

65922

T.C.
FIRAT ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

ELEKTRON SICAKLIĞININ İYONKÜRE PLAZMASININ ELEKTRİK
İLETKENLİĞİNE ETKİSİ

İbrahim ÜNAL

YÜKSEK LİSANS TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI

Bu Tez, Tarihinde, Aşağıda Belirtilen Jüri Tarafından Oybirliği/Oyçokluğu
İle Başarılı/Başarısız Olarak Değerlendirilmiştir.

Danışman

Doç. Dr. Osman ÖZCAN

ÖZET

Yüksek Lisans Tezi

**ELEKTRON SICAKLIĞININ İYONKÜRE PLAZMASININ
ELEKTRİK İLETKENLİĞİNE ETKİSİ**

İbrahim ÜNAL

Fırat Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı

1997, Sayfa : 66

Bu tezde, (38° K, 39° D) coğrafik koordinatında iyonkürenin E ve F bölgelerindeki plazmanın elektriksel iletkenliklerine elektron sıcaklığının etkisi çalışıldı. Soğuk ve sıcak plazma için Langevin denklemi çözülerek iletkenlikler elde edildi. İletkenlik ifadeleri reel ve sanal kısımlarına ayrıldı. İletkenliklerin reel ve sanal kısımlarının yükseklik, günlük, mevsimsel ve dalga frekansı ile değişimleri hesaplandı. Hesaplamalar, dalganın manyetik alana paralel, dik ve bir açıyla yayılması durumu için yapıldı. Soğuk ve sıcak plazmadaki iletkenlikler arasındaki fark 120 ile yaklaşık 350 km arasında küçük olmasına rağmen, bu yükseklikten sonra fark büyümektedir. Gündüz, soğuk plazma iletkenliği sıcak plazma iletkenliğinden çok büyük olurken, gece saatlerinde ise tersi olmaktadır. Dalga frekansı plazma frekansından küçük ise soğuk plazma iletkenliği sıcak plazma iletkenliğinden çok büyük, diğer durumda, sıcak plazma iletkenlikleri daha büyüktür. Aynı zamanda iletkenliklerin mevsimsel değişimlerinin de farklı olduğu gösterilmiştir.

ANAHTAR KELİMELELER : İyonküre, soğuk plazma, sıcak plazma, iletkenlik.

SUMMARY**Masters Thesis****EFFECT OF THE ELECTRON TEMPERATURE ON THE ELECTRIC
CONDUCTIVITIES OF THE IONOSPHERIC PLASMA****İbrahim ÜNAL****Firat University****Graduate School of Science and Technology****Department of Physics****1997, Page: 66**

In this thesis, the effect of electron temperature on the electric conductivities of the ionospheric E and F regions plasma have been studied for geographic coordinate of (38° K, 39° D). The conductivities have been obtained for cold and warm plasma by solving Langevin equation. The conductivity expressions have been separated into two parts as real and imaginary. The altitudinal, diurnal, seasonal and wave frequency variations of the real and imaginary parts of the conductivities have been calculated. The calculations have been carried out for the case of parallel, perpendicular and with an angle of the wave propagation to the geomagnetic field. Although, the differences between cold and warm plasma conductivities are small from 120 km to about 350 km, after 350 km the differences becomes larger. During daytime, the conductivity of the cold plasma is much larger than the conductivity of the warm plasma, reverse hold true at night. If wave frequency is less than plasma frequency, the conductivity of the cold plasma is larger than the conductivity of the warm plasma, otherwise the conductivity of the warm plasma becomes larger. It is also shown that seasonal variation of the conductivities are different.

KEY WORDS : Ionosphere, cold plasma, warm plasma, conductivity.

TEŞEKKÜR

Bu çalışmayı yönlendiren ve her safhasında büyük ilgi ve yardımlarını esirgemeyen danışman hocam Doç. Dr. Osman ÖZCAN'a teşekkür eder, saygı ve şükranlarımı sunarım.

Ayrıca bu araştırmanın her safhasında yakın ilgisini esirgemeyen ve engin bilgilerinden faydalandığım saygıdeğer hocamız Prof. Dr. Mehmet AYDOĞDU'ya ve desteğini hiçbir zaman için eksik etmeyen Öğr. Gör. Esat GÜZEL'e teşekkür etmeyi borç biliriz.

İbrahim ÜNAL

İÇİNDEKİLER

	<u>Sayfa</u>
ÖZET	II
SUMMARY	III
TEŞEKKÜR	IV
İÇİNDEKİLER	V
ŞEKİLLER LİSTESİ	VI
ÇİZELGELER LİSTESİ	IX
SEMBOLLER LİSTESİ	X
 1. GİRİŞ	 1
2. İYONKÜRENİN ELEKTRİKSEL İLETKENLİĞİ	4
2.1. Soğuk Plazma İletkenliği	4
2.2. Sıcak Plazma İletkenliği	7
2.3. k Dalga Vektörü	17
 3. MATERYAL VE METOD	 24
4. BULGULAR VE TARTIŞMA	26
4.1. İletkenliklerin Yükseklikle Değişimi	26
4.1.1. $k//B$ için iletkenliklerin yükseklikle değişimi	26
4.1.2. $k \perp B$ için iletkenliklerin yükseklikle değişimi	28
4.1.3. $\theta = 30^\circ$ için iletkenliklerin yükseklikle değişimi	32
4.2. İletkenliklerin Günlük Değişimi	37
4.2.1. $k//B$ için iletkenliklerin günlük değişimi	37
4.2.2. $k \perp B$ için iletkenliklerin günlük değişimi	38
4.2.3. $\theta = 30^\circ$ için iletkenliklerin günlük değişimi	42
4.3. İletkenliğin Dalga Frekansıyla Değişimi	46
4.3.1. $k//B$ için iletkenliğin dalga frekansıyla değişimi	46
4.3.2. $k \perp B$ için iletkenliğin dalga frekansıyla değişimi	48
4.3.3. $\theta = 30^\circ$ için iletkenliklerin dalga frekansıyla değişimi	49
4.4. İletkenliğinin Mevsimsel Değişimi	51
 5. SONUÇ	 52
6. KAYNAKLAR	54

ŞEKİLLER LİSTESİ

Sayfa

Şekil 1.1. Atmosferin sıcaklık, fiziksel olaylar ve kimyasal bileşenlerine göre bölgelere ayrılışı (Rishbeth ve Garriott, 1969).....	1
Şekil 2.1. Bu çalışmada kabul edilen elektrik ve manyetik alanların geometrisi	5
Şekil 2.2. Bu çalışmada kabul edilen k dalga vektörünün doğrultusu	11
Şekil 4.1. σ_{33} iletkenliklerinin reel kısımlarının yükseklikle değişimi (12.00 YZ)	27
Şekil 4. 2. σ_{33} iletkenliklerinin sanal kısımlarının yükseklikle değişimi (12.00 YZ)	27
Şekil 4.3. σ_{11} iletkenliklerinin reel kısımlarının yükseklikle değişimi (12.00 YZ)	28
Şekil 4.4. σ_{11} iletkenliklerinin sanal kısımlarının yükseklikle değişimi (12.00 YZ)	29
Şekil 4.5. σ_{12} iletkenliklerinin reel kısımlarının yükseklikle değişimi (12.00 YZ)	29
Şekil 4.6. σ_{12} iletkenliklerinin sanal kısımlarının yükseklikle değişimi (12.00 YZ)	30
Şekil 4.7. σ_{22} iletkenliklerinin reel kısımlarının yükseklikle değişimi (12.00 YZ)	31
Şekil 4.8. σ_{22} iletkenliklerinin sanal kısımlarının yükseklikle değişimi (12.00 YZ)	31
Şekil 4.9. σ_{11} iletkenliklerinin reel kısımlarının yükseklikle değişimi (12.00 YZ)	32
Şekil 4.10. σ_{11} iletkenliklerinin sanal kısımlarının yükseklikle değişimi (12.00 YZ)	33

