ ve saat 12 00 YZ)

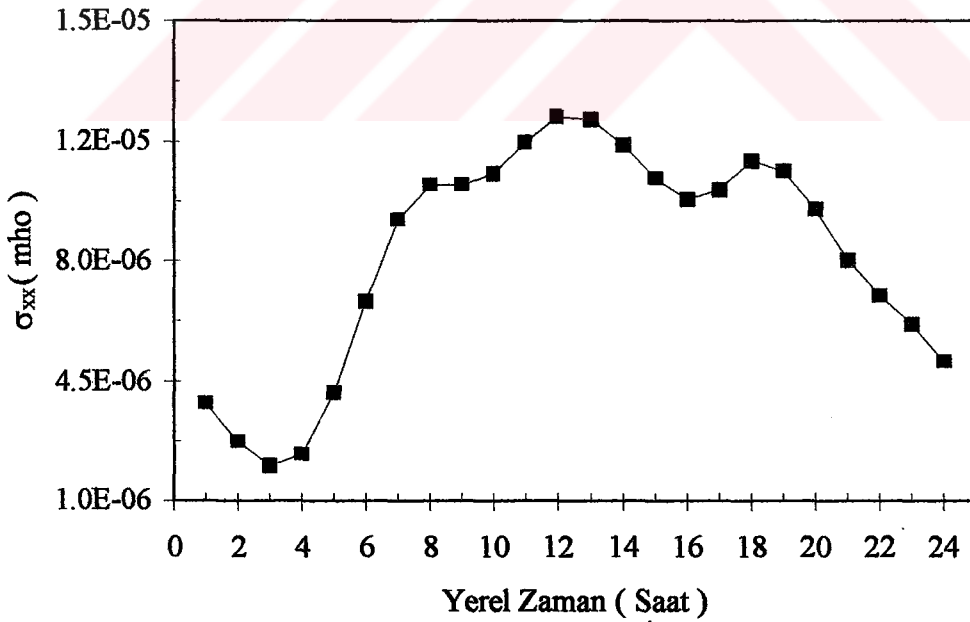


Şekil 4.3.2.3. σ_{xx} iletkenliğinin yükseklikle değişimi ($U_{\alpha} \neq 0$, $U_{\alpha} = 0$, $\theta^{\circ} = I$ ve saat 24 00 YZ)

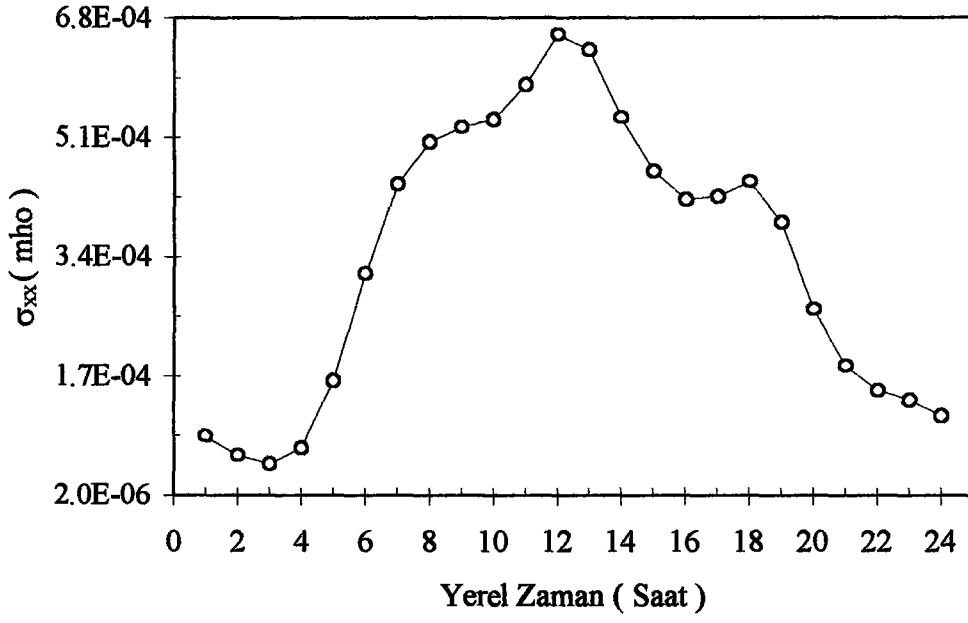


Şekil 4.3.2.4. σ_{zz} iletkenliğinin yükseklikle değişimi ($U_{\alpha} \neq 0$, $U_{\alpha} = 0$, $\theta^{\circ} = I$ ve saat 24 00 YZ)

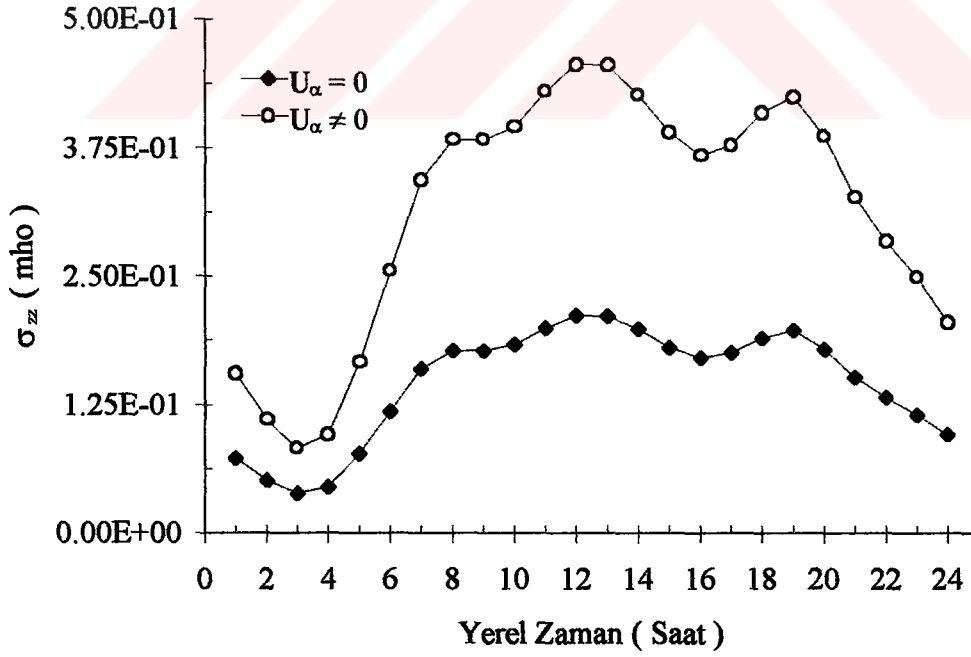
Şekil (4.3.2.5) de σ_{xx} ($U_\alpha=0$) iletkenliğinin günlük değişimi verilmiştir. Şekle göre sabah saat 03 00 YZ da en küçük değerini almakta, bu saatten sonra artmakta ve saat 12 00 YZ da maksimum değerine ulaşmaktadır. Bu sonuç, Aydoğdu ve Özcan, 1991 sonuçlarına benzerdir. Bu saatten sonra σ_{xx} iletkenliği tekrar azalmaktadır. Saat 16 00 YZ a kadar azalmakta ve yaklaşık olarak saat 18 00 YZ da kadar artıp, bu saatten sonra tekrar azalmaktadır. σ_{xx} in ($U_\alpha \neq 0$) olması halinde günlük değişimi Şekil (4.3.2.6) da verildiği gibidir. Şekle göre σ_{xx} , ($U_\alpha=0$) olması hali ile benzer değişimi göstermekte aynı saatlerde maksimum ve minumum yapmaktadır. Ancak U_α faktörü σ_{xx} iletkenliğinin değerlerini büyütmektedir. σ_{zz} ($U_\alpha \neq 0$) ve ($U_\alpha=0$) olması halinde iletkenliğin günlük değişimi Şekil (4.3.2.7) de verildiği gibidir. Buna göre, σ_{zz} ($U_\alpha=0$) ile σ_{zz} ($U_\alpha \neq 0$) aynı saatlerde maksimum ve minumum yapmaktadır. Ancak σ_{zz} nin her iki durumdaki değeri, σ_{xx} değerinden daha büyüktür. $\theta=I^\circ$ olması halinde, genel olarak, sıcaklık (U_α) iletkenliklerin değerini büyütmektedir.



Şekil 4.3.2.5. σ_{xx} iletkenliğin günlük değişimi ($U_\alpha=0$, $\theta=I^\circ$ ve $h_m F_2=255$ km)



Şekil 4.3.2.6. σ_{xx} iletkenliğin günlük değişimi ($U_\alpha \neq 0$, $\theta = I^\circ$ ve $h_m F2 = 255$ km)

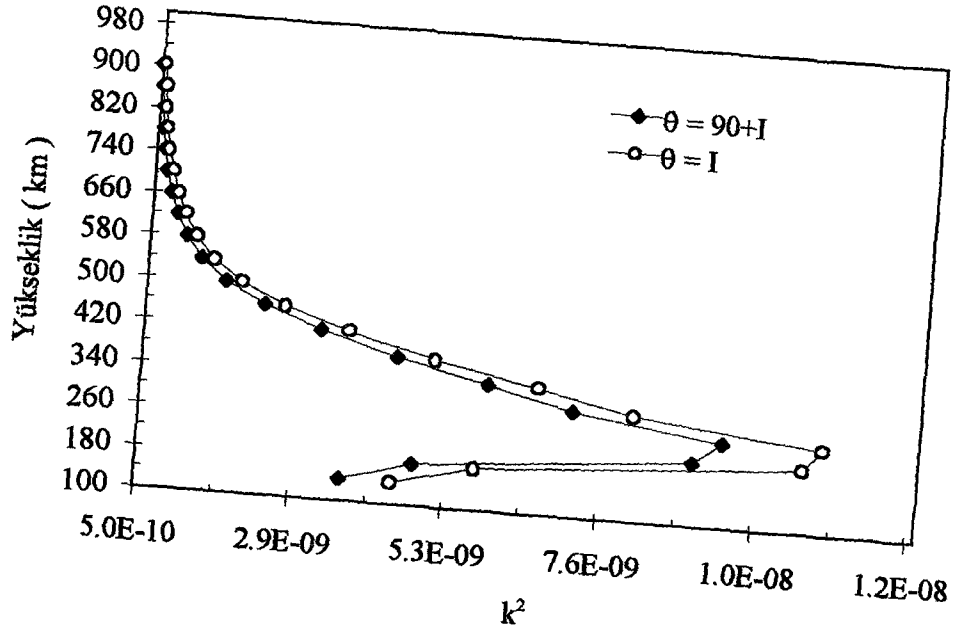


Şekil 4.3.2.7. σ_{zz} iletkenliğin günlük değişimi ($\theta = I^\circ$ ve $h_m F2 = 255$ km)

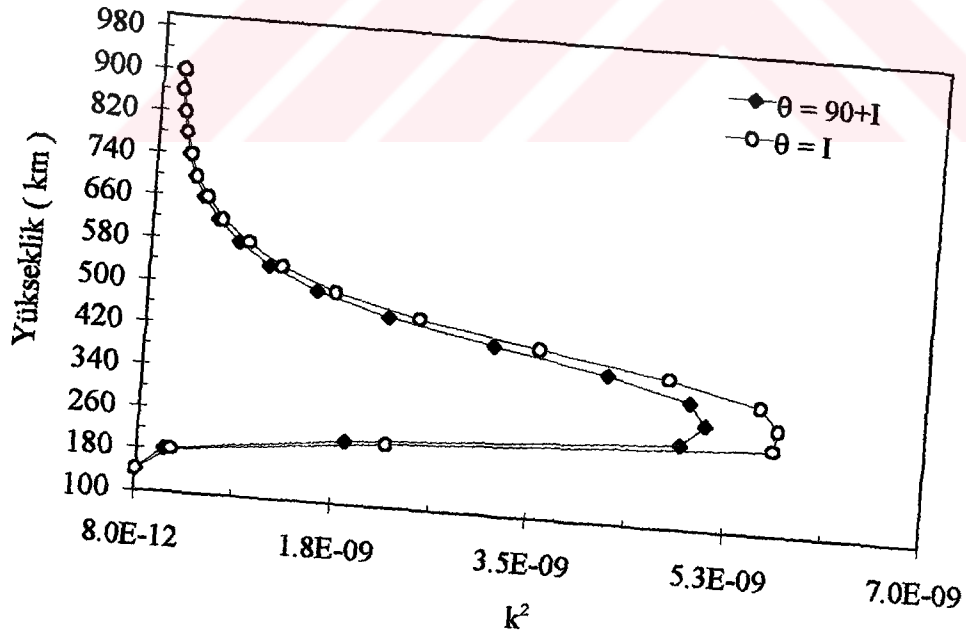
4.4. İyonküre Plazması İçindeki Düşük Frekanslı Dalgaların Enine ve Boyuna İlerlemesi

İyonküre plazması akışkan olarak düşünüldüğünde , plazma içerisindeki bütün parçacıkların dikkate alınması gerekir (Swanson, 1989). Bu durumda plazma içindeki parçacıklar iyonlar ve elektronlar olacaktır. Parçacıkların kendileriyle ve diğer tür parçacıklarla çarpışmalarının, plazmanın iletkenliğine ve ortamın ayrılma bağıntılarına etkisi olacaktır. Amacımız basıncın etkisini görmek olduğu için, çarpışmalar ihmal edilecektir. İyonküre plazması bir gaz gibi ele alındığında, akışkana parçacıkların sıcaklıklarından dolayı bir basınç kuvveti etki eder. Meydana gelen bu basınç, ortamdaki hem parçacıkların yoğunluğuna hem de sıcaklığına bağlıdır. Bu basınç terimi dalga vektörünü ve dalga ilerlemesi ile ilgili bütün plazma parametrelerini etkiler. Tamamen iyonlaşmış iyonküre plazması içindeki düşük frekanslı dalgaları elde etmek için, iki yaklaşım yapmak mümkündür. Bunlardan birincisi iyon ve elektrondan oluşan ayrılma bağıntısı içinde m_e / m_i mertebesindeki terimleri ihmal etmek, diğeri $\omega \rightarrow 0$ limit durumunu ayrılma bağıntısında kullanmaktır. Bu yaklaşım, plazma içinde Alfvén hızı ile ilerleyen bir dalga olduğunu gösterir(Ellis ve Southwood, 1983). Bu dalga frekansı 1-5 Hz arasında değişmektedir (Shvartsburg ve Stenflo, 1993) ve dalga frekansı genelde iyonun dönme frekansından çok küçüktür (Madala ve Kalluri, 1993).

Yukarıdaki yaklaşımlar kullanılarak (2.79) ve (2.84) bağıntılarına göre dalga iki kipi vardır. Burada yalnız pozitif kökler kullanılmıştır. Şekil (2.1) deki geometriye göre $\theta=90^\circ+I$ ve $\theta=I^\circ$ olursa, k ve B vektörleri birbirlerine paralel ve dik olur. Bu dalgaların saat 12 00 YZ için yükseklikle değişimi Şekil (4.4.1) de görüldüğü gibidir. Şekle göre, k^2 yükseklik azaldıkça hızlı bir şekilde artmakta, yaklaşık olarak 300 km civarında en büyük değerini almaktadır. Bu yükseklikten sonra dalga vektörünün karesinin değeri hızlı bir şekilde azalmaktadır. Boyuna ilerleme için k^2 nin yükseklikle aldığı değerler aynı şartlar için manyetik alana dik ilerlemedeki aldığı değerlerden daha küçüktür. Şekil (4.4.2) de aynı bağıntıların saat 24 00 YZ için yükseklikle değişimleri verilmiştir. Buna göre, k^2 nin yükseklikle değişimi saat 12 00 YZ daki değişime benzemekte ancak saat 12 00 YZ da aldığı değerlerden daha küçüktür.