Şekil 4.11. σ_{22} iletkenliklerinin reel kısımlarının yükseklikle değişimi (12.00 YZ)	34
Şekil 4.12. σ_{22} iletkenliklerinin sanal kısımlarının yükseklikle değişimi (12.00 YZ)	34
Şekil 4.13. σ_{33} iletkenliklerinin reel kısımlarının yükseklikle değişimi (12.00 YZ)	35
Şekil 4.14. σ_{33} iletkenliklerinin sanal kısımlarının yükseklikle değişimi (12.00 YZ)	35
Şekil 4.15. σ_{33} iletkenliklerinin reel kısımlarının günlük değişimi ($h_m F2$)	37
Şekil 4.16. σ_{33} iletkenliklerinin sanal kısımlarının günlük değişimi ($h_m F2$)	38
Şekil 4.17. σ_{11} iletkenliklerinin reel kısımlarının günlük değişimi ($h_m F2$)	39
Şekil 4.18. σ_{11} iletkenliklerinin sanal kısımlarının günlük değişimi ($h_m F2$)	39
Şekil 4.19. σ_{12} iletkenliklerinin reel kısımlarının günlük değişimi ($h_m F2$)	40
Şekil 4.20. σ_{12} iletkenliklerinin sanal kısımlarının günlük değişimi ($h_m F2$)	40
Şekil 4.21. σ_{22} iletkenliklerinin reel kısımlarının günlük değişimi ($h_m F2$)	41
Şekil 4.22. σ_{22} iletkenliklerinin sanal kısımlarının günlük değişimi ($h_m F2$)	41
Şekil 4.23. σ_{11} iletkenliklerinin reel kısımlarının günlük değişimi ($h_m F2$)	42
Şekil 4.24. σ_{11} iletkenliklerinin sanal kısımlarının günlük değişimi ($h_m F2$)	43
Şekil 4.25. σ_{22} iletkenliklerinin reel kısımlarının günlük değişimi ($h_m F2$)	44
Şekil 4.26. σ_{22} iletkenliklerinin sanal kısımlarının günlük değişimi ($h_m F2$)	45
Şekil 4.27. σ_{33} iletkenliklerinin reel kısımlarının günlük değişimi ($h_m F2$)	45
Şekil 4.28. σ_{33} iletkenliklerinin sanal kısımlarının günlük değişimi ($h_m F2$)	46
Şekil 4.29. σ_{33} iletkenliklerinin reel kısımlarının dalga frekansı ile değişimi ($h_m F2$, 12.00 YZ)	47
Şekil 4.30. σ_{33} iletkenliklerinin sanal kısımlarının dalga frekansı ile değişimi ($h_m F2$, 12.00 YZ)	47
Şekil 4.31. Elektrik iletkenliklerinin reel kısımlarının dalga frekansı ile değişimi ($h_m F2$, 12.00 YZ)	48

Şekil 4.32. Elektrik iletkenliklerinin sanal kısımlarının dalga frekansı ile değişimi ($h_m F2$, 12.00 YZ)	49
Şekil 4.33. Elektrik iletkenliklerinin reel kısımlarının dalga frekansı ile değişimi ($h_m F2$, 12.00 YZ)	50
Şekil 4.34. Elektrik iletkenliklerinin sanal kısımlarının dalga frekansı ile değişimi ($h_m F2$, 12.00 YZ)	50
Şekil 4.35. $\theta = 30^\circ$ için σ_{22} iletkenliklerinin reel kısımlarının mevsimsel değişimi ($h_m F2$)	51
Şekil 5.1. Elektron yoğunluğunun yükseklikle değişimi (12 .00 YZ)	53
Şekil 5.2. Elektron yoğunluğunun günlük değişimi ($h_m F2$)	53



ÇİZELGELER LİSTESİ**Sayfa**

Çizelge 4.1. İyonküre iletkenliğinin bağlı olduğu parametrelerin yükseklikle değişimi (12.00 YZ)	36
Çizelge 4.2. İyonküre iletkenliğinin bağlı olduğu parametrelerin günlük değişimi ($h_m F2$)	43



SEMBOLLER LİSTESİ

m	Elektronun kütlesi
V	Elektronun ortalama hızı
e	Elektronun yükü
ν	Elektronun çarpışma frekansı
E	Elektrik alan
B	Yer'in manyetik alanı
t	Zaman
ω	Dalga frekansı
J	Akım yoğunluğu
N	Elektron yoğunluğu
ω_c	Siklotron frekansı
σ	Soğuk plazmadaki elektrik iletkenliği
σ'	Sıcak plazmadaki elektrik iletkenliği
N_0	Elektronun kararlı ve düzenli plazmadaki yoğunluğu
N_1	Elektronun tedirgin edilmiş plazmadaki yoğunluğu
V_0	Elektronun kararlı plazmadaki ortalama hızı
V_1	Elektronun tedirgin edilmiş plazmadaki ortalama hızı
P	Kısmi basınç
P_0	Sabit hacim ve sabit sıcaklıktaki basınç
∇	Dell operatörü
k_B	Boltzmann gaz sabiti
T_e	Elektron sıcaklığı
γ	Sabit basınç ve sabit hacimdeki öz ısı kapasitesi
k	Dalga vektörü
r	Konum vektörü
a	Adyabatik ses hızı
I	Birim tensör
ω_p	Plazma frekansı

ϵ_0	Ortamın dielektrik sabiti
μ_0	Mobilite
n	Kırılma indisi
$\hat{x}$	x-doğrultusundaki birim vektör
$\hat{y}$	y-doğrultusundaki birim vektör
$\hat{z}$	z-doğrultusundaki birim vektör
c	Işık hızı
U	Manyetik potansiyel

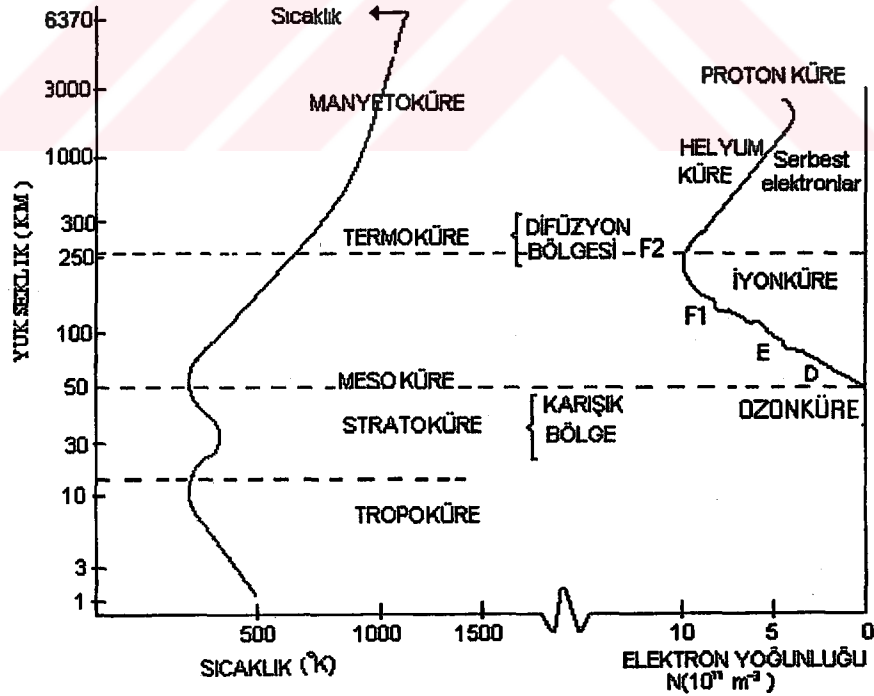
KISALTMALAR

YZ Yerel zaman

1. GİRİŞ

Yerküreyi çevreleyen atmosfer, sıcaklık, fiziksel olaylar ve kimyasal bileşenlerine göre çeşitli bölgelere ayrılır. Şekil 1.1'de gösterildiği gibi sıcaklık ve kimyasal bileşenlerine göre bu bölgeler, sonu küre ile bitecek şekilde isimlendirilmiştir. Kimyasal bileşenlerine göre ozonküre, iyonküre, helyumküre ve protonküre olmak üzere dört bölgeye ayrılır. Bu çalışma iyonküre ile ilgilidir.