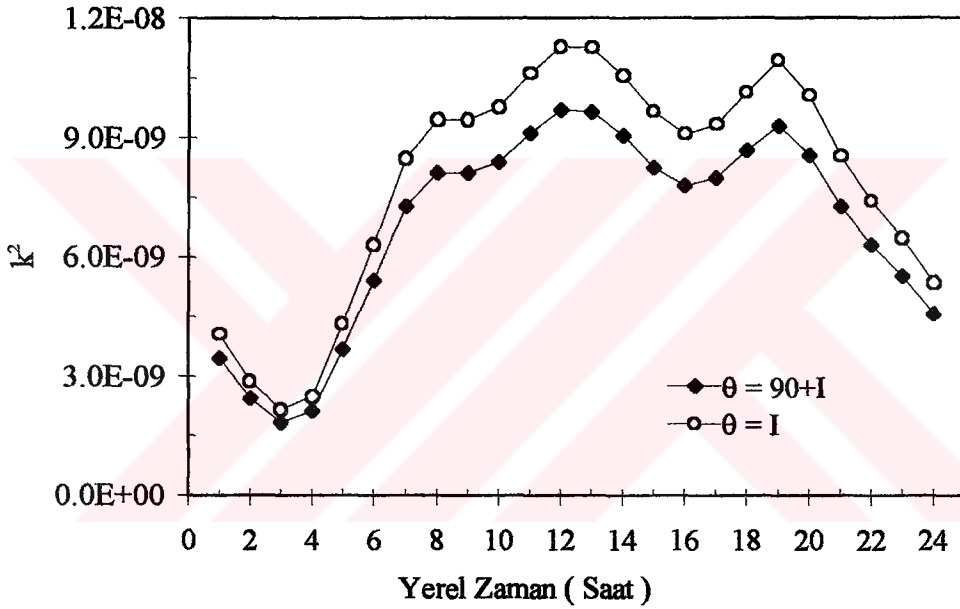


Şekil 4.4.1. Saat 12 00 YZ için k^2 nin yükseklikle değişimi ($\omega=31.4$ rad /sn, $\nu=0$)



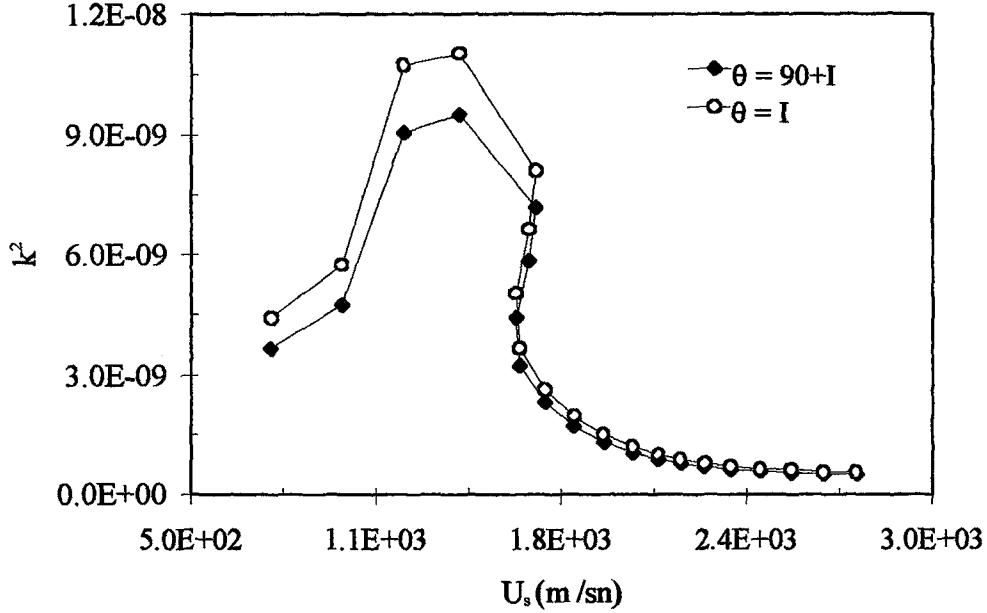
Şekil 4.4.2. Saat 24 00 YZ için k^2 nin yükseklikle değişimi ($\omega=31.4$ rad /sn, $\nu=0$)

Aynı bağıntılardaki k^2 nin günlük değişimi Şekil (4.4.3) deki gibidir. Bu şekle göre, boyuna ilerleme ve enine ilerlemenin günlük değişimi aynıdır. Her iki durum için k^2 sabah saat 03 00 YZ da en küçük değerini almakta bu saatten sonra günlük artmaktadır. Saat 01 00 YZ da ise k^2 ler en büyük değerlerini almaktadırlar. Saat 16.30 YZ da tekrar k^2 ler minimum olmakta saat 19 00 YZ da ise tekrar maksimum değerlerini almaktadırlar. Ancak enine ilerlemede k^2 nin yerel zamanla aldığı değerler boyuna ilerlemenin aldığı değerlerden daha büyük olmaktadır.



Şekil 4.4.3. k^2 nin günlük değişimi ($\omega=31.4$ rad/sn, $v=0$ ve $h_m F2=255$ km)

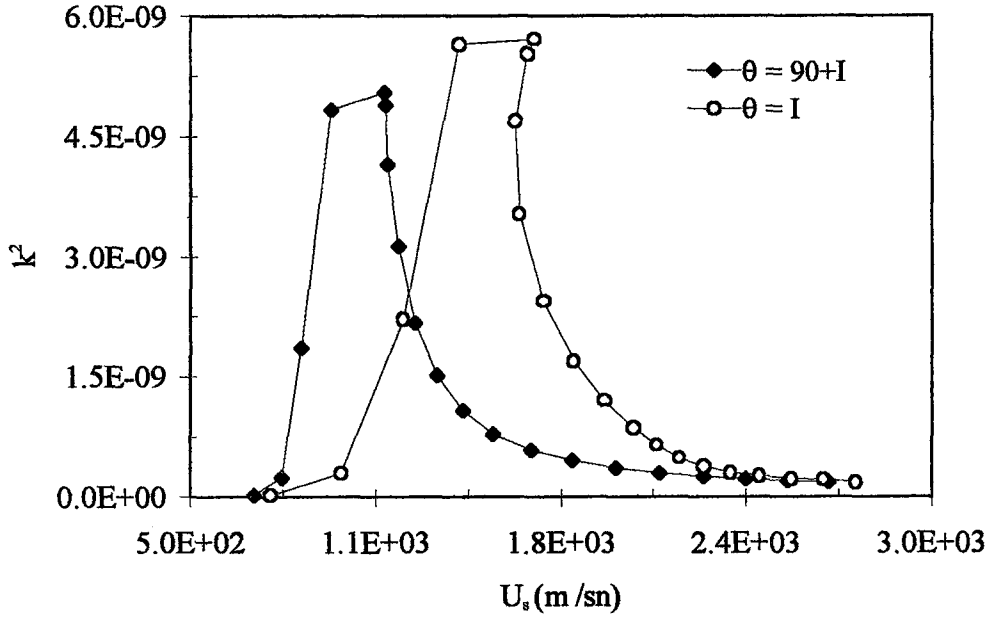
(2.79) ve (2.84) bağıntılarındaki k^2 nin saat 12 00 YZ için toplam adyabatik ses hızıyla değişimi Şekil (4.4.4) de verildiği gibidir. (2.52) ile verilen bağıntıdaki toplam adyabatik ses hızı artıkça k^2 nin değerleri de artmaktadır. Toplam adyabatik ses hızı yaklaşık olarak $1.45 \cdot 10^3$ (m /sn) olduğunda boyuna ve enine durum için elde edilen k^2 ifadelerinin değerleri en büyük değerlerini almaktadır. Adyabatik ses hızının bu değerinden sonra k^2 nin değerleri toplam adyabatik ses hızıyla ters orantılı olarak değişmektedir. Toplam adyabatik ses hızı artarken k^2 değerleri azalmaktadır. Ancak enine ilerlemedeki k^2 nin adyabatik ses hızıyla aldığı değerler boyuna ilerlemedeki k^2 nin değerlerinden daha büyüktür.



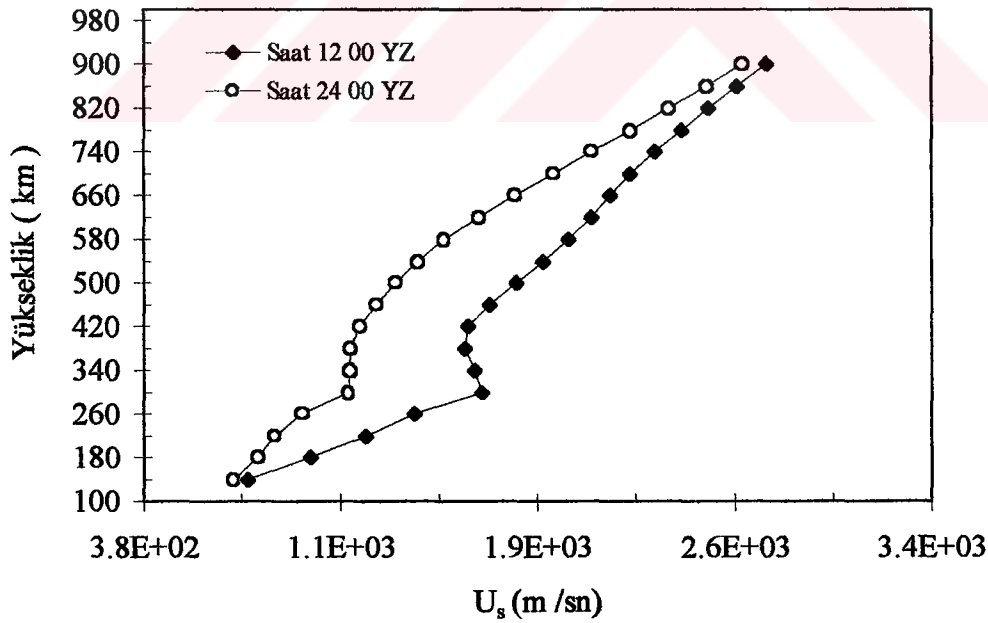
Şekil 4.4.4. Saat 12 00 YZ için k^2 nin toplam ses hızıyla değişimi ($\omega=31.4$ rad /sn, $v=0$)

Aynı bağıntılardaki k^2 nin saat 24 00 YZ için toplam adyabatik ses hızıyla değişimleri Şekil (4.4.5) de görülmektedir. Buna göre hem boyuna hem de enine ilerleme için k^2 nin değerleri toplam adyabatik ses hızıyla artmaktadır. Ancak boyuna ilerleme için bu artış, toplam adyabatik ses hızı yaklaşık olarak 8×10^2 (m /sn) olana kadar devam etmektedir. Bu k^2 nin boyuna ilerleme için aldığı en büyük değerdir. Bu değerden sonra toplam adyabatik ses hızının artmasıyla birlikte, k^2 hızla azalmaktadır. Aynı saatte enine ilerleme için de durum aynıdır. Ancak toplam adyabatik ses hızı yaklaşık olarak $1.45 \cdot 10^3$ (m /sn) olduğunda, k^2 maksimum değerini almaktadır. Enine ilerlemedeki toplam adyabatik ses hızına karşı k^2 nin aldığı her değer, boyuna ilerlemedeki değerlerden daha büyüktür.

(2.79) ve (2.84) bağıntılarındaki k^2 nin değerleri toplam adyabatik ses hızına bağlı olduğundan dolayı adyabatik ses hızının yükseklikle değişimi bilinmelidir. Toplam adyabatik ses hızının yükseklikle değişimi Şekil (4.4.6) da verildiği gibidir. Buna göre, yükseklik arttığında toplam adyabatik ses hızının değeri hem saat 12 00 YZ için hem de 24 00 YZ için artmaktadır. Adyabatik ses hızı her iki saat için 300 km yükseklikte en büyük değerini almaktadır. Ancak adyabatik ses hızının saat 12 00 YZ için yükseklikle aldığı değerler, saat 24 00 YZ için aldığı değerlerden daha büyüktür.



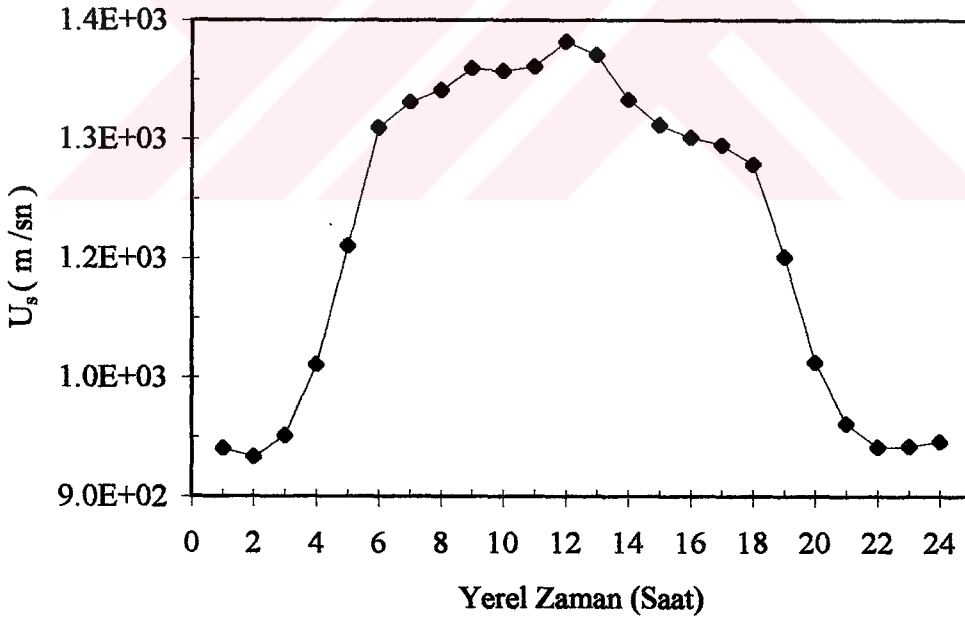
Şekil 4.4.5. Saat 24 00 YZ için k^2 nin toplam ses hızıyla değişimi ($\omega=31.4$ rad /sn, $v=0$)



Şekil 4.4.6. U_s nin yükseklikle değişimi ($\omega=31.4$ rad /sn, $v=0$)

Plazmanın toplam adyabatik ses hızının yerel zamanla aldığı değerler Şekil (4.4.7) de verilmiştir. Şekle göre, adyabatik ses hızı sabah saat 02 00 YZ ve akşam saat 22 00 YZ da en küçük değerini almaktadır. Saat 05 00 YZ-16 00 YZ arasında en büyük değerine ulaşmaktadır. Saat 12 00 YZ da maksimum yapmaktadır. Toplam adyabatik ses hızı iyon ve elektronun sıcaklığına bağlı bir plazma parametresidir.

Genel olarak adyabatik ses hızının yükseklikle değişimlerine bakıldığında yaklaşık 300 km civarında, günlük değişimlerine bakıldığında ise saat 12 00 YZ da en büyük değerini aldığı görülmektedir. İyonkürede elektron ve iyon yoğunluğunun en büyük olduğu yükseklik yaklaşık 300 km ve en büyük olduğu saat 12 00 YZ olduğu göz önüne alınırsa, bu değişimlerin yüklü parçacıkların yoğunluklarının değişimi ile uyumlu olduğu söylenebilir.



Şekil 4.4.7. U_s nin günlük değişimi ($\omega=31.4$ rad /sn, $v=0$ ve $h_m F2=255$ km)

4.5. MHD Dalgaları

4.5.1. $\theta=I$ Olması Durumu

Şekil (2.1) deki geometri kullanılarak yayılma vektörü ile manyetik alan arasındaki açının dik olması halinde, (2.101) ifadesinde k^2 sıfır değerini almaktadır, yani ortamın kırılma indisi de sıfır olur. Ortamın kırılma indisinin sıfır olması , o ortamda dalganın kesilime uğradığını gösterir (Chen, 1994). (2.104) ve (2.105) bağıntıları aynı $\theta = I$ şartında ise k^2 sonsuza gitmektedir. Bu durumda dalga rezonansa gider.

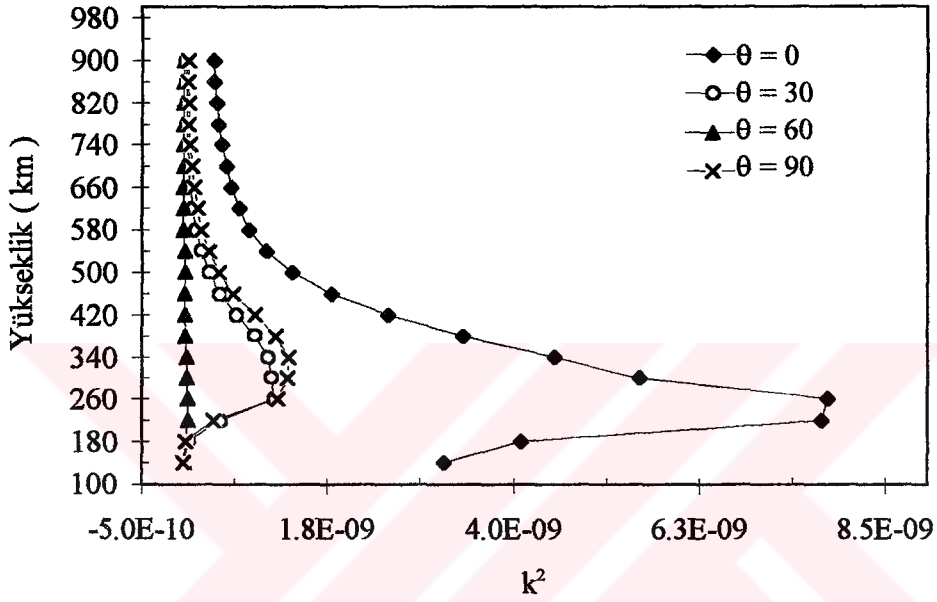
4.5.2. $\theta \neq I$ Olması Durumu

4.5.2.1. Saf Alfvén Dalganın Yükseklikle ve Günlük Değişimi

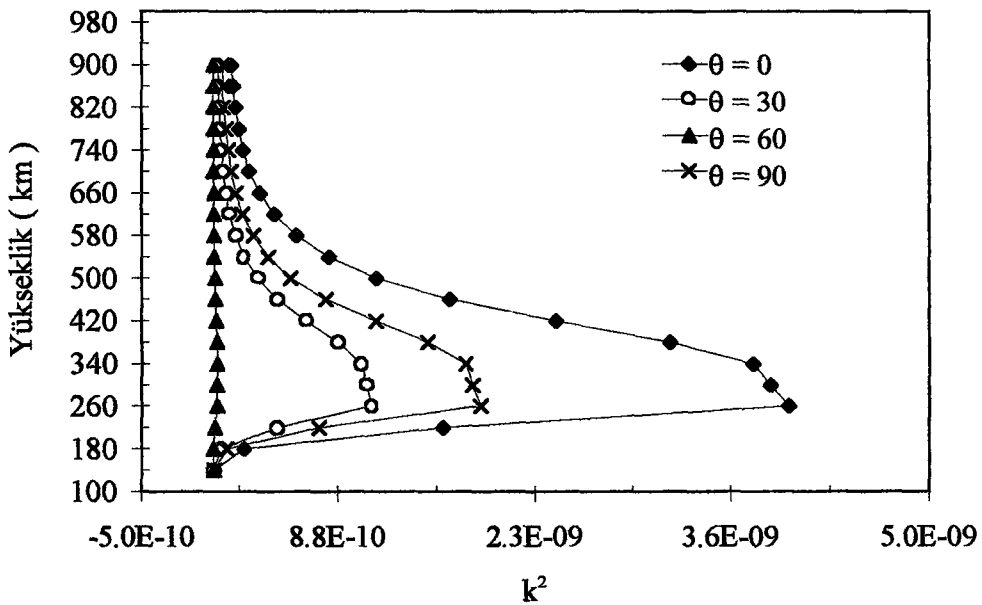
(2.101) bağıntısına göre, ilerleme vektörü plazma parametrelerinin yanısıra dalganın manyetik alan ile yaptığı açıya bağlıdır. Saat 12 00 YZ için açıya bağlı olarak k^2 nin yükseklikle değişimi Şekil (4.5.1) de verilmiştir. Bütün açılar için k^2 nin yükseklikle değişimi birbiriyle benzerdir. k^2 yükseklikle ters orantılı bir şekilde değişmektedir. En büyük değerini ise yaklaşık olarak 260-300 km arasında almaktadır ki, benzer sonuç Tepley ve Lundborg ve Thide, (1986) tarafından da verilmektedir. Yer 'in manyetik alanı ile dalganın yayılma vektörü arasındaki açı en küçük olduğunda k^2 en büyük değerini almaktadır. Bu durumda (2.92) bağıntısının açıya bağlı olan kısmı en büyük değeri almaktadır. $\theta=60^\circ$ olması halinde k^2 nin değerleri bütün yükseklikler için diğer açılara kıyasla daha küçük değerler almaktadır. k^2 nin günlük değişimi, elektron ve iyon yoğunluklarının günlük değişimine benzemektedir. k^2 nin benzer değişimi Duhau ve Louro, (1983); Brace ve Theis, (1981) da verilmektedir.