İyonküre serbest elektronlar, pozitif iyonlar ve nötr parçacıklardan oluşmuştur. İyonküredeki elektron sayısı ile pozitif iyonların sayısı hemen hemen eşittir. Elektronlarla pozitif iyonların hemen hemen eşit olduğu ve elektriksel olarak nötr özellik gösteren topluluğa plazma dendiğine göre, iyonküre bir doğal plazma olarak kabul edilir. İyonküredeki serbest elektronlar ve pozitif iyonlar büyük oranda Güneş ışınımı tarafından oluşturulur. İyonkürenin en alt sınırı yerden yaklaşık 50 km den başlar. Üst sınırı kesin olarak belli olmamakla beraber He^+ ve H^+ gibi hafif iyonların O^+ iyonu gibi



Şekil 1.1. Atmosferin sıcaklık, fiziksel olaylar ve kimyasal bileşenlerine göre bölgelere ayrılışı (Rishbeth ve Garriott, 1969).

ağır iyonlara göre atmosfere hakim oldukları yükseklik kabul edilmektedir. İyonküre, elektron yoğunluğuna göre D, E ve F olmak üzere üç bölgeye ayrılır (Rishbeth, 1973). Bu çalışmada iyonkürenin E ve F- bölgelerinin elektrik iletkenliği incelenecektir.

İyonkürenin en önemli özelliği radyo haberleşmeleri ve radyo yayınları için kullanılan uzun, orta ve kısa dalgaları yansıtabilmesidir. Bu özellik, ilk olarak Marconi tarafından 1901'de Transatlantik sinyal deneyleri ile gösterildi. Daha sonra Kenelly ve Heaviside atmosferin üst bölgelerindeki serbest elektrik yüklerinin radyo dalgalarının yansımından sorumlu olabileceğini ileri sürmüşler ve son yıllarda sayısız ölçümler yapılmıştır. Gelişmiş sistemlerde uyduların ve kabloların kullanılması, iyonkürenin telekominikasyonda önemli bir yeri olduğunu gösterir. Bu sebeple, değişik yerlerde ve zamanlarda ortalama yada ortalamanın altındaki durumlarda, iyonkürenin durumu hakkında bilgi üretimine bağlı olarak, yapılan birçok iyonküre araştırmaları tanımlayıcıdır. Başlangıçta sayısal modellere harcanan pekçok çabaya bağlı olarak, grafikler, haritalar, matematiksel formüller veya bilgisayar programları bu bilgiyi kapsayabilir (Risbeth, 1973).

Özellikle haberleşme alanında iyonküre plazmasından istenildiği şekilde yararlanabilmek için iyonküre plazmasının elektron yoğunluğu (N_e), iyon yoğunluğu (N_i), elektron sıcaklığı (T_e), iyon sıcaklığı (T_i) ve nötr sıcaklık (T_n) gibi parametrelerden başka, iyonkürenin elektrik iletkenliğinin (σ) de bilinmesi gerekir. İyonkürede elektrik akımının nasıl oluştuğu, akımın nasıl aktığı atmosfer fiziğinin önemli problemlerinden biridir. Özellikle iyonküredeki elektrik akımı, Yer'in manyetik alanını değiştirdiğinden bir çok araştırmacı tarafından incelenmeye çalışılmıştır (Chapman, 1956; Harper, 1977; Kamide ve Richmond, 1982; Takeda ve Araki, 1985; Fuller-Rowel ve Evans, 1987; Nielsen, Senior ve Luhr, 1988; Sampath, Murali-Das ve Sası Kumar, 1989; Cole, 1990 ve Takeda, 1991). İletkenliğin bir çok değişkene bağlı olması bu parametrelerin doğrudan ölçümlerini de son derece zorlaştırmaktadır.

1956 yılında Chapman tarafından yapılan araştırmalar, elektrik alanının boyuna bileşeninin sadece kendi doğrultusunda değil, elektrik ve manyetik alanların oluşturdukları düzleme dik doğrultuda da bir akım oluşturduğunu ortaya koymuştur (Chapman, 1956). Böylece iyonküre iletkenliğinin skaler değil, bir tensör olduğu görülmüştür.

Güneşten gelen bir foton bir nötr atomu veya bir molekülü iyonlaştırdığında ortaya çıkan serbest elektrona, foton enerjisi ile son iyon yapı enerjisi arasındaki fark

kadar enerji aktarılır. Bu aşırı enerji atmosferik gazlar içerisinde her yönde aktarılacak gazlar tarafından soğutulur. Atmosferik gazların uyarılmasında; 1,5 eV civarındaki enerji fotoelektronların çevredeki diğer elektron ve iyonlarla esnek çarpışma yapmasında etkili olur. Enerjinin önemli bir miktarı yakın çevredeki elektron gazına verildiğinden, iyonkürenin üst kısmındaki elektron sıcaklığı artarak nötr sıcaklıktan daha büyük bir değere sahip olur. İyonküredeki elektron sıcaklığının artışı ilk olarak Kasım 1988'de Fort Churchill istasyonundaki Langmuir Probe ölçümlerinden tesbit edilmiştir ($T_e = 2000 \text{ }^\circ\text{K}$). 1961'de fotoelektronların nötr atmosfer sıcaklığından büyük, elektron sıcaklıkları oluşturduğunu kabul eden bir ısı teorisi ortaya atılmıştır. Bunun sonunda elektron ve nötr gazlar arasında bir ısı dengenin olduğu 1962 ve 1963'deki plazma problemleri ve roket deneyleri ölçümlerinden ispat edildi. Buna karşılık aynı deneyler yoluyla elektronlar ve iyonlar arasında bir ısı dengenin olmadığı da ispat edilmiştir (Banks ve Kockarts, 1973).

İyonküre plazmasında, iyonun kütlesi yaklaşık olarak elektronun kütlesinden 2000 ile 60.000 kat daha büyüktür. Bu nedenle plazma içindeki etkin parçacıkların sadece elektronlar olduğu kabul edilebilir. Ayrıca, plazma içindeki bütün parçacıklar termik hareket içindedir. Termik dengede bütün parçacıkların sıcaklıkları aynı olmaktadır. Ancak, genelde denge durumuna ulaşması oldukça zordur. Elektron sıcaklığı T_e , iyon sıcaklığı T_i 'den büyüktür.

İyonküre iletkenliği genellikle sıcaklık etkisi dikkate alınmadan incelenmiştir. Bu çalışmadaki amacımız elektron sıcaklığının iyonküre iletkenliği üzerindeki etkisini incelemektir. Elektron sıcaklığının etkisi gözönüne alınarak, elektronun hareket denkleminde elektron sıcaklığına bağlı iletkenlik tensörü elde edilecektir. Elde edilen iletkenliklerin nümerik değerleri hesaplanarak soğuk plazma için elde edilmiş değerlerle karşılaştırılacaktır. İletkenliklerin hesaplamaları için gerekli olan parametreler International Reference Ionosphere-IRI' dan elde edilecektir.

2. İYONKÜRENİN ELEKTRİKSEL İLETKENLİĞİ

2.1. Soğuk Plazma İletkenliği

Kısmi basınç değişimi sonucunda oluşan termik hareketlerin ihmal edildiği plazmaya soğuk plazma denir ($\nabla P = 0$). İyonkürenin E ve B-bölgelerindeki elektronun kütlesi iyonun kütlesine göre çok küçük olduğundan bir kuvvetin etkisi altındaki elektron hareketi, iyonun hareketinden çok daha büyük olacaktır. Bu nedenle bu çalışmada sadece elektronun hareketi göz önüne alınacaktır. Çarpışmanın göz önüne alındığı, elektrik ve manyetik alan içindeki bir elektronun üzerine etki eden kuvvet aşağıdaki ifadeyle verilir.

$$m \frac{d\mathbf{V}}{dt} = -e(\mathbf{E} + \mathbf{V} \times \mathbf{B}) - m\nu\mathbf{V} \quad (2.1.1)$$

Bu ifadeye Langevin denklemi denir. Buradaki m elektronun kütlesi, e elektronun yükü, E elektrik, B manyetik alan, V elektronun hızı, ν ise çarpışma frekansdır. Elektron için $\mathbf{V} = \mathbf{V}_0 e^{-i\omega t}$ olduğu göz önüne alınırsa (2.1.1) denklemi,

$$-i\omega \mathbf{V} = -\frac{e}{m}(\mathbf{E} + \mathbf{V} \times \mathbf{B}) - \nu\mathbf{V} \quad (2.1.2)$$

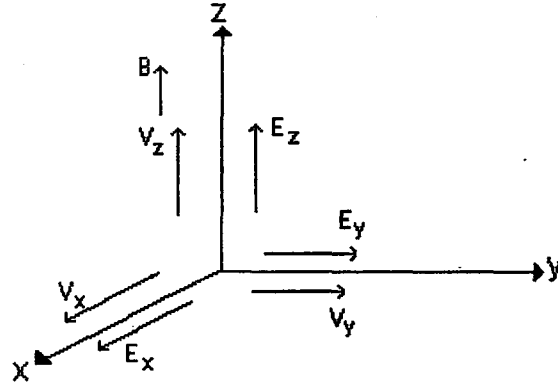
şekline dönüşür. Elektron için akım yoğunluğu $\mathbf{J} = -eN\mathbf{V}$ olduğundan (2.1.2) ifadesini akım yoğunluğu cinsinden,

$$\mathbf{J} = \frac{e^2 N}{m(\nu - i\omega)}(\mathbf{E} + \mathbf{V} \times \mathbf{B}) \quad (2.1.3)$$

olarak yazılabilir. Buradaki N elektron yoğunluğudur. Elektrik ve manyetik alan için Şekil 2.1' deki geometri kullanılarak J akım yoğunluğunun genel ifadesi,

$$\mathbf{J} = \frac{e^2 N}{m(\nu - i\omega)}\mathbf{E} - \frac{eB}{m(\nu - i\omega)}\mathbf{J} \times \hat{\mathbf{z}} \quad (2.1.4)$$

şeklinde elde edilir.



Şekil 2.1. Bu çalışmada kabul edilen elektrik ve manyetik alanların geometrisi

(2.1.4) denkleminde elektron yoğunluğunun x , y , ve z doğrultularındaki bileşenleri açık olarak aşağıdaki şekilde yazılabilir.

$$J_x = \frac{e^2 N}{m(\nu - i\omega)} E_x - \frac{eB}{m(\nu - i\omega)} J_y \quad (2.1.5)$$

$$J_y = \frac{e^2 N}{m(\nu - i\omega)} E_y + \frac{eB}{m(\nu - i\omega)} J_x \quad (2.1.6)$$

$$J_z = \frac{e^2 N}{m(\nu - i\omega)} E_z \quad (2.1.7)$$

Birkaç matematiksel işlemden sonra (2.1.5) - (2.1.7) denklemlerinden akım yoğunlukları için aşağıdaki ifadeler elde edilir.

$$J_x = \frac{e^2 N(\nu - i\omega)}{m[(\nu - i\omega)^2 + \omega_c^2]} E_x + \frac{e^2 N\omega_c}{m[(\nu - i\omega)^2 + \omega_c^2]} E_y \quad (2.1.8)$$

$$J_y = -\frac{e^2 N\omega_c}{m[(\nu - i\omega)^2 + \omega_c^2]} E_x + \frac{e^2 N(\nu - i\omega)}{m[(\nu - i\omega)^2 + \omega_c^2]} E_y \quad (2.1.9)$$

$$\mathbf{J}_z = \frac{e^2 N}{m(\nu - i\omega)} \mathbf{E}_z \quad (2.1.10)$$

Burada $\omega_c = -eB/m$ elektron için siklotron frekansdır. Genelleştirilmiş Ohm kanunu göz önüne alınarak (2.1.8) - (2.1.10) denklemlerinden akım yoğunluğu,

$$\mathbf{J} = \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{E} \quad (2.1.11)$$

olarak yazılabilir. Burada,

$$\boldsymbol{\sigma} = \begin{bmatrix} \frac{e^2 N(\nu - i\omega)}{m[(\nu - i\omega)^2 + \omega_c^2]} & \frac{e^2 N\omega_c}{m[(\nu - i\omega)^2 + \omega_c^2]} & 0 \\ \frac{e^2 N\omega_c}{m[(\nu - i\omega)^2 + \omega_c^2]} & \frac{e^2 N(\nu - i\omega)}{m[(\nu - i\omega)^2 + \omega_c^2]} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{e^2 N}{m(\nu - i\omega)} \end{bmatrix} \quad (2.1.12)$$

soğuk plazma için iletkenlik tensörüdür. Bu ifade aşağıdaki şekilde yazılabilir.

$$\boldsymbol{\sigma} = \begin{bmatrix} \sigma_{11} & \sigma_{12} & \sigma_{13} \\ \sigma_{21} & \sigma_{22} & \sigma_{23} \\ \sigma_{31} & \sigma_{32} & \sigma_{33} \end{bmatrix} \quad (2.1.13)$$

Burada

$$\sigma_{11} = \sigma_{22} = \frac{\epsilon_0 \omega_p^2 \nu (\nu^2 + \omega_c^2 + \omega^2)}{[(\omega_c^2 + \nu^2 - \omega^2)^2 + 4\nu^2 \omega^2]} + i \frac{\epsilon_0 \omega_p^2 \omega (\nu^2 - \omega_c^2 + \omega^2)}{[(\omega_c^2 + \nu^2 - \omega^2)^2 + 4\nu^2 \omega^2]} \quad (2.1.14)$$

$$\sigma_{12} = -\sigma_{21} = \frac{\epsilon_0 \omega_p^2 \omega_c (v^2 + \omega_c^2 - \omega^2)}{\left[(\omega_c^2 + v^2 - \omega^2)^2 + 4v^2 \omega^2 \right]} + i \frac{\epsilon_0 \omega_p^2 \omega (v^2 - \omega_c^2 + \omega^2)}{\left[(\omega_c^2 + v^2 - \omega^2)^2 + 4v^2 \omega^2 \right]} \quad (2.1.15)$$

$$\sigma_{33} = \frac{\epsilon_0 \omega_p^2 v}{v^2 + \omega^2} + i \frac{\epsilon_0 \omega_p^2 \omega}{v^2 + \omega^2} \quad (2.1.16)$$

$$\sigma_{13} = \sigma_{23} = \sigma_{31} = \sigma_{32} = 0 \quad (2.1.17)$$

dir. Bu ifadelerdeki $\omega_p = \left(\frac{N e^2}{m \epsilon_0} \right)^{1/2}$ plazma frekansıdır.

Buradaki σ_{11} manyetik alana dik doğrultudaki iletkenlik veya Pedersen iletkenlik, σ_{12} elektrik ve manyetik alana dik doğrultudaki iletkenlik veya Hall iletkenliği, σ_{33} ise manyetik alan doğrultusundaki iletkenlik veya paralel iletkenlik olarak adlandırılır (Rishbeth ve Garriott, 1969).

2.2. Sıcak Plazma İletkenliği

Kısmi basınç değişimi sonucunda oluşan termik hareketlerin göz önüne alındığı plazmaya sıcak plazma denir ($\nabla P \neq 0$). Bu bölümde iyonkürenin a.c. iletkenliğinin elektron sıcaklığına bağlı ifadeleri çıkarılacaktır. Elektron sıcaklığının etkisi (2.1.1) ifadesi ile verilen Langevin denklemine ∇P basınç değişim terimini ilave ederek gözönüne alınabilir. Sıcak plazmada parçacıkların termal hareketlerinden dolayı tek parçacık modelini kabul edemeyiz. Sıcak plazma için elektronun hareket denklemi,

$$m \frac{d\mathbf{V}}{dt} + m \mathbf{V} \cdot (\nabla \mathbf{V}) + m v \mathbf{V} + \frac{\nabla P}{N} = -e(\mathbf{E} + \mathbf{V} \times \mathbf{B}) \quad (2.2.1)$$

olarak yazılır. Burada N elektron yoğunluğu, P parçacıkların kısmi basıncı ve $\mathbf{V}$ ortalama hızdır. Tedirgin edilmiş plazmanın adyabatik şartlardaki elektron yoğunluğu ve hızı,

$$N_1 = N_0 + N_1 e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)} \quad (2.2.2)$$

$$\mathbf{V}_1 = \mathbf{V}_0 + \mathbf{V}_1 e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)} \quad (2.2.3)$$

olarak verilir (Whitten ve Poppoff, 1971). Buradaki N_0 , V_0 kararlı plazmadaki yoğunluk ve hız, N_1 , V_1 ise tedirgin edilmiş plazmadaki yoğunluk ve hızdır. Bu ifadelerdeki yoğunluk ve hızlar için $N_1 \ll N_0$ ve $V_1 \ll V_0$ olduğu kabul edilir, kararlı ve düzenli plazma için $V_0=0$ olduğu gözönüne alınırsa, (2.1.1) denklemi aşağıdaki şekilde yazılabilir.

$$m \frac{d\mathbf{V}_1}{dt} + m \mathbf{v} \mathbf{V}_1 + \frac{\nabla P}{N_0} = -e(\mathbf{E} + \mathbf{V}_1 \times \mathbf{B}) \quad (2.2.4)$$