Aynı bağıntının (2.92) saat 24 00 YZ için yükseklikle değişimi Şekil (4.5.2) verildiği gibidir. Şekle göre, k^2 yükseklikle saat 12 00 YZ ile aynı değişimi göstermekte fakat saat 12 00 YZ a kıyasla daha küçük değer almaktadır. Yine $\theta=60^\circ$ olması halinde k^2 nin yükseklikle aldığı değerler diğer açılar için aldığı değerlerden daha küçüktür. Saat 24 00 YZ da k^2 nin aldığı değerlerin küçük olmasının nedeni (2.101) bağıntısında Alfvén

hızı içerisinde bulunan parçacık yoğunluğundan kaynaklanmaktadır. Saat 24 00 YZ daki parçacık yoğunluğu saat 12 00 YZ a göre daha küçüktür. Bu nedenle k^2 nin saat 24 00 YZ da aldığı değerler daha küçük olacaktır. $\theta=60^\circ$ için k^2 nin değişimi diğer açılara göre küçük olduğu için şekillerde görülememektedir.



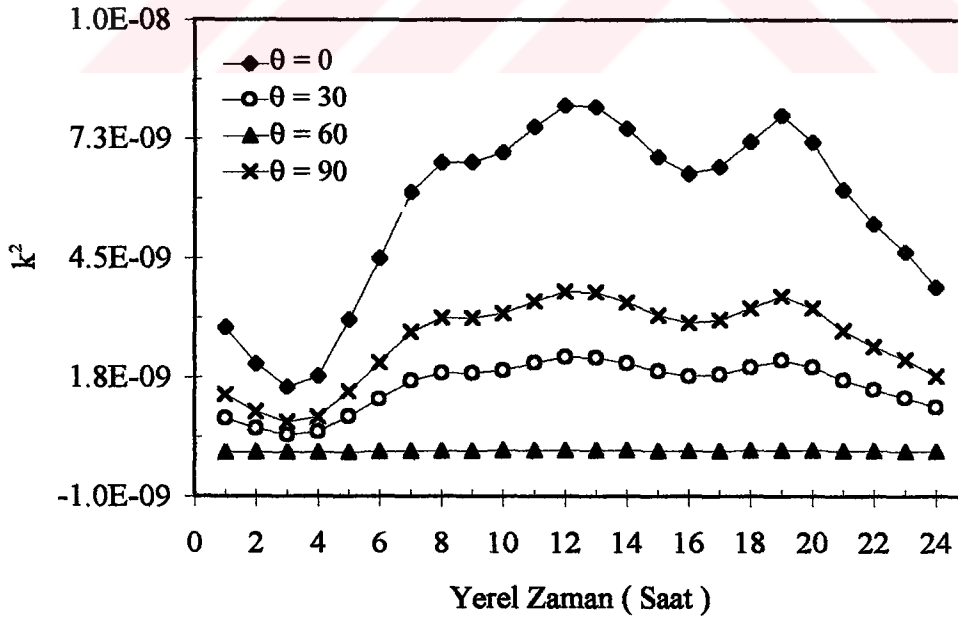
Şekil 4.5.1. Saat 12 00 YZ için k^2 nin yükseklikle değişimi ($\omega=31.4$ rad /sn, $v=0$)



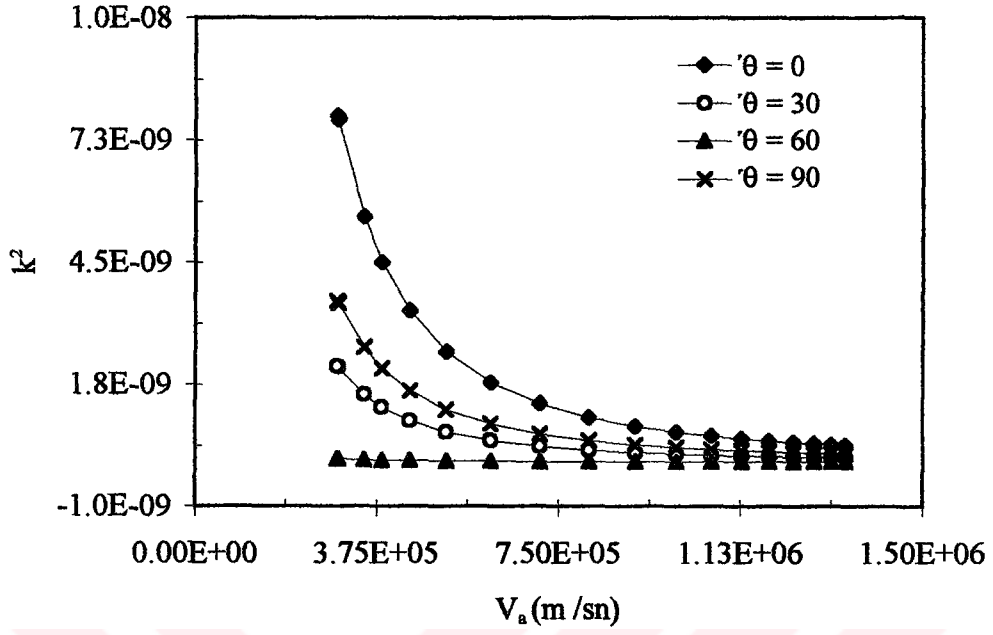
Şekil 4.5.2. Saat 24 00 YZ için k^2 nin yükseklikle değişimi ($\omega=31.4$ rad /sn, $v=0$)

Şekil (4.5.3) (2.101) bağıntısının açığa bağlı olarak günlük değişimini göstermektedir. Şekle göre, k^2 bütün açılar (0° , 30° , 60° , 90°) için 03 00 YZ da en küçük değerlerini almaktadır. Bu saatten sonra yerel zamanla k^2 artmaktadır. Saat 12 00 YZ da bütün açılar için k^2 en büyük değerine ulaşmaktadır. k^2 , bu saatten sonra azalmaya başlamaktadır. k^2 günlük olarak en büyük değerini $\theta = 0^\circ$ için, en küçük değerini $\theta = 60^\circ$ için almaktadır.

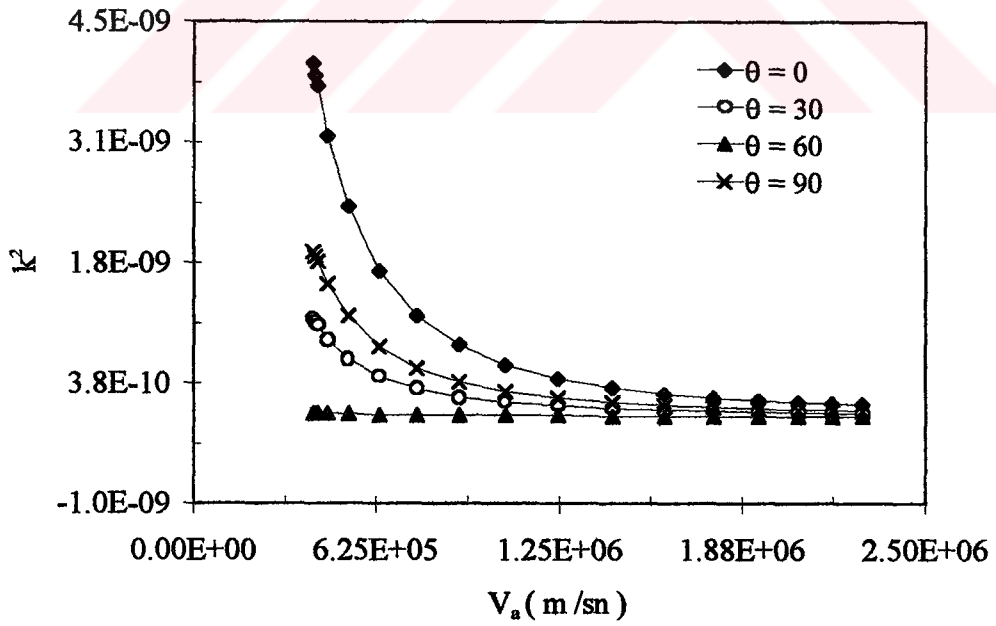
(2.101) bağıntısındaki k^2 nin saat 12 00-24 00 YZ için açığa bağlı olarak Alfvén hızıyla değişimi Şekil (4.5.4-4.5.5) de verildiği gibidir. Buna göre, k^2 bütün açılar için (0° , 30° , 60° , 90°) Alfvén hızı ile saat 12 00-24 00 YZ da, hız arttıkça k^2 değerleri küçülmektedir. Bu durum saat 24 00 YZ için de aynıdır. Ancak saat 12 00 YZ da k^2 nin aldığı değerler, saat 24 00 YZ da k^2 nin aldığı değerlerden daha büyüktür. Fakat $\theta = 60^\circ$ için k^2 nin aldığı değerler her iki yerel zaman içinde küçüktür. (2.92) bağıntısına dikkat edilecek olursa matematiksel olarak da k^2 , Alfvén hızıyla ters orantılıdır. Böylece iyonküre plazmasında k^2 nin Alfvén hızıyla aldığı değerleri, verileri doğrulamaktadır.



Şekil 4.5.3. k^2 nin günlük değişimi ($\omega=31.4$ rad /sn, $v=0$ ve $hmF2= 255$ km)



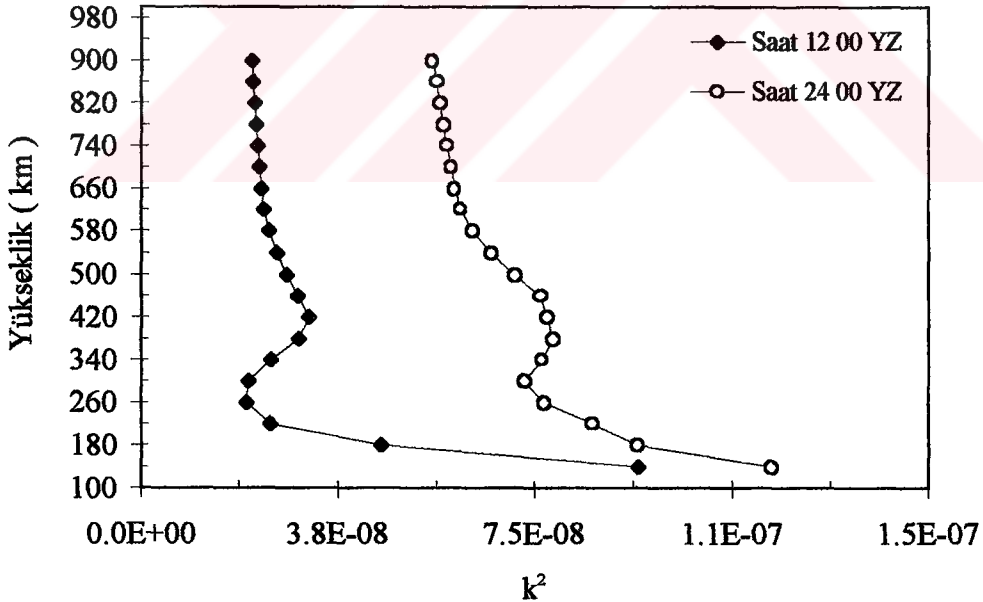
Şekil 4.5.4. Saat 12 00 YZ için k^2 nin Alfvén hızıyla değişimi ($\omega=31.4$ rad /sn, $\nu=0$)



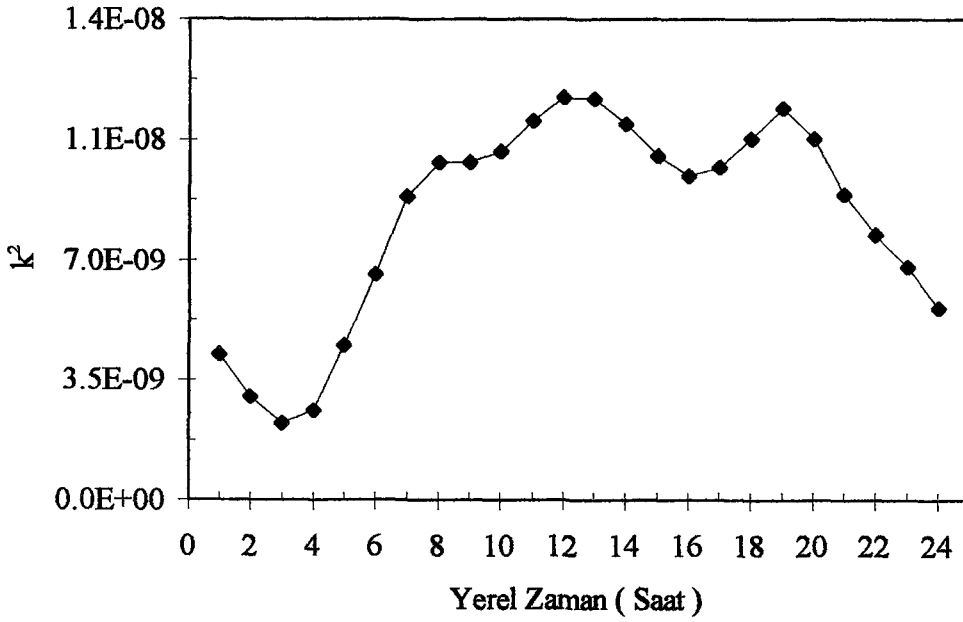
Şekil 4.5.5. Saat 24 00 YZ için k^2 nin Alfvén hızıyla değişimi ($\omega=31.4$ rad /sn, $\nu=0$)

(2.101) bağıntısında k ve B nin birbirlerine paralel olması halinde k^2 nin saat 12 00 YZ ve 24 00 YZ için yükseklikle değişimi Şekil (4.5.6) da verildiği gibidir. Buna göre, k^2 yaklaşık olarak 420 km ye kadar yükseklik arttıkça azalmaktadır. Bu yükseklikten sonra yükseklik azaldıkça artmaktadır. Saat 24 00 YZ için k^2 260 km civarında en büyük olurken, saat 12 00 YZ da en küçük olmaktadır. Ancak saat 24 00 YZ için k^2 nin yükseklikle aldığı değerler saat 12 00 YZ da aldığı değerlerden daha büyüktür.

Şekil (4.5.7) de (2.101) bağıntısındaki k^2 nin günlük değişimi verilmiştir. Şekle göre, saat 03 00 YZ da k^2 en küçük değerini almaktadır. Bu saatten sonra k^2 yerel zamanla artmaya devam etmektedir. Saat 12 00 YZ da k^2 en büyük değerini almaktadır. (2.101) bağıntısına dikkat edilirse boyuna ilerlemede k^2 nin aldığı değerler parçacık yoğunluğu ile doğru orantılıdır.