(2.2.1) ifadesinin sol tarafındaki ikinci terim $\mathbf{V}'$ ye göre quadratik olduğundan ihmal edildi. (2.2.4) denklemindeki P basıncı izotermal veya adyabatik olarak değişebilir. Burada basıncın adyabatik değişimi gözönüne alınacaktır.

$$\left(\frac{P}{P_0} \right) = \left(\frac{N}{N_0} \right)^\gamma, \quad P = N k_B T_e \quad (2.2.5)$$

Buradaki γ sabit basınç ve sabit hacimdeki öz ısı kapasitesi, k_B Boltzman gaz sabiti ve T_e elektron sıcaklığıdır. Bu durumda,

$$\left(\frac{P}{P_0} \right) = \left(\frac{N}{N_0} \right)^\gamma \Rightarrow P = P_0 \left(\frac{N}{N_0} \right)^\gamma \quad (2.2.6)$$

ve (2.2.4) denklemi,

$$m \frac{d\mathbf{V}_1}{dt} + m \mathbf{v} \mathbf{V}_1 + \gamma k_B T_e \frac{\nabla N_1}{N_0} = -e(\mathbf{E} + \mathbf{V}_1 \times \mathbf{B}) \quad (2.2.7)$$

şeklinde olur.

$$\frac{dN}{dt} + \text{div}(\mathbf{N}\mathbf{V}) = 0 \quad (2.2.8)$$

süreklilik ifadesine göre,

$$\frac{dN_1}{dt} + N_0 \text{div} \mathbf{V}_1 = 0 \quad (2.2.9)$$

olur. (2.2.2) ve (2.2.3) ifadeleri kullanılarak,

$$\frac{dN_1}{dt} = -i\omega N_1 e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)} \quad (2.2.10)$$

ve

$$\frac{d\mathbf{V}_1}{dr} = i\mathbf{k} \cdot \mathbf{V}_1 e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)} \quad (2.2.11)$$

ifadeleri elde edilir. Bu ifadeler (2.2.9) denklemindeki süreklilik ifadesinde yerine konulursa,

$$-i\omega N_1 e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)} + N_0 i\mathbf{k} \cdot \mathbf{V}_1 e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)} = 0 \quad (2.2.12)$$

ve

$$N_1 \omega = N_0 \mathbf{V}_1 \cdot \mathbf{k} \quad (2.2.13)$$

olur. Buradan,

$$N_1 = \frac{N_0 \mathbf{V}_1 \cdot \mathbf{k}}{\omega} \quad (2.2.14)$$

şeklinde bulunur. Bu son ifade (2.2.7) denkleminde yerine konulduğunda,

$$m \frac{d\mathbf{V}_1}{dt} + m\mathbf{v}\mathbf{V}_1 + \gamma k_B T_e \nabla \frac{\mathbf{k} \cdot \mathbf{V}_1}{\omega} = -e(\mathbf{E} + \mathbf{V}_1 \times \mathbf{B}) \quad (2.2.15)$$

olur. Bu denklemin her iki tarafı m ile bölünürse,

$$\frac{d\mathbf{V}_1}{dt} + v\mathbf{V}_1 + \gamma k_B T_e \nabla \frac{\mathbf{k} \cdot \mathbf{V}_1}{\omega m} = -\frac{e}{m}(\mathbf{E} + \mathbf{V}_1 \times \mathbf{B}) \quad (2.2.16)$$

şeklinde elde edilir. (2.2.3) ifadesi kullanılarak,

$$\frac{d\mathbf{V}_1}{dt} = -i\omega \mathbf{V}_1 e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)} \quad (2.2.17)$$

ifadesi elde edilir. Bu ifadenin değeri (2.2.16) denkleminde yerine konulursa,

$$-i\omega \mathbf{V}_1 e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)} + v\mathbf{V}_1 + \gamma k_B T_e \nabla \frac{\mathbf{k} \cdot \mathbf{V}_1}{\omega m} = -\frac{e}{m}(\mathbf{E} + \mathbf{V}_1 \times \mathbf{B}) \quad (2.2.18)$$

şeklinde olur. Bu ifadedeki $\nabla \mathbf{k} \cdot \mathbf{V}_1$ terimi,

$$\nabla \mathbf{k} \cdot \mathbf{V}_1 = \mathbf{k} \cdot \nabla \mathbf{V}_1 = \mathbf{k} \cdot \frac{d\mathbf{V}_1}{dr} = i\mathbf{k} \mathbf{k} \cdot \mathbf{V}_1 e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)} \quad (2.2.19)$$

olarak yazılıp, (2.2.18) denkleminde yerine konulduğunda,

$$\omega \mathbf{V}_1 e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)} + iv\mathbf{V}_1 - \frac{\gamma k_B T_e}{\omega m} \mathbf{k} \mathbf{k} \cdot \mathbf{V}_1 e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)} = -i\frac{e}{m}(\mathbf{E} + \mathbf{V}_1 \times \mathbf{B}) \quad (2.2.20)$$

şekline dönüşür. Bu ifadedeki $\frac{\gamma k_B T_e}{m} = a^2$ olarak alınıp ve $\mathbf{V}_1 e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)} = \mathbf{V}_1$ olduğu gözönüne alınırsa (2.2.20) denklemi,

$$\left[\mathbf{I}(\omega + iv) - \frac{a^2 \mathbf{k} \mathbf{k}}{\omega} \right] \cdot \mathbf{V}_1 = -i\frac{e}{m}(\mathbf{E} + \mathbf{V}_1 \times \mathbf{B}) \quad (2.2.21)$$

şekline dönüşür. Burada $\mathbf{I}$ birim tensördür. Daha önce belirtildiği gibi elektron için akım yoğunluğunun $\mathbf{J} = -en\mathbf{V}$, siklotron frekansının $\omega_c = -eB/m$ ve manyetik alanın

Şekil 2.1' de gösterildiği gibi olduğu göz önüne alınırsa (2.2.21) denklemini $\mathbf{J}$ akım yoğunluğu cinsinden aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$\left[-I(\omega + iv) + \frac{a^2 \mathbf{k} \mathbf{k}}{\omega} \right] \cdot \mathbf{J} = -i \frac{e^2 N}{m} \mathbf{E} - i\omega_c \mathbf{J} \times \hat{\mathbf{z}} \quad (2.2.22)$$

Bu ifadenin sağ tarafındaki $\mathbf{J} \times \hat{\mathbf{z}}$ terimi açılırsa (2.2.22) ifadesi,

$$\left[-I(\omega + iv) + \frac{a^2 \mathbf{k} \mathbf{k}}{\omega} \right] \cdot \mathbf{J} = -i \frac{e^2 N}{m} \mathbf{E} - i\omega_c (\hat{\mathbf{x}} J_y - \hat{\mathbf{y}} J_x) \quad (2.2.23)$$

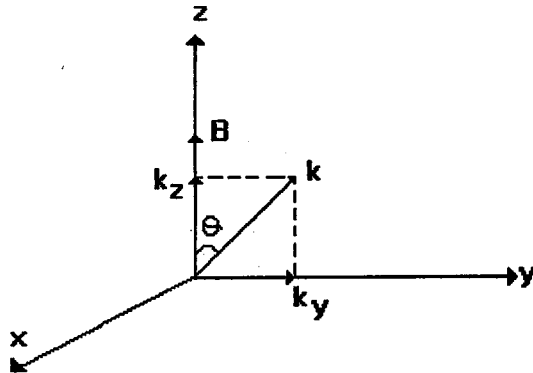
olur. Bu ifade ile verilen akım yoğunluğunu x, y, z bileşenleri cinsinden yazmak için önce (2.2.23) ifadesinin sağ tarafını gözönüne alalım. Bu ifadedeki $\mathbf{k}$ dalga vektörü Şekil 2.2 de gösterildiği gibi alınmıştır. Şekil 2.2' ye göre dalga vektörü,

$$\mathbf{k} = \hat{\mathbf{y}} k \sin \theta + \hat{\mathbf{z}} k \cos \theta \quad (2.2.24)$$

olur. Akım yoğunluğu,

$$\mathbf{J} = \hat{\mathbf{x}} J_x + \hat{\mathbf{y}} J_y + \hat{\mathbf{z}} J_z \quad (2.2.25)$$

olarak alınır,



Şekil 2.2. Bu çalışmada kabul edilen $\mathbf{k}$ dalga vektörünün doğrultusu

$$\mathbf{k} \cdot \mathbf{J} = k \sin \theta J_y + k \cos \theta J_z \quad (2.2.26)$$

olur. (2.2.24) ve (2.2.26) ifadelerinden,

$$\mathbf{k}(\mathbf{k} \cdot \mathbf{J}) = \hat{y}(k^2 \sin^2 \theta J_y + k^2 \sin \theta \cos \theta J_z) + \hat{z}(k^2 \cos^2 \theta J_z + k^2 \sin \theta \cos \theta J_y) \quad (2.2.27)$$

elde edilir. Bu ifade (2.2.23) denkleminde yerine yazılırsa eşitliğin sol tarafı,

$$\begin{bmatrix} -(\omega + iv) & 0 & 0 \\ 0 & -(\omega + iv) + \frac{a^2 k^2}{\omega} \sin^2 \theta & \frac{a^2 k^2}{\omega} \sin \theta \cos \theta \\ 0 & \frac{a^2 k^2}{\omega} \sin \theta \cos \theta & -(\omega + iv) + \frac{a^2 k^2}{\omega} \cos^2 \theta \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} J_x \\ J_y \\ J_z \end{bmatrix} \quad (2.2.28)$$

olarak yazılabilir. Bu ifadeyi (2.2.23) denkleminin sağ tarafına eşitlersek aşağıdaki ifadeler elde edilir.

$$-(\omega + iv) J_x = -i \frac{e^2 N}{m} E_x - i \omega_c J_y \quad (2.2.29)$$

$$\left[-(\omega + iv) + \frac{a^2 k^2}{\omega} \sin^2 \theta \right] J_y + \frac{a^2 k^2}{\omega} \sin \theta \cos \theta J_z = -i \frac{e^2 N}{m} E_y + i \omega_c J_x \quad (2.2.30)$$

$$\frac{a^2 k^2}{\omega} \sin \theta \cos \theta J_y + \left[-(\omega + iv) + \frac{a^2 k^2}{\omega} \cos^2 \theta \right] J_z = -i \frac{e^2 N}{m} E_z \quad (2.2.31)$$

(2.2.29) denkleminde J_x akım yoğunluğu

$$J_x = i \frac{e^2 N}{m(\omega + iv)} E_x + i \frac{\omega_c}{(\omega + iv)} J_y \quad (2.2.32)$$

şeklinde yazılıp (2.2.30) denkleminde yerine konulduğunda,

$$\begin{aligned}
& \left[-(\omega + i\nu) + \frac{a^2 k^2}{\omega} \sin^2 \theta \right] \mathbf{J}_y + \frac{a^2 k^2}{\omega} \sin \theta \cos \theta \mathbf{J}_z \\
& = -\frac{e^2 N}{m} \mathbf{E}_y + i\omega_c \left[i \frac{e^2 N}{m(\omega + i\nu)} \mathbf{E}_x + i \frac{\omega_c}{(\omega + i\nu)} \mathbf{J}_y \right] \quad (2.2.33)
\end{aligned}$$

ifadesi elde edilir. Aynı şekilde (2.2.31) denkleminde,

$$\mathbf{J}_z = -i \frac{e^2 N}{m \left[-(\omega + i\nu) + \frac{a^2 k^2}{\omega} \cos^2 \theta \right]} \mathbf{E}_z - \frac{a^2 k^2 \sin \theta \cos \theta}{\omega \left[-(\omega + i\nu) + \frac{a^2 k^2}{\omega} \cos^2 \theta \right]} \mathbf{J}_y \quad (2.2.34)$$

ifadesi yazılır ve (2.2.33) denkleminde yerine konulduğunda,

$$\begin{aligned}
& \left[-(\omega + i\nu) + \frac{\omega_c^2}{(\omega + i\nu)} + \frac{a^2 k^2 \sin^2 \theta}{\omega} - \frac{a^4 k^4 \sin^2 \theta \cos^2 \theta}{\omega^2 \left[-(\omega + i\nu) + \frac{a^2 k^2}{\omega} \cos^2 \theta \right]} \right] \mathbf{J}_y \\
& = -\frac{e^2 N \omega_c}{m(\omega + i\nu)} \mathbf{E}_x - i \frac{e^2 N}{m} \mathbf{E}_y + i \frac{e^2 N a^2 k^2 \sin \theta \cos \theta}{m\omega \left[-(\omega + i\nu) + \frac{a^2 k^2}{\omega} \cos^2 \theta \right]} \mathbf{E}_z \quad (2.2.35)
\end{aligned}$$

ifadesi elde edilir. Bu eşitliğin sol tarafının paydası eşitlendiğinde ifade,

$$\begin{aligned}
& \left[\frac{(\omega + i\nu)^2 - \frac{(\omega + i\nu)a^2 k^2}{\omega} - \omega_c^2 + \frac{\omega_c^2 a^2 k^2 \cos^2 \theta}{\omega(\omega + i\nu)}}{\left[-(\omega + i\nu) + \frac{a^2 k^2}{\omega} \cos^2 \theta \right]} \right] \mathbf{J}_y \\
& = -\frac{e^2 N \omega_c}{m(\omega + i\nu)} \mathbf{E}_x - i \frac{e^2 N}{m} \mathbf{E}_y + i \frac{e^2 N a^2 k^2 \sin \theta \cos \theta}{m\omega \left[-(\omega + i\nu) + \frac{a^2 k^2}{\omega} \cos^2 \theta \right]} \mathbf{E}_z \quad (2.2.36)
\end{aligned}$$

şeklini alır. (2.2.36) eşitliğinin sağ tarafı yeniden düzenlenip aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$\begin{aligned}
& \left[\frac{(\omega + iv)^2 - \frac{(\omega + iv)a^2 k^2}{\omega} - \omega_c^2 + \frac{\omega_c^2 a^2 k^2 \cos^2 \theta}{\omega(\omega + iv)}}{\left[-(\omega + iv) + \frac{a^2 k^2}{\omega} \cos^2 \theta \right]} \right] \mathbf{J}_y \\
& = -\frac{\varepsilon_0 \omega_p^2 \omega_c}{(\omega + iv)} \mathbf{E}_x - i\varepsilon_0 \omega_p^2 \mathbf{E}_y + i \frac{\varepsilon_0 \omega_p^2 a^2 k^2 \sin \theta \cos \theta}{\omega \left[-(\omega + iv) + \frac{a^2 k^2}{\omega} \cos^2 \theta \right]} \mathbf{E}_z
\end{aligned} \quad (2.2.37)$$

Bu ifadeden $\mathbf{J}_y$ akım yoğunluğu,

$$\begin{aligned}
\mathbf{J}_y &= A \omega_c \left(1 - \frac{a^2 k^2 \cos^2 \theta}{\omega(\omega + iv)} \right) \mathbf{E}_x + iA(\omega + iv) \left(1 - \frac{a^2 k^2 \cos^2 \theta}{\omega(\omega + iv)} \right) \mathbf{E}_y \\
&\quad + iA \frac{a^2 k^2 \sin \theta \cos \theta}{\omega} \mathbf{E}_z
\end{aligned} \quad (2.2.38)$$

olarak elde edilir. Burada,

$$A = \varepsilon_0 \omega_p^2 \left[(\omega + iv)^2 - \frac{(\omega + iv)a^2 k^2}{\omega} - \omega_c^2 + \frac{\omega_c^2 a^2 k^2 \cos^2 \theta}{\omega(\omega + iv)} \right]^{-1} \quad (2.2.39)$$

dir. (2.2.32) denklemindeki $\mathbf{J}_y$ ' nin yerine (2.2.39) ifadesindeki değeri yazılırsa x-doğrultusundaki akım yoğunluğu aşağıdaki şekilde olur.

$$\begin{aligned}
\mathbf{J}_x &= iA \left((\omega + iv) - \frac{a^2 k^2}{\omega} \right) \mathbf{E}_x - A \omega_c \left(1 - \frac{a^2 k^2 \cos^2 \theta}{\omega(\omega + iv)} \right) \mathbf{E}_y \\
&\quad - A \omega_c \frac{a^2 k^2 \sin \theta \cos \theta}{\omega(\omega + iv)} \mathbf{E}_z
\end{aligned} \quad (2.2.40)$$