Şekil 4.5.6. Boyuna dalga için k^2 nin yükseklikle değişimi ($\omega=31.4$ rad /sn, $v=0$ ve $\theta=90^\circ+I$)



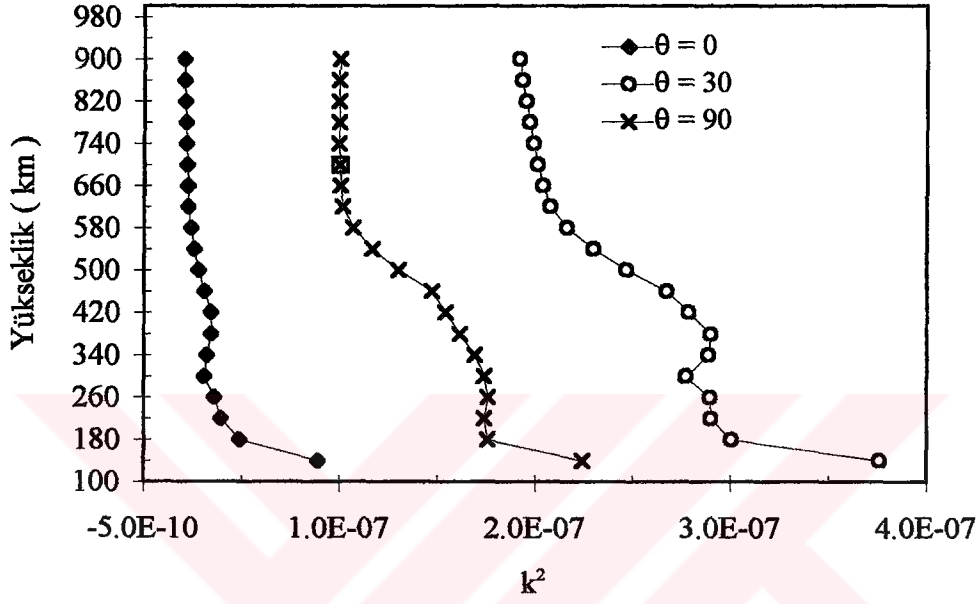
Şekil 4.5.7. k^2 nin günlük değişimi ($\omega=31.4$ rad /sn, $v=0$ ve $\theta=90^\circ+I$)

4.5.2.2 Yavaş ve Hızlı Alfvén Dalgasının Yükseklikle ve Günlük Değişimi

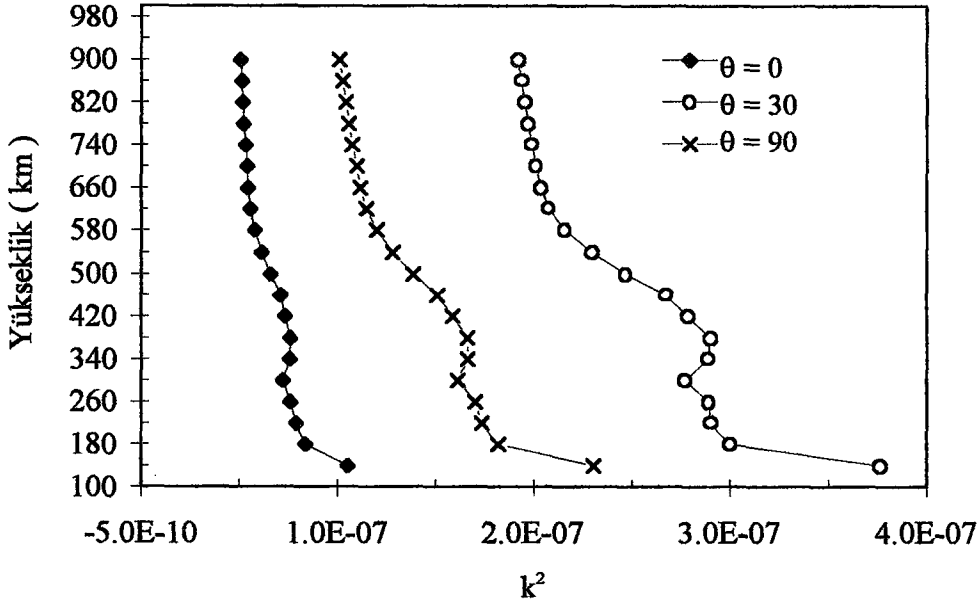
(2.104) ve (2.105) bağıntıları ile verilen Yavaş ve Hızlı Alfvén dalgalarıdır. Bağıntılardan anlaşılacağı gibi bu dalgalar, Alfvén hızına ve plazmanın toplam adyabatik ses hızına bağlı dalgalarlardır. Alfvén dalgalarının U ya bağlılığı Chawla, (1982) tarafindanda gösterilmiştir. Bu dalgaların enine ilerlemede ($\theta=I$) olması halinde her iki bağıntıdaki k^2 sonsuza gider. Boyuna ilerlemede ($\theta=90^\circ+I$) olması halinde, (2.104) bağıntısı saf Alfvén dalgasına dönüşür. Ancak (2.105) bağıntısında ise plazmanın adyabatik ses hızı ile ilerleyen bir dalga meydana gelir. Alfvén dalgası iyon parçacıkların yoğunluğuna bağlı olmasına rağmen plazma adyabatik ses hızı, hem elektron sıcaklığına hem de iyon sıcaklığına bağlı bir hızdır. Ayrıca plazmada adyabatik ses hızıyla hareket eden bir dalga boyuna ilerlemede manyetik alandan bağımsız olan bir dalgadır.

(2.104) bağıntısı ile verilen k^2 nin yükseklikle değişimi saat 12 00 YZ ve saat 24 00 YZ için Şekil (4.5.8-4.5.9) da verildiği gibidir. Buna göre, k^2 yükseklik azaldıkça artmaktadır. $\theta = 0^\circ$ için k^2 260 km ye kadar azalmakta bu yükseklikten sonra artmaktadır. Ancak $\theta=30^\circ$ ve 90° için k^2 , 580 km ye kadar azalmakta bu yükseklikten

sonra k^2 artmakta 300 km civarında en büyük değerine ulaşmaktadır. Saat 24 00 YZ da k^2 benzer değişimi göstermekte fakat 12 00 YZ a oranla daha küçük değerler almaktadır. Burada $\theta=60^\circ$ olması halinde değerler büyük olduğu için aynı şekilde gösterilememiştir.



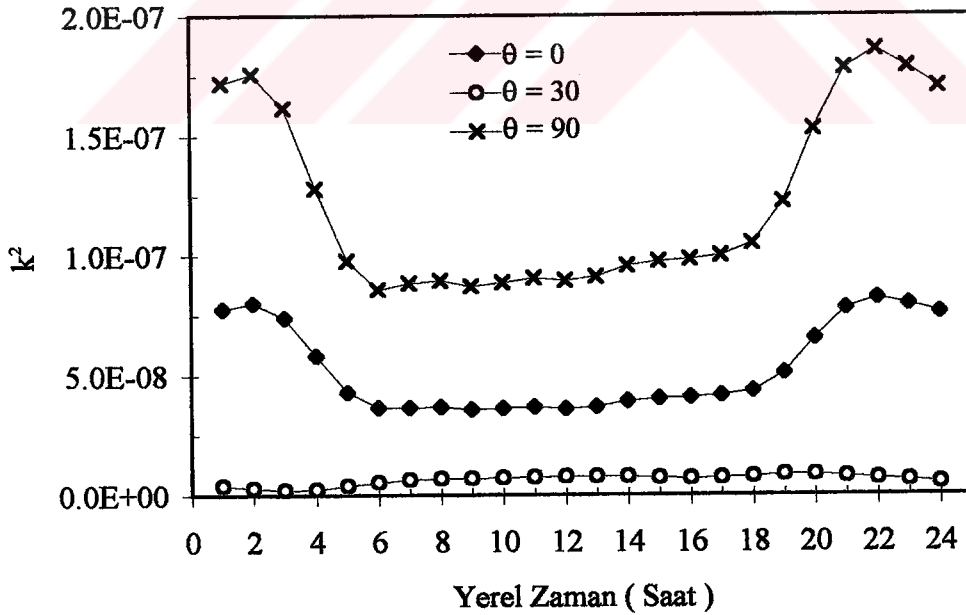
Şekil 4.5.8. Saat 12 00 YZ için k^2 nin yükseklikle değişimi ($\omega=31.4$ rad /sn, $\nu=0$)



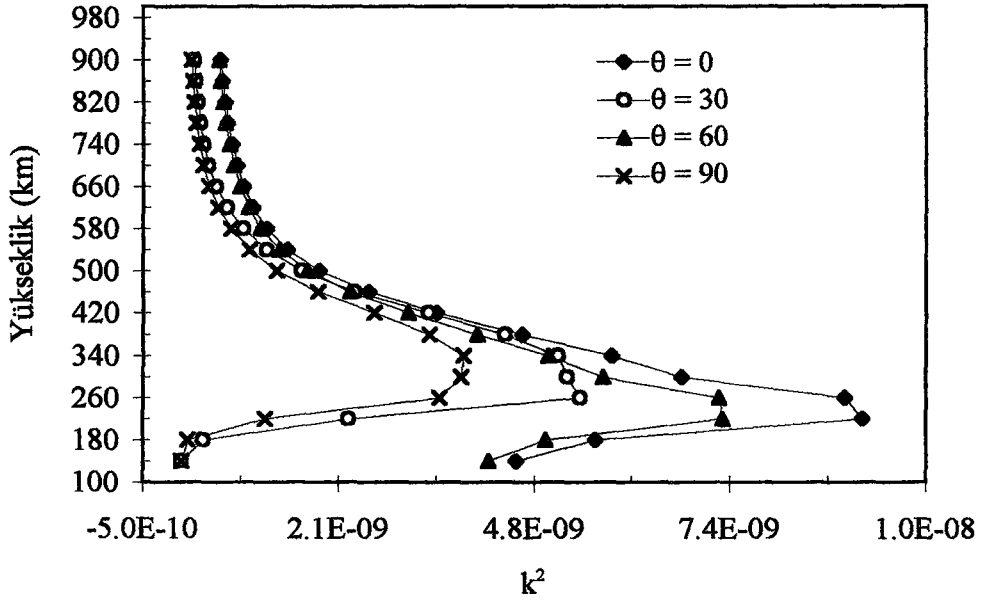
Şekil 4.5.9. Saat 24 00 YZ için k^2 nin yükseklikle değişimi ($\omega=31.4$ rad /sn, $\nu=0$)

Aynı bağıntının çeşitli açılar için günlük değişimi Şekil (4.5.10) da verilmiştir. Şekle göre, k^2 saat 03 00 YZ ve öğleden sonra saat 21 00 YZ da en büyük değerlerini almaktadırlar. Saat 06-18 00 YZ arasında k^2 en küçük olmaktadır. k^2 nin en küçük değerlerini aldığı açı $\theta=30^\circ$ iken, en büyük değerlerini aldığı açı $\theta=90^\circ$ olmaktadır. Burada k^2 $\theta=30^\circ$ için diğer açılara göre farklı değişim göstermektedir.

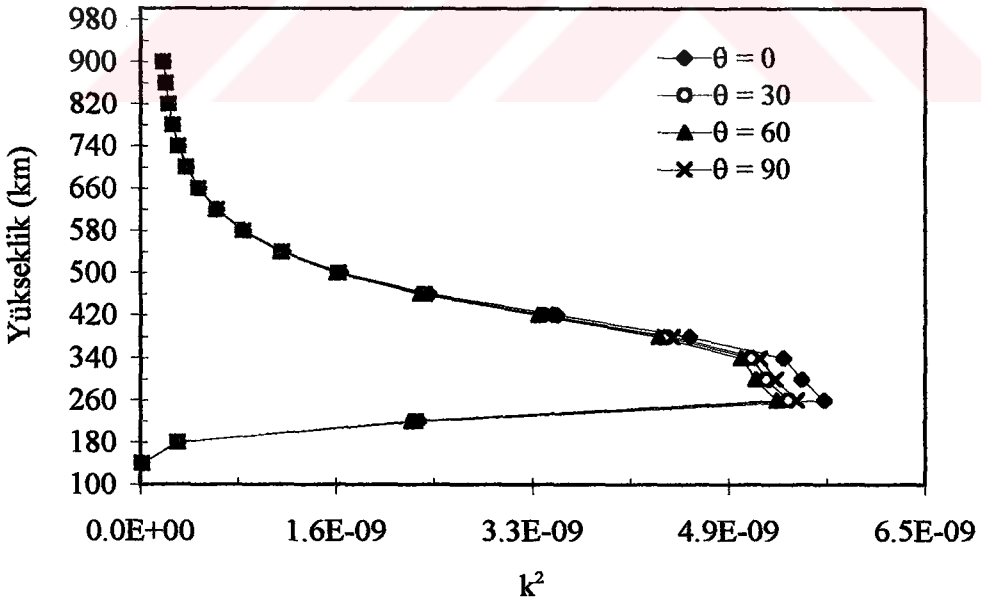
Çeşitli ($\theta=0^\circ, 30^\circ, 60^\circ, 90^\circ$) açılar için (2.105) bağıntısı ile hesaplanan k^2 nin saat 12 00-24 00 YZ daki yükseklikle değişimleri Şekil (4.5.11-4.5.12) de verildiği gibidir. Buna göre, saat 12 00 YZ da k^2 yükseklik azaldıkça, yakalaşık olarak 300 km ye kadar artmaktadır. Ancak bütün açılar için k^2 nin en büyük olduğu yükseklikler yaklaşık olarak 200-300 km arasında değişmektedir. Bu yüksekliklerinden sonra k^2 nin değerleri hızla azalmaktadır. Fakat k^2 nin en büyük olduğu açı $\theta=0^\circ$, en küçük olduğu açı ise $\theta=90^\circ$ dir. Saat 24 00 YZ için benzer değişimi göstermekte ancak saat 12 00 YZ a göre daha küçük değerler almaktadır.



Şekil 4.5.10. k^2 nin günlük değişimi ($\omega=31.4$ rad /sn, $v=0$ ve $h_m F2=255$ km)



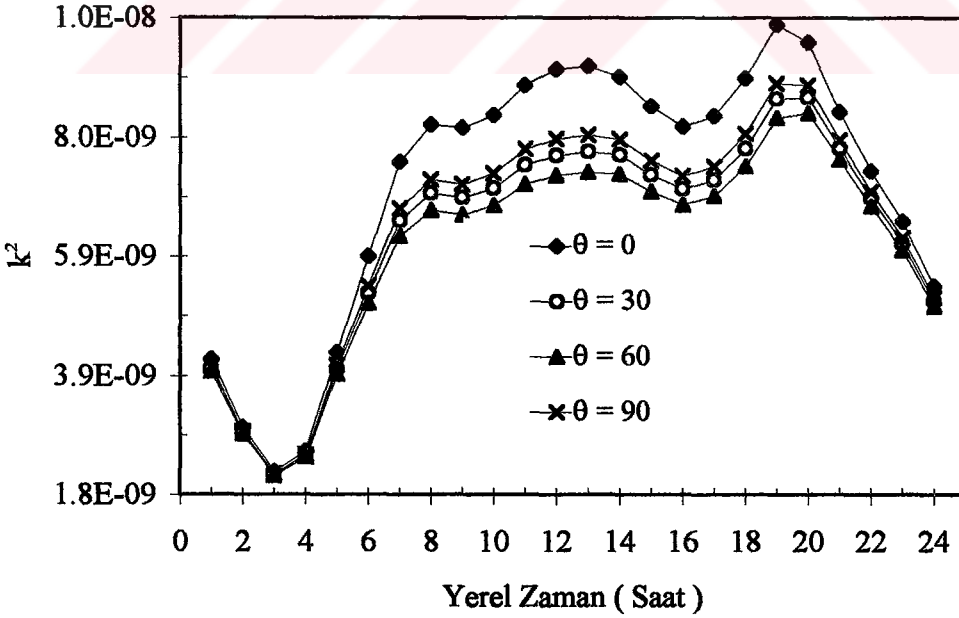
Şekil 4.5.11. Saat 12 00 YZ için k^2 nin yükseklikle değişimi ($\omega=31.4$ rad /sn, $v=0$)



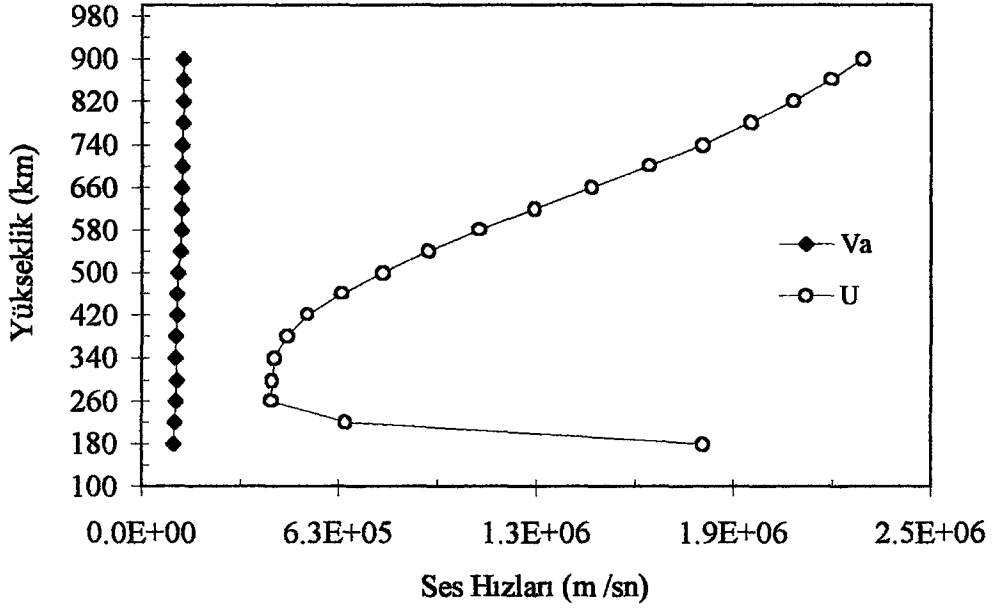
Şekil 4.5.12. Saat 24 00 YZ için k^2 nin yükseklikle değişimi ($\omega=31.4$ rad /sn, $v=0$)

Aynı bağıntıdaki k^2 nin aynı açılarda günlük değişimi Şekil (4.5.13) de verilmiştir. Buna göre, bütün açılar için k^2 saat 03 00 YZ da minumum değer almaktadır. Bu saatten sonra k^2 zamanla artmakta $\theta=0^\circ$ de k^2 saat 12 00 YZ sırasında en büyük değerine ulaşırken, $\theta=30^\circ, 60^\circ, 90^\circ$ deki açılarda k^2 en büyük değerini saat 21 00 YZ da almaktadır. Ancak $\theta = 0^\circ$ için k^2 nin gün boyunca aldığı değerler diğer açılardan daha büyük olmaktadır. k^2 en küçük değerlerini $\theta = 60^\circ$ olduğunda almaktadır.

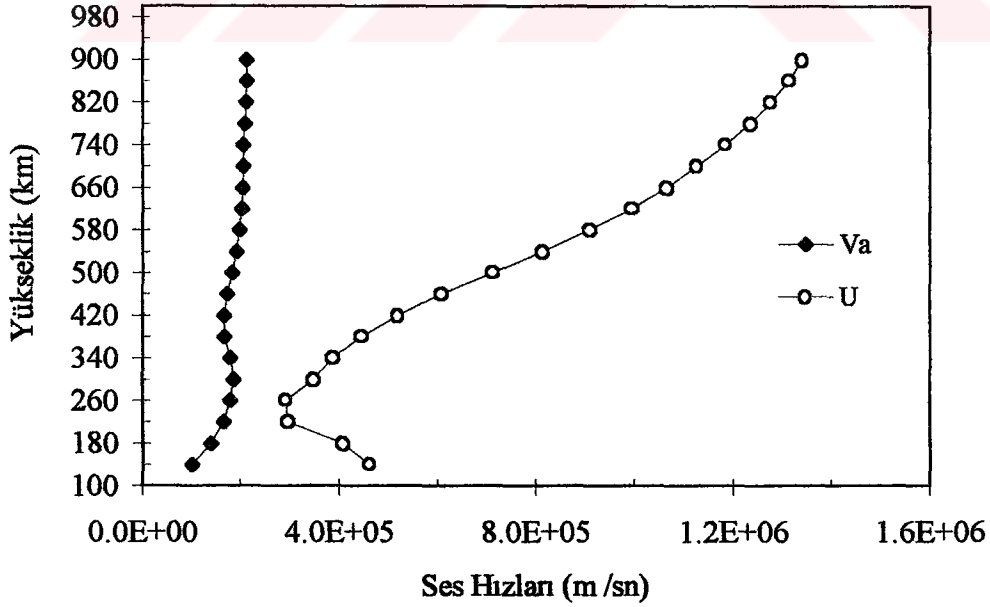
(2.104) ve (2.105) bağıntılarındaki k^2 düşük frekanslarda ortaya çıkan Alfvén dalgası ve plazmanın toplam adyabatik ses hızına bağlıdır. Bu hızların yükseklikle değişimleri Şekil (4.5.14-4.5.15) de olduğu gibidir. Şekillere göre ses hızları yükseklikle artmaktadır. Ancak Alfvén ses hızı yaklaşık saat 12 00- 24 00 YZ için değerleri hemen hemen sabit kalmaktadır. Plazmanın toplam adyabatik ses hızı ise her iki yerel zaman için yaklaşık 260 km yüksekliğe kadar azalmakta, bu yükseklikten sonra artmaktadır. Her iki yerel zaman için plazmanın toplam adyabatik ses hızı Alfvén hızından daha büyüktür. Ancak her iki hızında değeri saat 24 00 YZ da bütün yüksekliklerde küçülmüştür.



Şekil 4.5.13. k^2 nin günlük değişimi ($\omega=31.4$ rad /sn, $v=0$ ve $h_m F2=255$ km)

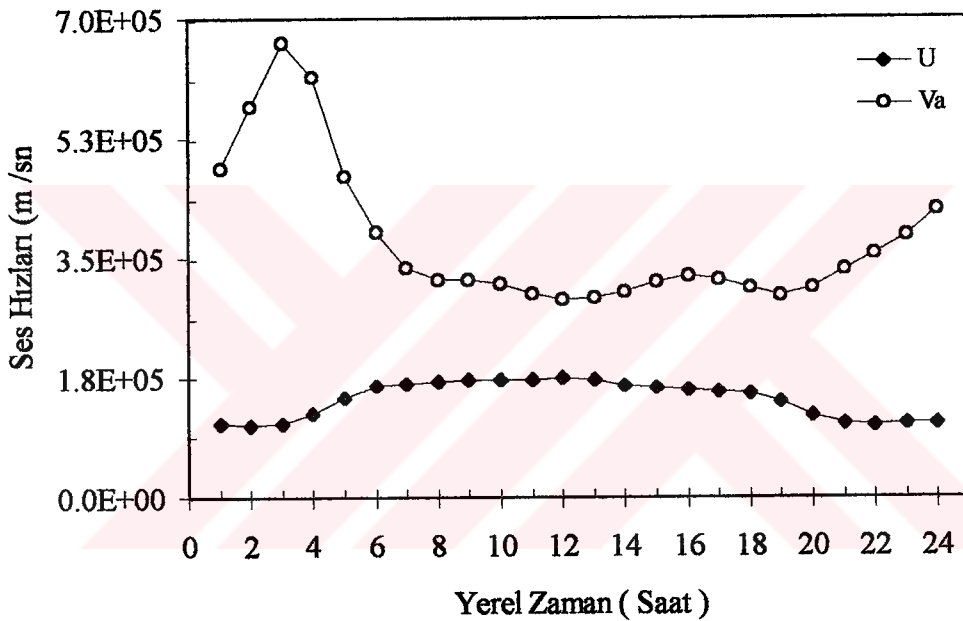


Şekil 4.5.14. Alfvén ve toplam plazma adyabatik ses hızlarının yükseklikle değişimi ($\omega=31.4$ rad /sn, $v=0$ ve saat 12 00 YZ)



Şekil 4.5.15. Alfvén ve toplam plazma adyabatik ses hızlarının yükseklikle değişimi ($\omega=31.4$ rad /sn, $v=0$ ve saat 24 00 YZ)

Şekil (4.5.16) da Alfvén ve plazmanın toplam adyabatik ses hızlarının günlük değişimini göstermektedir. Şekle göre, Alfvén ses hızı her saatte plazmanın toplam adyabatik ses hızından daha büyük değerler almaktadır. Alfvén hızı sabah saat 03 00 YZ da en büyük değerini alırken, bu saatte plazmanın toplam adyabatik ses hızı en küçük değerini almaktadır. Plazma toplam adyabatik ses hızı 04-16 00 YZ arasında en büyük değerini almaktadır. Aynı saatler arasında Alfvén hızı, en küçük değerlerini almaktadır.



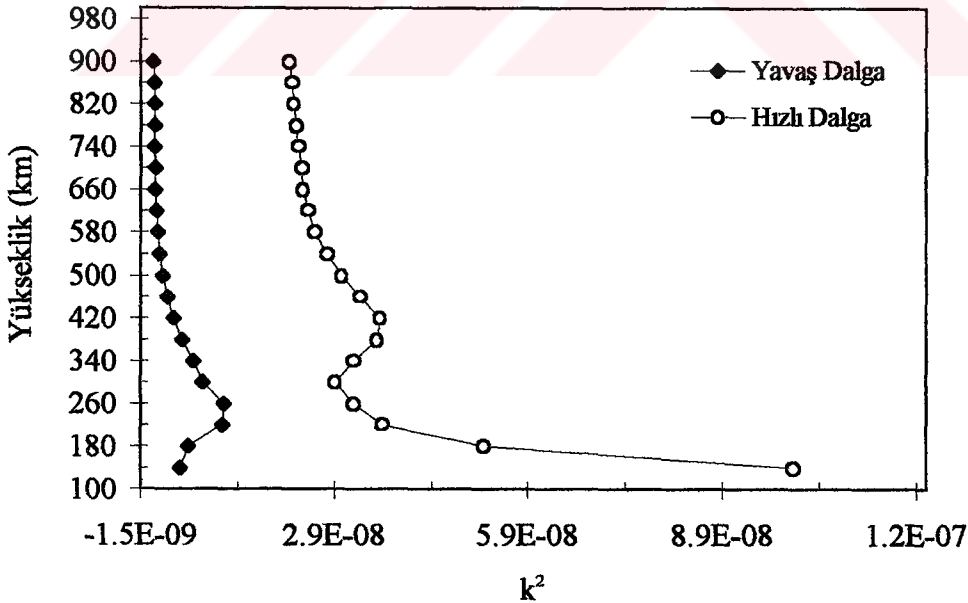
Şekil 4.5.16. Ses hızlarının günlük değişimi ($\omega=31.4$ rad /sn, $v=0$ ve $h_m F2=255$ km)

4.5.3. Manyetik Alan Boyunca Yavaş ve Hızlı Alfvén Dalgasının Yükseklikle ve Günlük Değişimi

Boyuna ilerlemede (2.107-2.108) bağıntılarında olduğu gibi Alfvén ve plazmanın, toplam adyabatik ses hızları ile ilerleyen iki dalga meydana gelmektedir. Bu bağıntılardan hesaplanan k^2 lerin yükseklikle değişimleri Şekil (4.5.17-4.5.18) de verildiği gibidir. Buna göre, k^2 saat 12 00 YZ için yükseklik 420 km olana kadar azalmaktadır. Bu yükseklikte hızlı Alfvén dalgası en büyük değerine ulaşmaktadır. Hızlı

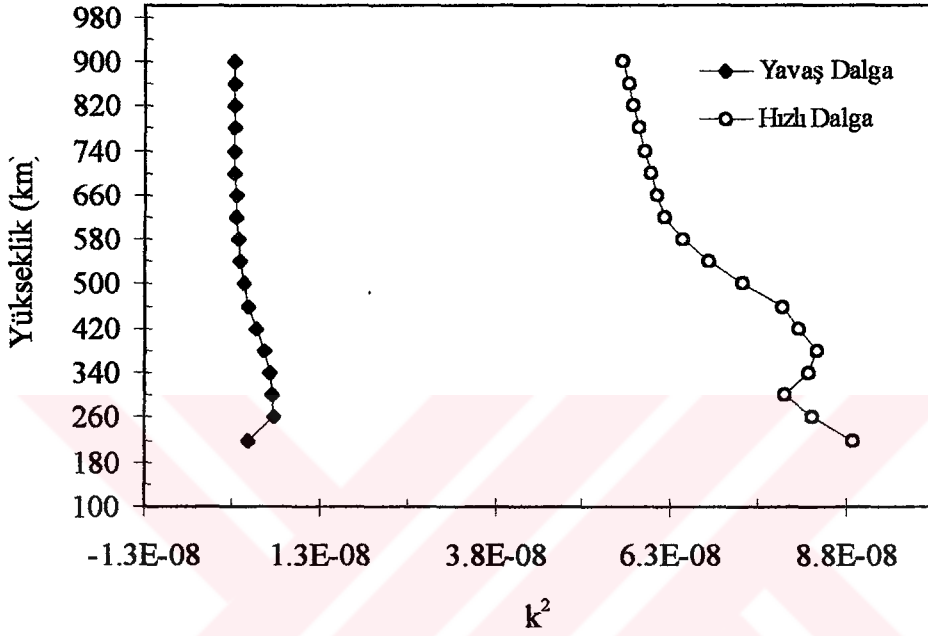
Alfvén dalgası yükseklik sonra 260 km ye kadar azalmakta bu yükseklikte en küçük değerini almaktadır. Yavaş Alfvén dalgası yine yükseklik arttıkça azalmakta 260 km civarında en büyük değerine ulaşmaktadır. Hızlı Alfvén dalgasının her yükseklikteki değeri yavaş Alfvén dalgasından daha büyüktür. (2.107-2.108) bağıntılarından elde edilen k^2 nin saat 24 00 YZ için yükseklikle değişimi Şekil (4.5.18) deki gibidir. Şekle göre, k^2 değerleri yükseklik 300 km olana kadar azalmaktadır. k^2 nin yükseklikle değişimi saat 12 00 YZ daki k^2 ile benzer değişim göstermektedir. Ancak k^2 nin saat 12 00 YZ ile aldığı değerlerden saat 24 00 YZ da aldığı değerler daha küçüktür. 260-300 km arasında her iki durumda k^2 bir maksimuma ulaşmıştır.

Bu bağıntılardan hesaplanan k^2 lerin Alfvén ve plazmanın, toplam adyabatik ses hızları ile değişimleri Şekil (4.5.19) ve Şekil (4.5.20) de verilmiştir. Bu şekillere göre, ses hızları büyüdükçe k^2 lerin değerleri küçülmektedir. Fakat Alfvén ses hızının değerleri plazmanın toplam adyabatik ses hızından büyük olduğundan Alfvén ses hızı k^2 yi büyötmektedir.

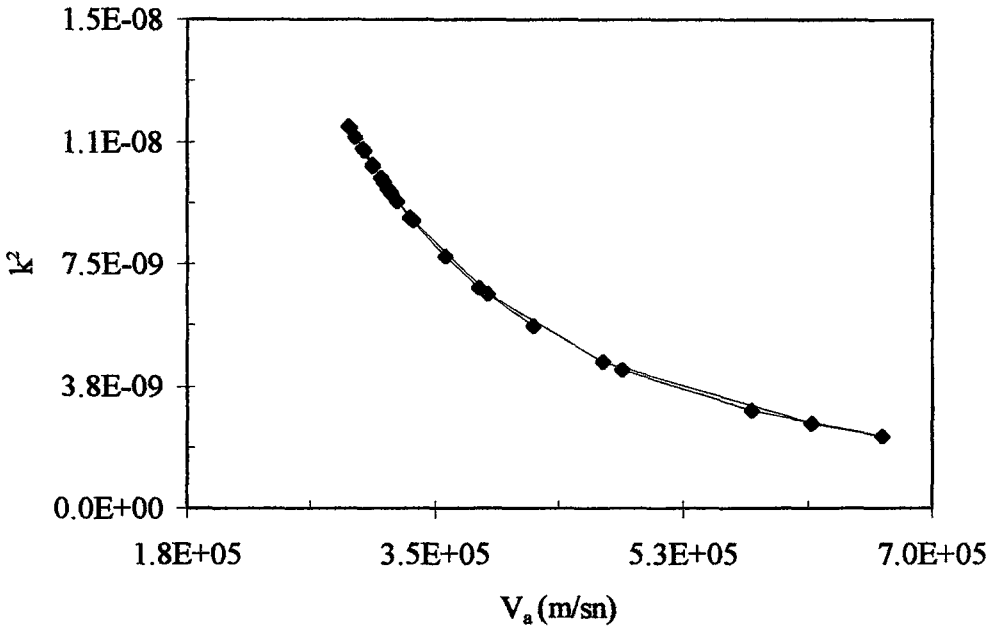


Şekil 4.5.17. Saat 12 00 YZ için k^2 nin yükseklikle değişimi ($\omega=31.4$ rad /sn, $\nu=0$)

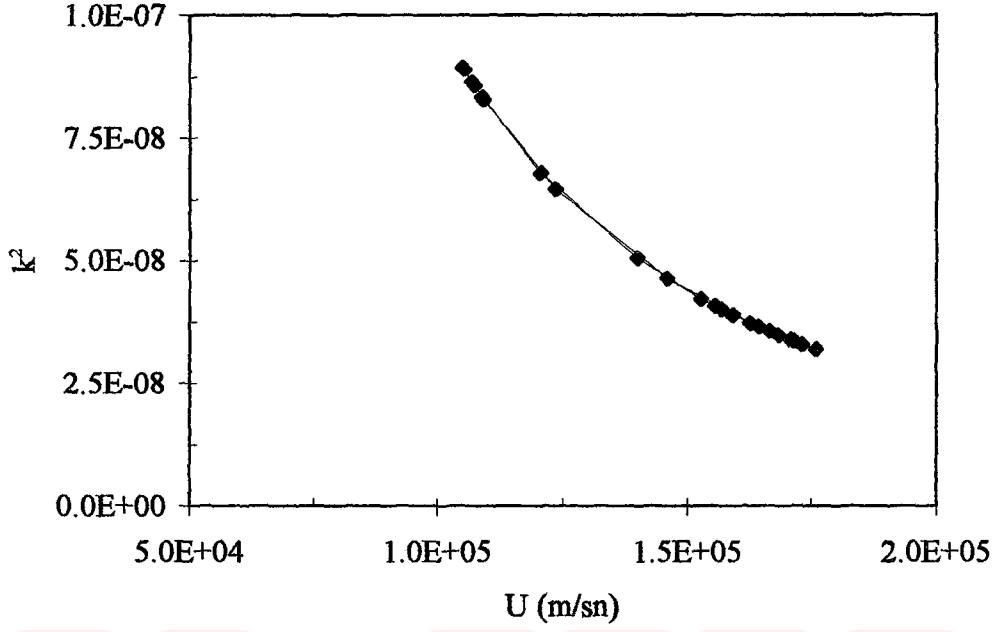
Aynı bağıntılardaki k^2 nin günlük değişimi Şekil (4.5.21) de verildiği gibidir. Buna göre, hızlı dalganın k^2 si saat 06- 18 00 YZ arasında en küçük, aynı saatler arasında yavaş dalganın k^2 si en büyük değer almaktadır. Hızlı dalganın k^2 si saat 21 00 YZ da en büyük yavaş dalganın k^2 ise en küçük olmaktadır.