Benzer şekilde $\mathbf{J}_y$ 'nin (2.2.39)'daki değeri (2.2.34) denkleminde yerine yazılırsa z-doğrultusundaki akım yoğunluğu,

$$\begin{aligned} \mathbf{J}_z = A\omega_c \frac{a^2 k^2 \sin\theta \cos\theta}{\omega(\omega + iv)} \mathbf{E}_x - iA \frac{a^2 k^2 \sin\theta \cos\theta}{\omega} \mathbf{E}_y \\ + iA \left[(\omega + iv) - \frac{a^2 k^2 \sin^2\theta}{\omega} - \frac{\omega_c^2}{(\omega + iv)} \right] \mathbf{E}_z \end{aligned} \quad (2.2.41)$$

şeklinde elde edilir. (2.2.38), (2.2.40) ve (2.2.41) ifadeleri gözönüne alınıp, bu ifadeler genelleştirilmiş Ohm kanunu ($\mathbf{J} = \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{E}$) ile karşılaştırılırsa akım yoğunluğunun genel ifadesi aşağıdaki şekilde yazılabilir.

$$\begin{bmatrix} \mathbf{J}_x \\ \mathbf{J}_y \\ \mathbf{J}_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \sigma'_{11} & \sigma'_{12} & \sigma'_{13} \\ \sigma'_{21} & \sigma'_{22} & \sigma'_{23} \\ \sigma'_{31} & \sigma'_{32} & \sigma'_{33} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \mathbf{E}_x \\ \mathbf{E}_y \\ \mathbf{E}_z \end{bmatrix} \quad (2.2.42)$$

Burada,

$$\sigma'_{11} = iA \left((\omega + iv) - \frac{a^2 k^2}{\omega} \right) \quad (2.2.43)$$

$$\sigma'_{12} = -\sigma'_{21} = -A\omega_c \left(1 - \frac{a^2 k^2 \cos^2\theta}{\omega(\omega + iv)} \right) \quad (2.2.44)$$

$$\sigma'_{13} = -\sigma'_{31} = -A\omega_c \frac{a^2 k^2 \sin\theta \cos\theta}{\omega(\omega + iv)} \quad (2.2.45)$$

$$\sigma'_{22} = iA \left((\omega + iv) - \frac{a^2 k^2 \cos^2\theta}{\omega} \right) \quad (2.2.46)$$

$$\sigma_{23}' = -\sigma_{32}' = iA \frac{a^2 k^2 \sin\theta \cos\theta}{\omega} \quad (2.2.47)$$

$$\sigma_{33}' = iA \left[(\omega + i\nu) - \frac{a^2 k^2 \sin^2\theta}{\omega} - \frac{\omega_c^2}{(\omega + i\nu)} \right] \quad (2.2.48)$$

dir. Daha önce sıcaklığa bağlı olmayan iletkenliklerde olduğu gibi (2.2.43)-(2.2.48) ifadeleri ile verilen sıcaklığa bağlı iletkenlikler de reel ve sanal kısımlardan oluşmaktadır. Gerekli matematiksel işlemler yapılarak iletkenlikler reel ve sanal kısımlarına ayrılmış şekliyle aşağıdaki gibi yazılabilirler.

$$\sigma_{11}' = \frac{\epsilon_0 \omega_p^2 (-2B\omega^2 \nu + Ba^2 k^2 \nu + C\omega^3 - C\omega \nu^2 - Ca^2 k^2 \omega)}{B^2 + C^2} + i \frac{\epsilon_0 \omega_p^2 (B\omega^3 - B\omega \nu^2 - Ba^2 k^2 \omega + 2C\omega^2 \nu - Ca^2 k^2 \nu)}{B^2 + C^2} \quad (2.2.49)$$

$$\sigma_{12}' = -\sigma_{21}' = \frac{\epsilon_0 \omega_p^2 \omega_c (Ba^2 k^2 \cos^2\theta - B\omega^3 - C\omega \nu)}{B^2 + C^2} + i \frac{\epsilon_0 \omega_p^2 \omega_c (-B\omega \nu - Ca^2 k^2 \cos^2\theta + C\omega^3)}{B^2 + C^2} \quad (2.2.50)$$

$$\sigma_{13}' = -\sigma_{31}' = -\frac{B\epsilon_0 \omega_p^2 \omega_c a^2 k^2 \sin\theta \cos\theta}{B^2 + C^2} + i \frac{C\epsilon_0 \omega_p^2 \omega_c a^2 k^2 \sin\theta \cos\theta}{B^2 + C^2} \quad (2.2.51)$$

$$\sigma_{22}' = \frac{\epsilon_0 \omega_p^2 (-2B\omega^2 \nu + Bva^2 k^2 \cos^2\theta + C\omega^3 - C\omega a^2 k^2 \cos^2\theta - C\omega \nu^2)}{B^2 + C^2} + i \frac{\epsilon_0 \omega_p^2 (B\omega^3 - B\omega a^2 k^2 \cos^2\theta - B\omega \nu^2 + 2C\omega^2 \nu - Cva^2 k^2 \cos^2\theta)}{B^2 + C^2} \quad (2.2.52)$$

$$\sigma_{23}' = -\sigma_{32}' = \frac{\epsilon_0 \omega_p^2 a^2 k^2 \sin\theta \cos\theta (-Bv + C\omega)}{B^2 + C^2} + i \frac{\epsilon_0 \omega_p^2 a^2 k^2 \sin\theta \cos\theta (B\omega + Cv)}{B^2 + C^2} \quad (2.2.53)$$

$$\sigma_{33}' = \frac{\epsilon_0 \omega_p^2 (-B\omega^2 v + Bva^2 k^2 \sin^2\theta + C\omega^3 - C\omega v^2 - C\omega a^2 k^2 \sin^2\theta - C\omega\omega_c^2)}{B^2 + C^2} + i \frac{\epsilon_0 \omega_p^2 (B\omega^3 - B\omega v^2 - B\omega a^2 k^2 \sin^2\theta - B\omega\omega_c^2 + 2C\omega^2 v - Cva^2 k^2 \sin^2\theta)}{B^2 + C^2} \quad (2.2.54)$$

Burada,

$$B = \omega^4 - 3\omega^2 v^2 - \omega^2 a^2 k^2 + v^2 a^2 k^2 - \omega_c^2 \omega^2 + \omega_c^2 a^2 k^2 \cos^2\theta \quad (2.2.55)$$

ve

$$C = 3\omega^3 v - \omega v^3 - 2\omega v a^2 k^2 - \omega_c^2 \omega v \quad (2.2.56)$$

dir. Burada da elektron sıcaklığına bağlı olarak, σ_{33}' iletkenliği manyetik alan doğrultusundaki iletkenlik, diğer iletkenlikler ise manyetik alana veya hem manyetik hem de elektrik alana dik doğrultudaki iletkenliklerdir.

2.3. k Dalga Vektörü

Daha önce soğuk ($\nabla P = 0$) ve sıcak ($\nabla P \neq 0$) plazmadaki iletkenlik tensörleri elde edildi. Bu iletkenliklerin nümerik değerlerini elde etmek için k dalga vektörüne ihtiyaç vardır.

Eğer sıcak plazmadaki tedirginliğin sadece z-doğrultusunda olduğu gözönüne alınırsa, elektron yoğunluğu, elektron hızı ve elektrik alanı aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$\begin{aligned}
N_1 &= N_0 + N_1 e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{z} - \omega t)} \\
\mathbf{V}_1 &= \mathbf{V}_0 + \mathbf{V}_1 e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{z} - \omega t)} \\
\mathbf{E} &= \mathbf{E} e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{z} - \omega t)}
\end{aligned} \tag{2.3.1}$$

Bu ifadeler (2.2.8) denklemiyle verilen kütle korunum denkleminde yerlerine yazılırsa, kütle korunum denklemi aşağıdaki şekle dönüşür.