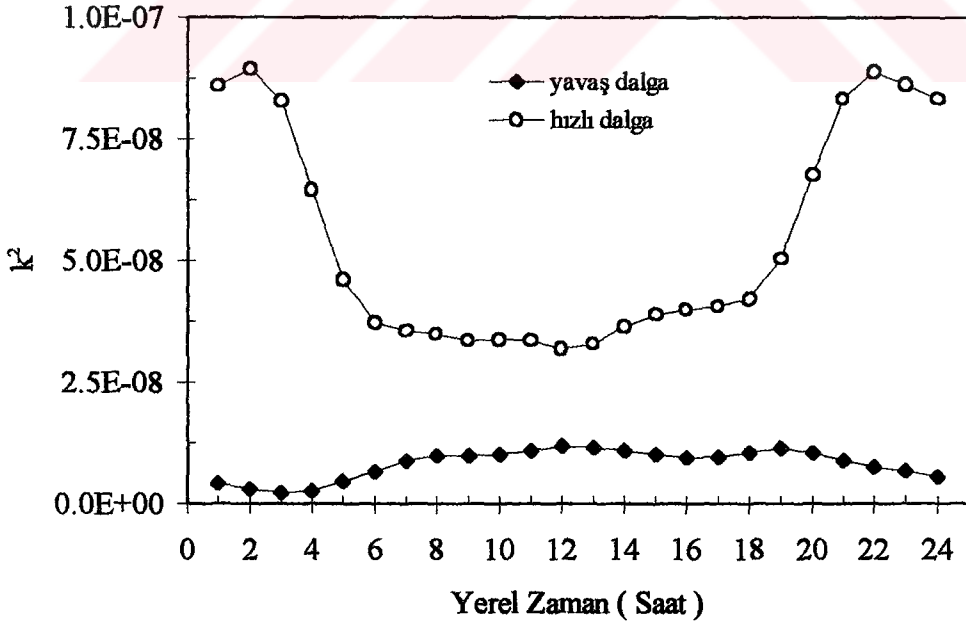
Şekil 4.5.18. Saat 24 00 YZ için k^2 nin yükseklikle değişimi ($\omega=31.4$ rad /sn, $\nu=0$)



Şekil 4.5.19. k^2 nin Alfvén hızıyla değişimi ($\omega=31.4$ rad /sn, $\nu=0$)



Şekil 4.5.20. k^2 nin plazmanın adyabatik ses hızıyla değişimi ($\omega=31.4 \text{ rad /sn}$, $\nu=0$)



Şekil 4.5.21. k^2 nin günlük değişimi ($\omega=31.4 \text{ rad /sn}$, $\nu=0$ ve $h_m F2=255 \text{ km}$)

4.6. Yüksek Frekanslı Dalgalar

Yüksek frekanslı dalgaların (HF) ayrılım bağıntılarını elde etmek için iyonların ortam içerisindeki hareketleri tamamıyla ihmal edilir (Swanson, 1989). Bu dalgaların frekansları 3-30 MHz arasında değişir.

İyonküre plazması içerisinde yüksek frekanslı dalgalar kesilime uğramalarının yanısıra, dalga rezonansa uğrayabilir. Yüksek frekanslı dalgalar iyonküre plazması içerisinde iki kola ayrılır. Bunlardan birisi manyetik alana bağlı olmayan Ordinari (O-Dalga) dalgadır (Anatani ve diğ, 1996). Diğeri ise, manyetik alana bağlı olan Ekstraordinari (X- Dalga) dalgadır (Heading, 1989; Prince ve Bostick, 1964).

4.6.1. Dalganın Yer 'in Manyetik Alanı Boyunca İlerlemesi

Eğer dalga manyetik alan ile aynı doğrultuda ilerliyorsa , Şekil (2.1) deki geometriye göre manyetik alan yayılma vektörüne paraleldir. Bu durumda ortamda iki tür dalga meydana gelir. Sağa ve sola kutuplanmış dalga olarak bilinen dalgalardır. Sola kutuplanmış dalga saat yönünde manyetik alan etrafında dönen dalgadır. Diğeri ise, saat yönünün zıt yönünde dönen dalgadır (Whitten ve Poppoff, 1971).

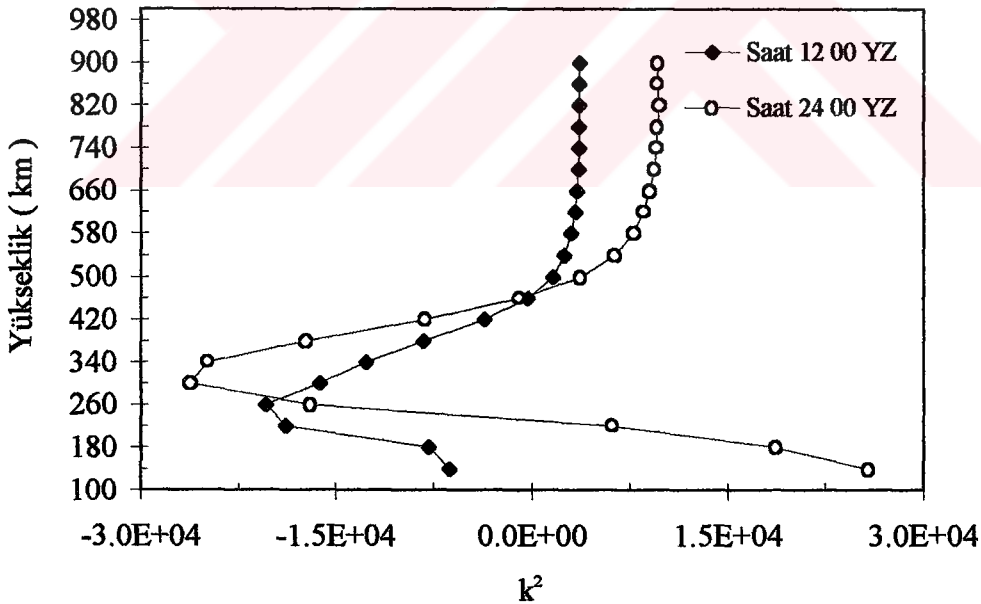
4.6.1.1. $U_e \neq 0$, $I=0$ Olması Halinde

Bu şartta sağa ve sola kutuplanmış dalganın yanısıra elektron dalgası meydana gelmektedir (Tanenbaum, 1967). Bu dalgalar (2.155) bağıntısı ve (2.156) bağıntılarında verilmiştir.

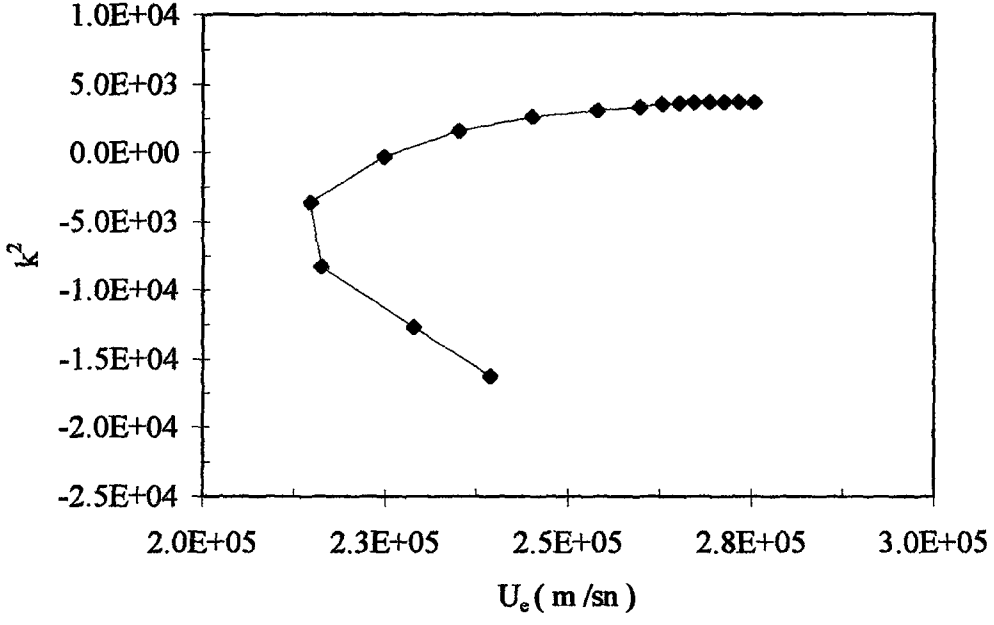
(2.155) bağıntısı kullanılarak hesaplanan k^2 nin yükseklikle değişimi Şekil (4.6.1) de verildiği gibidir. Şekle göre, elektron dalgası saat 12 00 YZ ve saat 24 00 YZ deki değişimleri benzerlik göstermektedir. Saat 12 00-24 00 YZ için k^2 yaklaşık olarak 460 km de sıfır olmaktadır. Yükseklik azaldıkça elektron dalgasının değeri azalmakta, 255-300 km arasında en küçük değerini almaktadır. k^2 yi en küçük yapan yükseklikten sonra, k^2 yükseklikle artmaktadır. k^2 yi sıfır yapan yükseklik elektron dalgası için bir ölçüdür.

(2.155) bağıntısına göre, k^2 nin sıfır olması ancak o yükseklikte plazma frekansının dalga frekansına eşit olması ile mümkündür. Fiziksel olarak k^2 nin sıfır olması dalgaanın kesilime uğradığını, negatif değer alması dalgaanın yansıdığını ve pozitif değer alması dalgaanın o ortam içinde ilerlediğini gösterir.

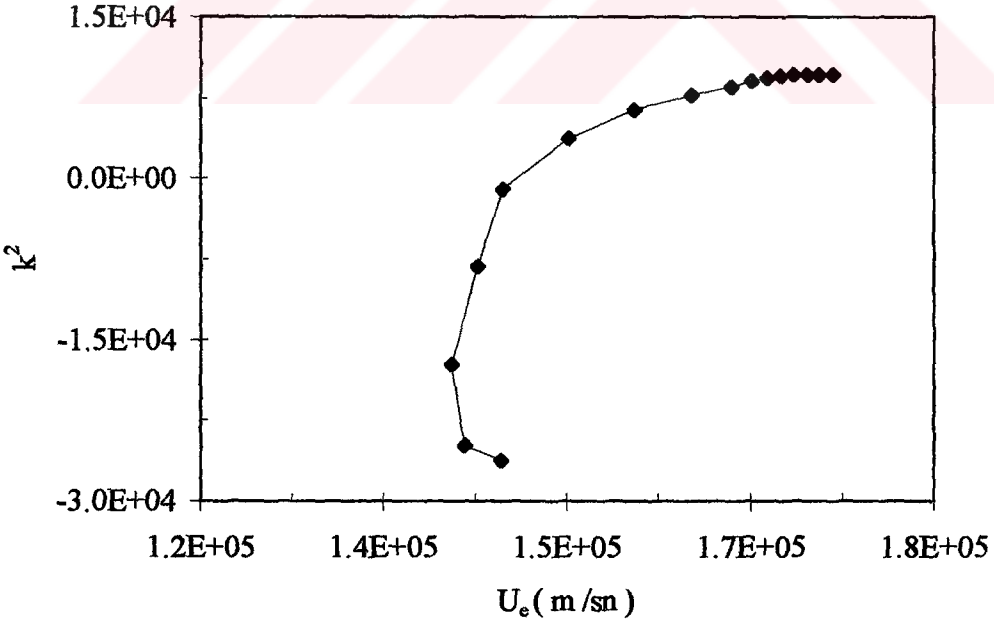
Aynı bağıntıdaki k^2 nin saat 12 00-24 00 YZ için elektron ses hızıyla değişimleri Şekil (4.6.2-4.6.3) de verildiği gibidir. Bunlara göre k^2 ses hızıyla azalmakta, elektron ses hızı yaklaşık olarak $2.3 \cdot 10^5$ (m /sn) olduğunda k^2 sıfır olmaktadır. Elektron ses hızının bu değerinden sonra k^2 negatif değerler almaktadır. Saat 24 00 YZ için benzer değişimi göstermekte ancak k^2 yi sıfır yapan elektron ses hızı değeri saat 12 00 YZ a kıyasla daha küçük 1×10^5 (m /sn) olmaktadır ve k^2 nin elektron ses hızıyla aldığı değerler saat 24 00 YZ için küçüktür. k^2 nin aldığı değerler de aynı yüksekliklere karşılık gelen değerlerdir.



Şekil 4.6.1. k^2 nin yükseklikle değişimi ($\omega=18.84 \cdot 10^6$ rad /sn, $v=0$)



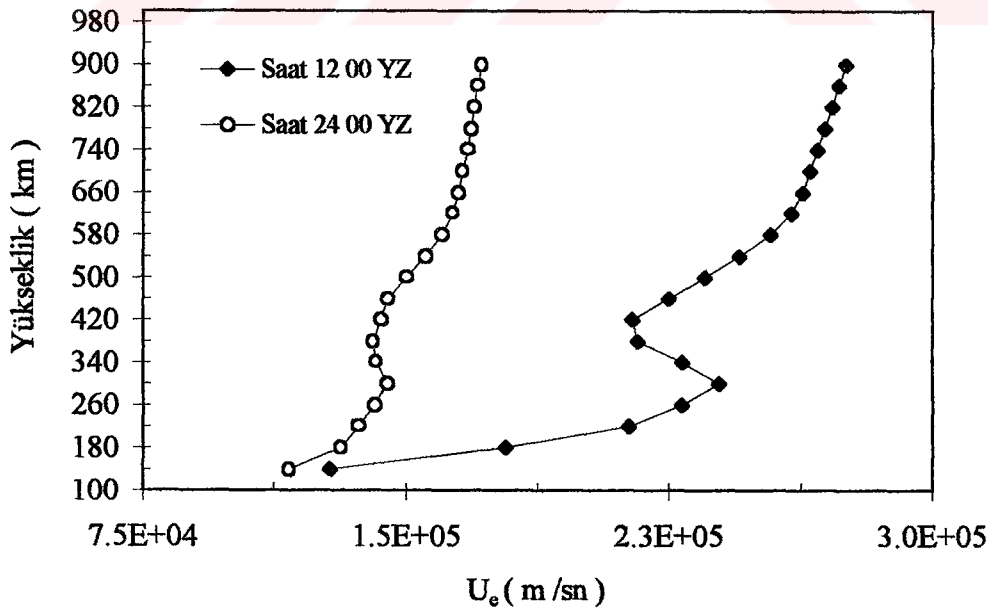
Şekil 4.6.2. Saat 12 00 YZ için k^2 nin elektron ses hızıyla değişimi ($\omega = 18.84 \cdot 10^6$ rad /sn)



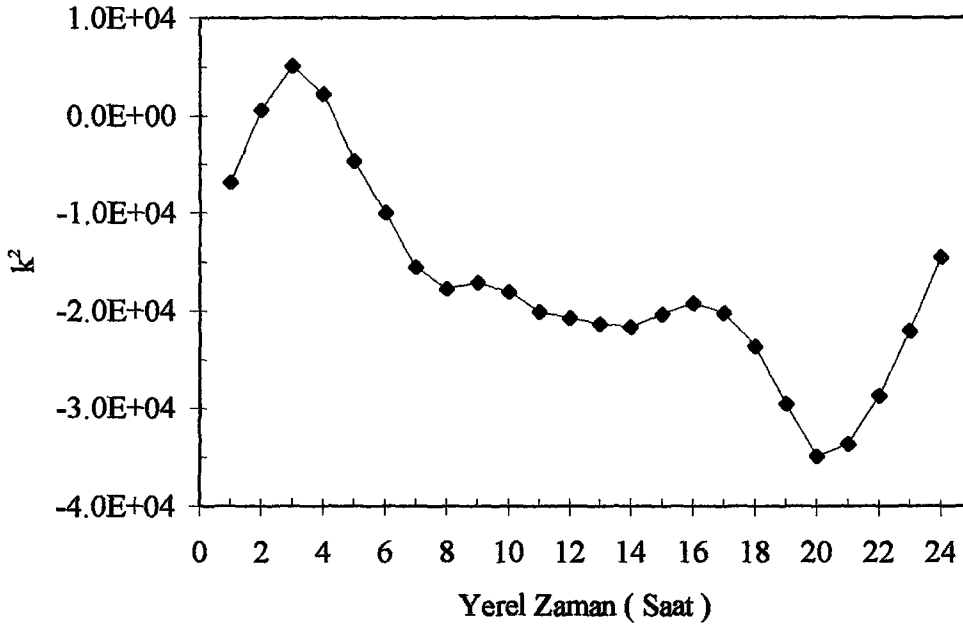
Şekil 4.6.3. Saat 24 00 YZ için k^2 nin elektron ses hızıyla değişimi ($\omega = 18.84 \cdot 10^6$ rad/sn)

(2.155) bağıntısındaki k^2 yi belirleyen parametre, elektron ses hızı ve plazma frekansıdır. Plazma frekansı parçacık yoğunluğuna, elektron ses hızı ise elektron sıcaklığına bağlıdır. Elektron ses hızının yükseklikle değişimi dolayısıyla elektron sıcaklığının yükseklikle değişimi ile doğrudan ilişkilidir. Elektronun ses hızının yükseklikle değişimi Şekil (4.6.4) de verildiği gibidir. Şekle göre, genel olarak yükseklik arttığında elektronun ses hızı da artmaktadır. Yaklaşık olarak 300 km civarında elektron ses hızı her iki yerel zaman için maksimum yapmaktadır. Fakat 12 00 YZ da elektron ses hızının aldığı değerler saat 24 00 YZ da aldığı değerlerden daha büyüktür.

(2.155) bağıntısından elde edilen k^2 nin günlük değişimi Şekil (4.6.5) deki gibidir. Şekle göre, k^2 saat 03 00 YZ da en büyük değerini almaktadır. Bu saatten sonra yerel zamanla k^2 azalmaktadır. Saat 22 00 YZ olduğunda k^2 en küçük değerini almaktadır. Saat 03 00 YZ dan sonra k^2 nin aldığı bütün değerler negatiftir. Bu sonuca göre (2.155) bağıntısında plazma frekansı ancak saat 01 00-03 00 YZ arasında dalga frekansından küçük, diğer yerel zamanlarda ise plazma frekansı dalga frekansından daha büyük değerler almaktadır.



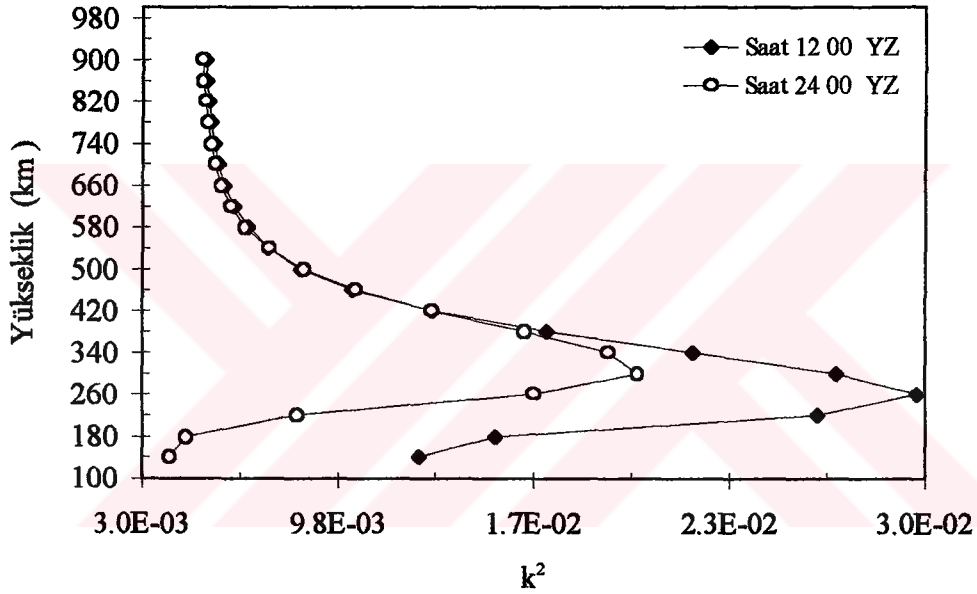
Şekil 4.6.4. Elektron ses hızının yükseklikle değişimi ($\omega=18.84 \cdot 10^6$ rad /sn, $\nu=0$)



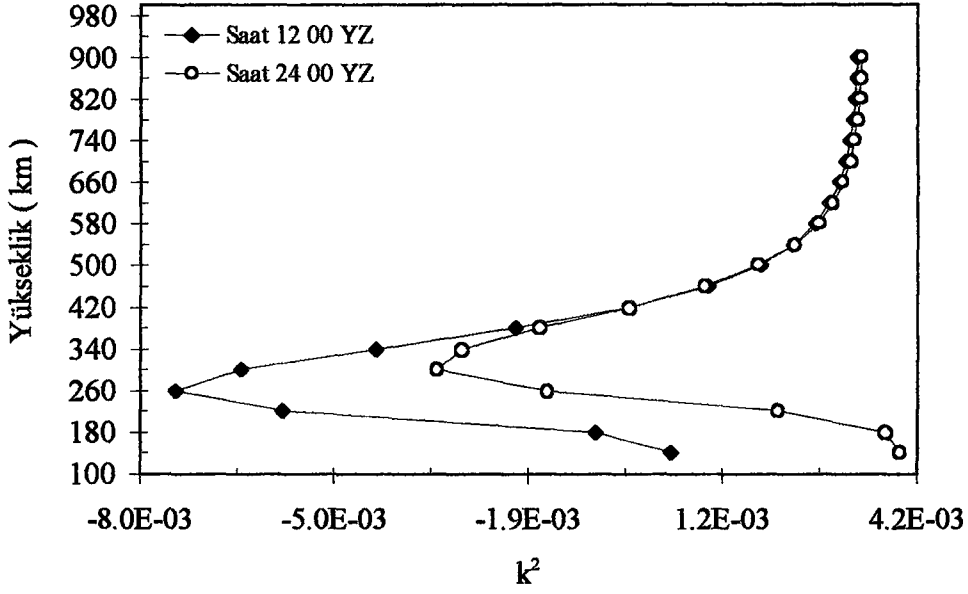
Şekil 4.6.5. k^2 nin günlük değişimi ($\omega=18.84 \cdot 10^6$ rad/sn, $v=0$ ve $h_m F2=255$ km)

(2.156) bağıntısından elde edilen k^2 nin yükseklikle değişimleri Şekil (4.6.6-4.4.7) de verilmiştir. Bu bağıntıda dalganın iki kipi vardır ve sıcaklıktan bağımsızdır. Dalganın birinci kipi sola kutuplanmış dalga, ikinci kip ise sağa kutuplanmış dalgadır. Sola kutuplanan dalganın yükseklikle değişimi Şekil (4.6.6) de verildiği gibidir. Buna göre, saat 12 00 -24 00 YZ da dalganın yükseklikle değişimi ters orantılıdır. Yükseklik arttıkça k^2 değeri azalırken, yükseklik azaldıkça k^2 değeri artmaktadır. Ancak sola kutuplanmış dalga için k^2 yi maksimum yapan yükseklikleri saat 12 00 -24 00 YZ da farklı olmaktadır. Bu yükseklikler saat 12 00 YZ da yaklaşık olarak 260 km de, saat 24 00 YZ da en büyük değer aldığı yükseklik 300 km dir. Bu yüksekliklerden sonra sola kutuplanmış dalganın k^2 değeri hızla azalmaktadır. Sağa kutuplanmış dalganın yükseklikle değişimi Şekil (4.6.7) de verilmiştir. Şekle göre, sağa kutuplanan dalganın k^2 değeri yükseklikle hızlı bir şekilde azalmaktadır. Yaklaşık olarak 440-460 km arasında sıfır olmaktadır. Bu yüksekliklerden sonra k^2 negatif değerler almaktadır. Saat 12 00 YZ da 260 km yükseklikte en küçük değer alırken, saat 24 00 YZ da 300 km yükseklikte minimum olmaktadır. (2.151) bağıntısındaki sola ve sağa kutuplanmış dalgaların yerel zamanla değişimleri Şekil (4.6.8) de verildiği gibidir. Buna göre sola kutuplanan dalga k^2 değeri yaklaşık olarak saat 03 00 YZ da en küçük değerini almaktadır. Sağa kutuplanan

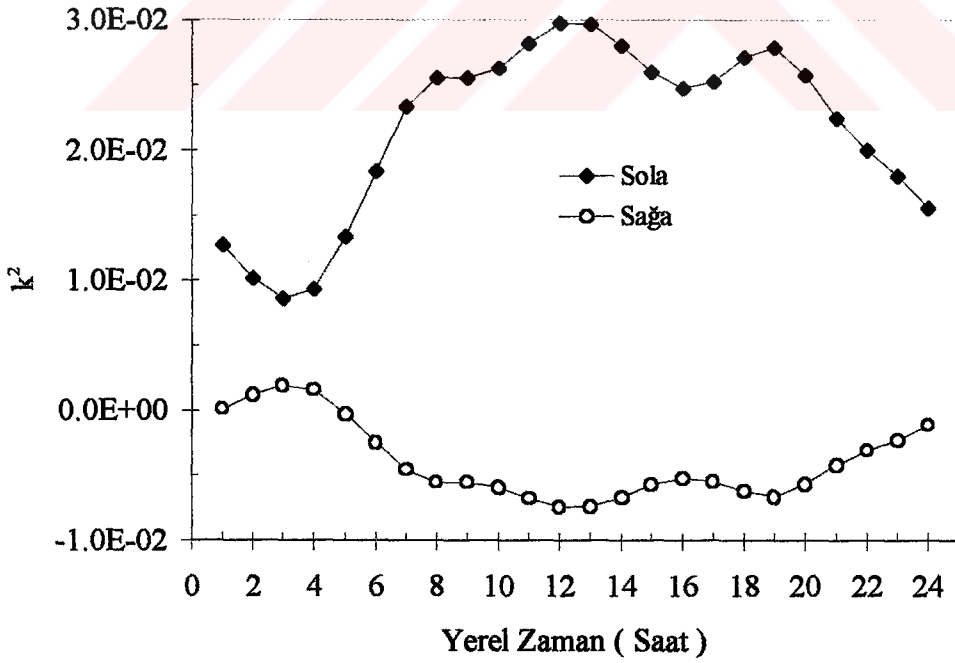
dalganın k^2 değeri aynı saatte en büyük değerini almaktadır. Ancak sağa kutuplanmış dalganın k^2 değerleri bu saatten sonra azalmakta ve değerleri negatiftir. Sola kutuplanmış dalganın k^2 değerleri ise bütün yerel zaman için pozitiftir. Sola kutuplanmış dalga saat 12 00 YZ da en büyük değerini almakta sağa kutuplanmış dalga ise bu saatte en küçük değerini almaktadır.



Şekil 4.6.6. Sola kutuplanmış dalganın yükseklikle değişimi ($\omega=18.84 \cdot 10^6$ rad/sn, $\theta=90^\circ+1$)



Şekil 4.6.7. Sağa kutuplanmış dalganın yükseklikle değişimi ($\omega=18.84 \cdot 10^6$ rad /sn, $\theta=90^\circ+I$)



Şekil 4.6.8. Sola ve sağa kutuplanmış dalganın günlük değişimi ($\omega=18.84 \cdot 10^6$ rad /sn, $\theta=90^\circ+I$)

4.6.2. Dalganın Yer'in Manyetik Alanına Dik İlerlemesi

Şekil (2.1) deki geometriye göre, k ile B yayılma vektörü $\theta = I$ olması halinde dik olmaktadır. Bu durumda her zaman iki dalga meydana gelmektedir. Bu dalgalar Ordinari ve Ekstraordinari dalgalar olarak bilinir (Chen, 1984).

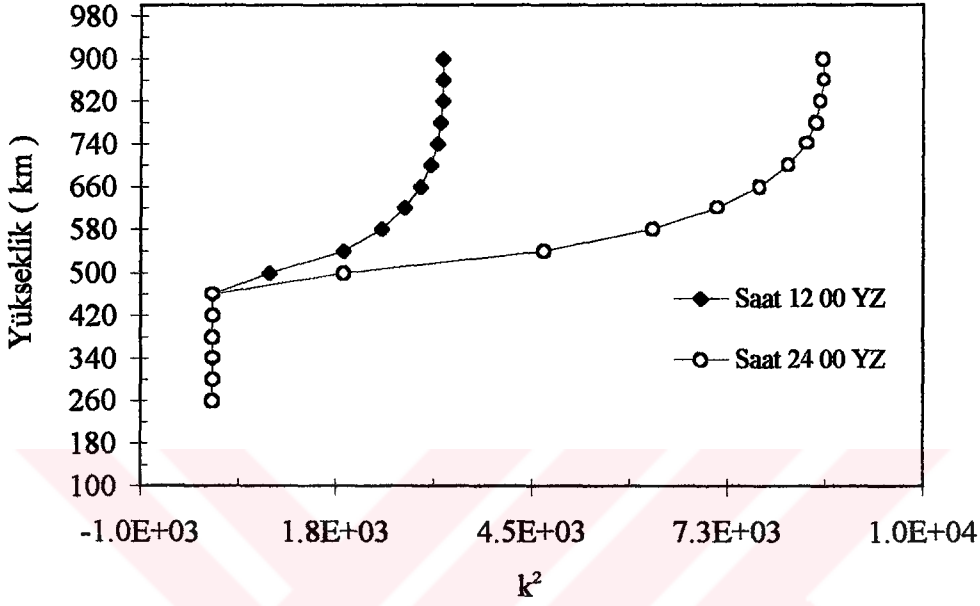
Ordinari dalga manyetik alandan bağımsız olan dalgadır. Extraordinari dalga ise hem manyetik alana hem de ses hızına bağlı dalgadır. Eğer ses hızı Ekstraordinari dalgada ihmal edilirse, Ekstraordinari dalga, yalnız dalga frekansına, manyetik alan ve plazma frekansına bağlı bir dalga olarak elde edilir.

4.6.2.1. $U_e \neq 0$, $I=0$ Olması Halinde

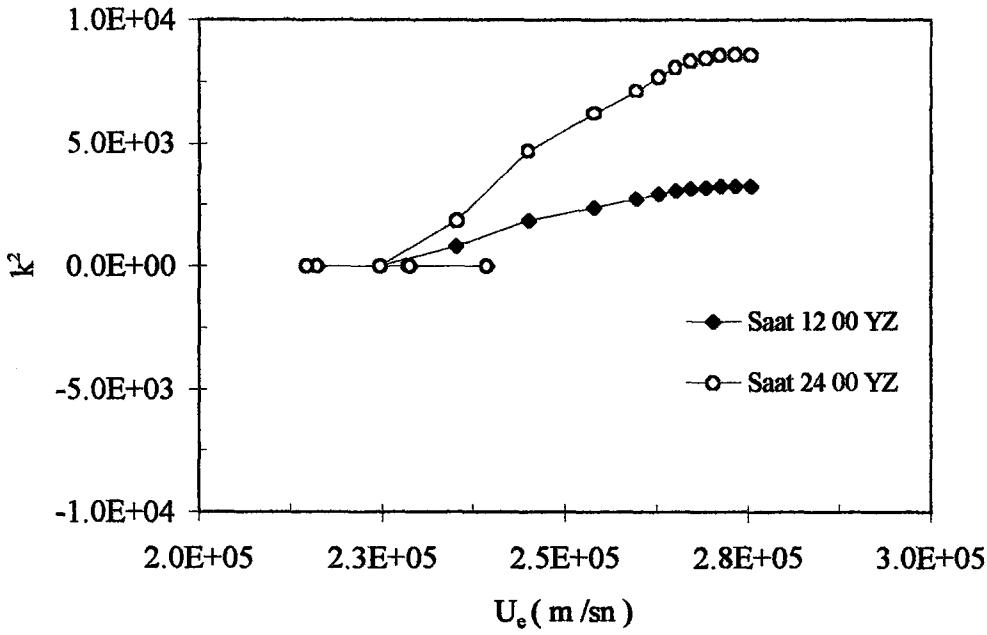
Yukarıdaki şartlar için Yer'in manyetik alanın yayılma vektörüne dik olması halinde (2.170) ve (2.171) bağıntılarında verildiği gibi üç dalga meydana gelmektedir. (2.162) bağıntısındaki dalga elektron ses hızından ve manyetik alandan bağımsız olan Şekil (2.1) deki geometriye göre y boyunca oluşan ordinari dalgadır. Bu dalga yalnız elektromanyetik dalganın frekansına ve ortamın plazma frekansına bağlı bir dalgadır. Eğer dalganın frekansı plazma frekansına eşit ise bu bağıntıya göre k^2 sıfır değerini alır. Bu elektromanyetik dalganın yansıma şartıdır. Dalga plazma frekansından büyük frekanslarda iyonküre plazmasında ilerler.

(2.171) bağıntısıyla verilen dalga ise ses hızına bağlı olmasının yanısıra plazma parametrelerine bağlı olan bir dalgadır. Bu dalganın pozitif kökünün saat 12 00 YZ ve saat 24 00 YZ için yükseklikle değişimi Şekil (4.6.9) da verildiği gibidir. Şekle göre k^2 her iki yerel zaman için yaklaşık olarak 460 km de sıfır olmaktadır. Bu yükseklikten küçük yüksekliklerde k^2 negatif değerler almakta, bu yükseklikten sonra pozitif değerler almakta, saat 24 00 YZ da k^2 nin yükseklikle aldığı değerler saat 12 00 YZ a göre aldığı değerlerden daha büyük olmaktadır. Aynı bağıntıdaki k^2 nin elektron ses hızıyla değişimi Şekil (4.6.10) da olduğu gibidir. Saat 12 00-24 00 YZ için elektron ses hızının yaklaşık olarak 4×10^5 (m/sn) olduğunda k^2 sıfır olmaktadır. Elektron ses hızının bu değerinden daha küçük değerlerinde ise k^2 negatif değerler almakta, bu değerden daha büyük

değerlerde k^2 pozitif değerler almaktadır. Ancak k^2 nin saat 24 00 YZ da aldığı değerler saat 12 00 YZ a kıyasla daha büyüktür.

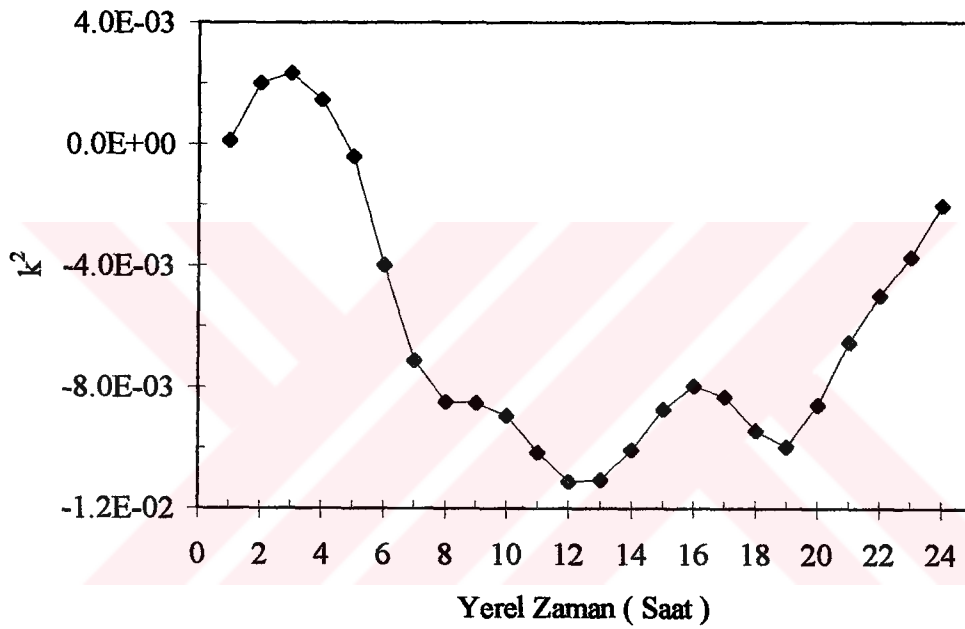


Şekil 4.6.9. k^2 nin yükseklikle değişimi ($\omega=18.84 \cdot 10^6$ rad /sn, $\theta=I$)



Şekil 4.6.10. k^2 nin elektron ses hızıyla değişimi ($\omega=18.84 \cdot 10^6$ rad /sn, $\theta=I$)

(2.171) bağıntısının pozitif kökünün günlük değişimi Şekil (4.6.11) de verildiği gibidir. Buna göre k^2 saat 03 00 YZ da en büyük olmakta, bu saatten sonra k^2 yerel zamanla küçülmektedir. Saat 12 00 YZ da en küçük değerini almakta, saat 16 00 YZ civarında bir maksimum, yaklaşık saat 19 00 YZ tekrar bir minimum yapmaktadır. k^2 saat 01-03 00 YZ arasında değerleri pozitif, bu saatten sonra ise negatif değerler almaktadır.



Şekil 4.6.11. k^2 nin günlük değişimi ($\omega=18.84 \cdot 10^6$ rad /sn, $\theta = I$)

Sonuç olarak, tamamen iyonlaşmış iyonküre plazmasında U_α faktörü iletkenlikleri, hem yerel zamanla hemde yükseklikle büyüttüğü tespit edilmiştir. Genel olarak, düşük frekanslı dalgalar U_α faktöründen bağımsız, ancak yüksek frekanslı dalgaların ise U_α bağlı olduğu görüldü. Hesaplamalar sonucunda U_α terimi etki ettiği iletkenlik ve k^2 değerlerini hem yükseklikle hem de günlük olarak büyütmektedir.

5. KAYNAKLAR

Al'pert, Y. L., 1979, The Direction of The Group Velocity of Electromagnetic Waves In A Multicomponent Magneto-Active Plasma In The Frequency Range $0 < \omega \rightarrow \infty^*$. **J. Atmos. Terr. Phys.**, **42**, 205-216.

Al'pert, Y. L., 1980, On Elements of The Dielectric Tensor The Refractive Indices n_{12} and Attenuation Factors k_{12} of a Magnetically Active Collisional Plasma., **J. Atmos. Terr. Phys.**, **42**, 217-226.

Anatani, S.N., Kaup, D.J. and Rao, N.N., 1996, Excitation of Upper Hybrid Waves From Ordinary-mode Electromagnetic Waves via Density Gradient In The Ionosphere., **J. Geophys Res.**, **101**, A12, 27,035-27, 041.

Aydoğdu, M., Özcan, O., 1991, Electric Conductivities of The Topside Ionospheric Plasma Over Turkey., **Turkish J. of Physics.**, **15**, 1-9.

Aydoğdu, M., Özcan, O., 1996, Effect of Magnetic Declination on Refractive Index and Wave Polarization Coefficients of Electromagnetic Waves In Mid-Latitude Ionosphere., **Indian J. of Radio & Space Physics.**, **25**, 263-270.

Aydoğdu, M., Özcan, O., 2001, The Possible Effects of The Magnetic Declination on The Wave Polarisation Coefficients at The Cutoff Point. **Progress In Electromagnetics Research**, **PIER 30**, 179-190.

Banks, P.M and Kockarts, G., 1973, **Aeronomy Part A And B.**, Academic Press, New-York and London.

Bhattacharjee, A. and Skiff, F., 1999 , Kinetic Eigenmode and Discrete Spectrum of Plasma Oscillations in A Weakly Collisional Plasma., **Physical Review Letters.**, **83**, 10.

Bochkarev, G.S., 1997, Influence of The Ionosphere Modified by Powerful Radiowaves on HF Radio Wave Propagation., **J. Atmos. Terr. Phys.**, **59**, 18, 2295-2304.

Booker, H.G., 1984, **Cold Plasma Waves.**, Department of Electrical Engineering And Computer Sciences University of California, San Diego, California.

Brace, L.H. Ve Theis, R.F., 1981, Global Empirical Models of Ionospheric Electron Temperature in The Upper F-Region and Plasmasphere Based on in Situ Measurements from The Atmosphere Explorer-C, ISIS-1 and ISIS-2 Satellites., **J. Atmos. Terr. Phys.**, **43**, 12, 1317-1343.

Budden, K.G., 1983, Approximations In Magnetoionic Theory. **J. Atmos. Terr. Phys.** **45**, 4, 213-218.

Budden, K.G. Ve Stott, G.F., 1980, Rays In Magneto-Ionic Theory-II., **J. Atmos. Terr. Phys.**, **42**, 791-800.

Budden, K.G., 1986, The Theory of Radio Windows in Ionosphere and Magnetosphere-II., **J. Atmos. Terr. Phys.**, **48**, 7, 633-641.

Campbell, W.H., Anderssen R.S., 1983, Conductivity of The Subcontinental Upper Mantle: An Analysis Using Quite-Day Geomagnetic Records of North America., **Journal of Geomagnetism and Geoelectricity.**, **35**, 367-382.

Campbell, W.H., Schiffmacher, E.R., 1988, Upper Mantle Electrical Conductivity for Seven Subcontinental Regions of The Earth., **Journal of Geomagnetism and Geoelectricity.**, **40**, 1387-1406.

Chawla, S.S., 1983, Propagation of Hydromagnetic Waves in a Rotating Plasma., **Plasma Physics.**, **25**, 5, 519-530.

Chen, F.F., 1984, **Introduction to Plasma Physics**, Plenum Press, New York And London.

Chen, L., 1999, Theory of Plasma Transport Induced by Low-Frequency Hydromagnetic Waves. **J. Geophys Res.**, **104**, A2, 2421-2427.

Cole, K.D, 1990, Electric Currents in F-Like Planetary Ionospheres., **Planet. Space Sci.** **38**, 10, 1327-1333.

Cole, K.D., 1971, Electrodynamic Heating and Movement of The Thermosphere. **Planet. Space Sci.**, **19**, 59, 75.

Dawson, J. and Oberman, C., 1962, High-Frequency Conductivity and The Emission and Absorption Coefficients of a Fully Ionized Plasma., **The Physics of Fluids.**, **5**, 5.

Dendy, R.O., 1990, **Plasma Dynamics**, Clarendon Press, Oxford.

Denton, M.H., Bailey, G.J., Su, Y.Z., Oya, K-I., Abe, T., 1999, High Altitude Observation of Electron Temperature And A Possible North-South Asymmetry. **J. Atmos. and SolarTerr. Phys.**, **61**, 775-788.

Djuth, F.T., 1984, HF-Enhanced Plasma Lines in The Lower Ionosphere., **Radio Sci.**, **19**, 1, 383-394

Duhau, S. ve Louro, .A.A., 1983, A Theoretical Model of Equatorial F Region Dynamics., **J. Geophys Res.**, **88**, A11, 9213-9216.

Duhau, S. ve Louro, A.A., 1983, The Current Flow Between The Equatorial E and F Region., **J. Geophys Res.**, **88**, A11, 9205-9211

Ellis, P. Ve Southwood, D.J., 1983, Reflection of Alfvén Waves by Non-Uniform Ionospheres., **Planet. Space Sci.**, **31**, 1, 107-117.

Ermakova, E. N. and Trakhtengerts, V. Y., 1997, Dispersive Properties of A Magnetized Plasma with Strong Short-Scale Irregularities., **J. Atmos. Terr. Phys.**, **59**, 18, 2313-2316.

Erukhimov, L.M. And Shpiro, P.I., 1997, Numerical Simulation of The Mutual Conversion of Ordinary And Extraordinary Waves in a Magnetised Plasma by Artificial Ionospheric Turbulence., **J. Atmos. Terr. Phys.**, **59**, 18, 2409-2414.

Fejer, J. A., 1985 , Causality and The Lorentz Polarization Term., **J. Atmos. Terr. Phys.**, **47**, 5, 513-516.

Goldston, R.J. Rutherford, .H., 1995, **Introduction to Plasma Physics**, Institute of Physics Publishing, Bristol And Philadelphia.

Greifinger, C., Greifinger, P.S., 1968, Theory of Hydromagnetic Propagation In The Ionospheric Waveguide. **J. Geophys Res.**, **73**, 23.

Hagfors, T., 1983, Elektromagnetic Wave Propagation In a Field-Aligned-Striated Cold Magnetoplasma with Application to The Ionosphere., **J. Atmos. Terr. Phys.**, **46**,5, 211-216.

Heading, J., 1989, The Structure of The QL And QT Approximations to The Plasma Refractive Index., **J. Atmos. Terr. Phys.**, **51**, 9/10, 699-705.

Hollweg, J.V., 1999, Resonance Absorption of Propagating Fast Waves in a Cold Plasma., **Planet Space Sci.**, **38**, 8, 1017-1030.

Hruska, A., 1978, Electric Currents In A Hot Adiabatic Plasma., **J. Geophys Res.**, **83**, A6.

Hruska, A., 1988, Low-Frequency Waves And Electric Fields In The Magnetospheric Current Sheets., **J. Geophys Res.**, **93**, A2, 1002-1006.

Khazanov, G.V., Moore, T.E., Horwitz, J.L., Richards, P.G., Konikov, Y.V., 1996, Effect of Anisotropic Thermal Conductivity on The Temperature Structure of The Ionosphere-Plasmasphere System., **J. Geophys Res.**, **101**, A6, 13, 399-13,406.

Knudsen, D.J., Kelley, M.C., Vickrey, J.F., 1992, Alfvén Waves In The Auroral Ionosphere: A Numerical Kipfel Compared With Measurements., **J. Geophys Res.**, **97**, A1, 77-90.

Kunkel, W.B., 1966, **Plasma Physics In Theory and Application**, McGraw-Hill Book Company, London.

Linhart, J.G., 1960, **Plasma Physics**, North-Holland Publishing Company, Amsterdam.

Lu, C.S., Tripathi, V.K., 1994, **Interaction of Electromagnetic Waves With Electron Beams And Plasmas**, World Scientific, Hong Kong.

Lundborg, B., Thidé, B., 1986, Standing Wave Pattern of HF Radio Waves In The Ionospheric Reflection Region 2. Applications., **Radio Sci.**, **21**, 3, 486-500.

Lysak R.L., 1997, Propagation of Alfvén Waves Through The Ionosphere. **Phys. Chem. Earth.**, **22**, 7-8, 757-766.

Lysak, R.L., 1990, Electrodynamics Coupling of The Magnetosphere and Ionosphere., **Space Sci. Rev.**, **52**, 33.

Lysak, R.L., 1999, Propagation of Alfvén Waves Through The Ionosphere: Dependence On Ionospheric Parameters., **J. Geophys Res.**, **104**, 10, 017.

Madala, S.R.V. and Kalluri, D.K., 1993, Longitudinal Propagation of Low-Frequency Waves In A Switched Magnetoplasma Medium., **Radio Sci.**, **28**, 2, 121-128.

Millman, G.H., 1975, Reflection Effects on Magnetic Field Geometry and HF Propagation., **J. Atmos. Terr. Phys.**, **37**, 751-760.

Nenovski, K., 1999, Asymmetry in The Electric and Magnetic Field Polarization of Geomagnetic Pulsations., **J. Atmos. Terr. Phys.**, **61**, 1007-1015.

Nishikawa, K. and Wakatani, M., 1994, **Plasma Physics.**, Germany.

Numano, M., 1978, On The Collisional Effects on Low Frequency Electromagnetic Wave Propagation In Plasmas., **Plasma Physics.**, **20**, 475-479.

Oster, L., 1961, Emission, Absorption and Conductivity of A Fully Ionized Gas At Radio Frequencies., **Reviews of Modern Physics.**, **33**, 4

Özcan, O., Aydoğdu, M., Yeşil, A.ve Güzel, E., 1996, The Damping of The Radio Waves In The Ionospheric Plasma Over Elazığ. **F. Ü. Fen ve Müh. Bil. Dergisi.**, **8(2)**, 113-123.

Prince, C.E. and Bostick, F.X., 1964, Ionospheric Transmission of Transversely Propagated Plane Waves At Micropulsation Frequencies and Theoretical Power Spectrums., **J. Geophys Research.**, **69**, 15.

Rawer, K., Suchy, K., 1976, Remarks Concerning The Dispersion Equation of Electromagnetic Waves In A Magnetized Cold Plasma., **J. Atmos. Terr. Phys.**, **38**, 395-398.

Rawer, K., Lincoln, J.V. and Conkright, R.O., 1995, International Reference Ionosphere-IRI., Report UAG-82, World Data Center A Solar-Terrestrial Physics, Boulder, Colorado, U.S.A

Rishbeth, H., 1967, A Review of Ionospheric F Region Theory., **Proceedings of The IEFF.**, **55**, 1.

Rishbeth, H., 1994, What Became of Appleton's Ionosphere?, **J. Plasma Physics.**, **56**, 6, 713-725.

Rishbeth, H., Garriott, O.K., 1969, **Introduction to Ionospheric Physics**, Academic Press, New York And London.

Shvartsburg, A. B. and Stenflo, L., 1993, The Ionospheric Alfvén Waveguide., **J. Atmos. Terr. Phys.**, **55**, 1, 89-91.

Singh, A. and Cole, K.D., 1986, A Numerical Model of The Ionospheric Dynamo-I Electric Current At Equatorial and Latitudes., **J. Atmos. Terr. Phys.**, **49**, 39-547.

Singh, A. and Cole, K.D., 1987, A Numerical Model of The Ionospheric Dynamo-II. Electrostatic Field At Equatorial And Low Latitudes., **J. Atmos. Terr. Phys.** **49**, 6, 529-537.

Sinitsin, V.G., Kelley, M.C., Yampolski, Yu. M., Hysell, D.L, Zalizovski, A.V., Ponomarenko, P.V., 1999, Ionospheric Conductivities According To Doppler Radar Observation of Stimulated Turbulance., **J. Atmos. Terr. Phys.**, **61**, 903-912.

Smith, P.A. and Kaiser, B.A., 1967, Estimates of Ionospheric Composition and Temperature Derived from Topside Sounder Electron Scale Height Data., **J. Atmos. Terr. Phys.**, **629**, 1345-1253.

Sperling, J.L., 1983, Ion-Pedersen Drift and Electric Field Effects on Plasma Jetting., **J. Geophys Res.**, **88**, A9, 7095-7106.

Strangeways, H.J., 1994, Appleton's Magneto-Ionic Theory and The Lorentz Polarisation Term., **J. Atmos. Terr. Phys.**, **56**, 6, 705-712.

Sudhakar, Rao V., Madala and Dikshitulu, K. Kalluri, 1993, Longitudinal Propagation of Low-Frequency Waves In A Switched Magnetoplasma Medium., **Radio Sci.**, **28**, 2, 121-128.

Swanson, D.G., 1989, **Plasma Waves**, Academic Press, New York.

Tanenbaum, B.S., 1967, **Plasma Physics**, McGraw-Hill Book Company, New York.

Terina, G.I., 1996, Variations of The Lower Ionosphere Parameters Measured By The Resonance Scattering Method., **J. Atmos. Terr. Phys.**, **58**, 6, 645-653.

Wait, J.R., 1992, On VLF Radio Reflection From Distant Mountain Ranges-Theory., **J. Atmos. Terr. Phys.**, **54**, 2, 193-196.

Whitten, R.C., Poppoff, I.G., 1971, **Fundamentals of Aeronomy**, John Wiley And Sons, New York.

Yang, G. and Hollweg, J.V., 1991, The Effects of Velocity Shear on The Resonance Absorption of MHD Surface Waves: Cold Plasma., **J. Geophys Res.**, **96**, A8, 13,807-813.

Yang, W. X., Nagano, I., Zong, B., Shimbo, T., 1996, Numerical Simulation of The Penetration and Reflection of A Whistler Beam Incident on The Lower Ionosphere At Very Low Latitude., **J. Atmos. Terr. Phys.**, **58**, 10, 1143-1159.

Zernov, N.N and Lundborg, B., 1995, The Influence of Ionospheric Electron Density Fluctuations on HF Pulse Propagation., **J. Atmos. Terr. Phys.**, **57**, 1, 65-73.

Zhang, D.Y. and Cole K.D, 1996, Penetration of Hydromagnetic Waves of Cylindrical Symmetry Trough The High Latitude Ionosphere., **J. Atmos. Terr. Phys.**, **58**, 10, 1165-1170.

Zhang, D.Y. and Cole, K.D., 1993, Some Aspects of ULF Electromagnetic Wave Relations By The Method of Boundary Value Problem., **J. Atmos. Terr. Phys.**, **56**, 5, 681-690.

Zhang, D.Y. and Cole, K.D., 1995, Formulation and Computation of Hidromagnetic Wave Penetration into The Equatorial Ionosphere and Atmosphere., **J. Atmos. Terr. Phys.**, **7**, 7, 813-819.

Zinn, J., Sutherland. D., Stone, S.N., Duncan, L.M. and Behnke, R., 1982, Ionospheric Effects of Rocket Exhaust Products-Heao-C, Skylab., **J. Atmos. Terr. Phys.**; **44**, 12, 114-1171.