$$-i\omega N_1 + N_0 i\mathbf{k} \cdot \mathbf{V} = 0 \tag{2.3.2}$$

(2.2.4) denklemiyle verilen

$$\frac{d\mathbf{V}}{dt} + \mathbf{v}\mathbf{V} + \frac{\nabla P}{mN_0} = -\frac{e}{m}(\mathbf{E} + \mathbf{V} \times \mathbf{B}) \tag{2.3.3}$$

elektronun hareket denklemindeki ∇P terimini adyabatik yaklaşım kullanarak açalım. Adyabatik yaklaşıma göre,

$$P\rho^{-\gamma} = \text{sabit} \tag{2.3.4}$$

dir. Bu eşitliğin iki tarafının türevi alınırsa,

$$dP\rho^{-\gamma} - \gamma P\rho^{-\gamma-1}d\rho = 0 \tag{2.3.5}$$

ifadesi elde edilir. Bu ifade düzenlenirse,

$$dP = \frac{\gamma P}{\rho} d\rho \tag{2.3.6}$$

olur. $\rho = Nm$ olduğu dikkate alınırsa (2.3.6) denklemi,

$$dP = \frac{\gamma P}{N_0} d[N_0 + N_1 e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{z} - \omega t)}] \tag{2.3.7}$$

olur. Daha önce belirtildiği gibi $N_1 \ll N_0$ olduğundan basınç yaklaşık olarak $P = Nk_B T_e$

olur. Buna göre (2.3.7) denklemi,

$$dP = ik\gamma k_B T_e N_1 \hat{z} \quad (2.3.8)$$

şeklinde sadeleştirilir. Basınç değişim teriminin bu ifadesi ve (2.3.1) ifadesiyle verilen yoğunluk, hız ve elektrik alan ifadeleri (2.3.3) denkleminde yerine yazılırsa,

$$-i\omega \mathbf{V} + \mathbf{vV} + \frac{ikN_1 a^2}{N_0} \hat{z} = -\frac{e}{m} (\mathbf{E} + \mathbf{V} \times \mathbf{B}) \quad (2.3.9)$$

ifadesi elde edilir. Burada $a^2 = \frac{\gamma k_B T_e}{m}$ adyabatik ses hızıdır. (2.3.2) denkleminde elde edilecek N_1 değerini (2.3.9) denkleminde yerine yazarsak,

$$-i\omega \mathbf{V} + \mathbf{vV} + \frac{ika^2 \mathbf{V}_z}{\omega} = -\frac{e}{m} (\mathbf{E} + \mathbf{V} \times \mathbf{B}) \quad (2.3.10)$$

ifadesini elde ederiz. Amacımız bu ifadeden $\mathbf{k}$ dalga vektörünü elde etmektir. Elektron hızı, elektrik alanı ve manyetik alanın sırasıyla; $\mathbf{V} = \mathbf{V}_z + \mathbf{V}_e$, $\mathbf{E} = \mathbf{E}_z + \mathbf{E}_e$ ve $\mathbf{B} = B\hat{z}$ şeklinde olduğunu kabul edelim. Bu ifadelerdeki z paralel bileşenleri e ise dik bileşenleri göstermektedir. Elektrik alanının paralel ve dik bileşenleri Maxwell denklemlerinin çözülmesiyle elde edilebilir. Maxwell denklemleri süreklilik modelinin değişmesinden etkileneyeği için burada soğuk plazma modeli kullanılabilir (Tanenbaum, 1967).

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (2.3.11)$$

ve

$$\nabla \times \mathbf{B} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \mu_0 \mathbf{J} \quad (2.3.12)$$

Maxwell denklemlerinden,

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) = \frac{\omega^2}{c^2} \mathbf{E} - i\omega \mu_0 e N_0 \mathbf{V} \quad (2.3.13)$$

ifadesi elde edilir. Elektrik alanının $e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{z} - \omega t)}$ şeklinde değiştiğinden (2.3.13) ifadesi,

$$k^2 \mathbf{E}_e = \frac{\omega^2}{c^2} \mathbf{E} - i\omega\mu_0 e N_0 \mathbf{V} \quad (2.3.14)$$

şeklinde yazılabilir. (2.3.14) ifadesinin iki tarafı $\frac{c^2}{\omega^2}$ ile çarpılırsa,

$$\frac{k^2 c^2}{\omega^2} \mathbf{E}_e = (\mathbf{E}_z + \mathbf{E}_e) - i \frac{c^2}{\omega} \mu_0 e N_0 (\mathbf{V}_z + \mathbf{V}_e) \quad (2.3.15)$$

şekline dönüşür. Bu ifadeden elektrik alanının paralel ve dik bileşenleri aşağıdaki şekilde elde edilebilir.

$$\mathbf{E}_z = \frac{ieN_0 \mathbf{V}_z}{\omega\epsilon_0} \quad (2.3.16)$$

$$\mathbf{E}_e = \frac{ieN_0 \mathbf{V}_e}{\omega\epsilon_0(1-n^2)} \quad (2.3.17)$$

Burada $n^2 = \frac{k^2 c^2}{\omega^2}$ kırılma indisidir. Elektrik alanının (2.3.16) ve (2.3.17)' deki değerleri (2.3.10) denkleminde yerine yazılıp denklem $i\omega$ ile çarpılırsa, paralel bileşen için,

$$\omega^2 \mathbf{V}_z + i\omega v \mathbf{V}_z - k^2 a^2 \mathbf{V}_z = -\frac{ie\omega}{m} \left(\frac{ieN_0 \mathbf{V}_z}{\omega\epsilon_0} \right) - \frac{ie\omega}{m} [(\mathbf{V}_z + \mathbf{V}_e) \times B\hat{z}] \quad (2.3.18)$$

veya

$$\mathbf{V}_z (\omega^2 + i\omega v - k^2 a^2 - \omega_p^2) = 0 \quad (2.3.19)$$

ve dik bileşen için ise,

$$\omega^2 \mathbf{V}_e + i\omega v \mathbf{V}_e = -\frac{ie\omega}{m} \left(\frac{ieN_0 \mathbf{V}_e}{\omega\epsilon_0(1-n^2)} \right) - \frac{ie\omega}{m} [(\mathbf{V}_z + \mathbf{V}_e) \times B_0 \hat{z}] \quad (2.3.20)$$

veya

$$\mathbf{V}_e \left(\omega^2 + i\omega v - \frac{\omega_p^2}{(1-n^2)} \right) = -\frac{ie\omega}{m} (\mathbf{V}_e + B_0 \hat{z}) \quad (2.3.21)$$

ifadeleri elde edilir.

Paralel bileşen için $\mathbf{k}$ dalga vektörü (2.3.19) denkleminde,

$$k^2 = \frac{\omega^2 - \omega_p^2}{a^2} + i \frac{\omega v}{a^2} \quad (2.3.22)$$

Aynı şekilde dik bileşen için yani, $\mathbf{k} \perp \mathbf{B}$ için $\mathbf{B}$ manyetik alanının yönü $\mathbf{B} = B\hat{y}$ olup, $\mathbf{V}_e = \mathbf{V}_x + \mathbf{V}_y$ olduğu dikkate alınarak (2.3.21) denklemi aşağıdaki şekilde yazılabilir.

$$(\mathbf{V}_x + \mathbf{V}_y) \left(\omega^2 + i\omega v - \frac{\omega_p^2}{(1-n^2)} \right) = -\frac{ie\omega}{m} (\mathbf{V}_x \times B\hat{y} + \mathbf{V}_y \times B\hat{y}) \quad (2.3.23)$$

Bu ifadeden hareketle elektron için siklotron frekansının $\omega_c = -\frac{eB}{m}$ olduğu dikkate alınarak $\mathbf{V}_x$ ve $\mathbf{V}_y$ bileşenleri için,

$$\mathbf{V}_x \left(\omega^2 + i\omega v - \frac{\omega_p^2}{(1-n^2)} \right) - i\omega\omega_c \mathbf{V}_z = 0 \quad (2.3.24)$$

$$\mathbf{V}_y \left(\omega^2 + i\omega v - \frac{\omega_p^2}{(1-n^2)} \right) = 0 \quad (2.3.25)$$

ifadeleri elde edilir. Burada artık z-doğrultusu da manyetik alan doğrultusuna dik olacağından z bileşeni için (2.3.18) ifadesinden aşağıdaki eşitlik elde edilir.

$$V_z(\omega^2 + i\omega v - k^2 a^2 - \omega_p^2) + i\omega \omega_c V_x = 0 \quad (2.3.26)$$

Dik bileşen için burada sadece (2.3.24) ve (2.3.26) ifadeleri kullanılacaktır. Bu ifadelerdeki V_x ve V_z büyüklükleri sıfır değilse katsayılar determinantının sıfır olması gerekir. Buna göre,

$$\begin{vmatrix} \omega^2 + i\omega v - \frac{\omega_p^2}{1-n^2} & -i\omega \omega_c \\ i\omega \omega_c & \omega^2 + i\omega v - k^2 a^2 - \omega_p^2 \end{vmatrix} = 0 \quad (2.3.27)$$

olur. $n^2 = \frac{k^2 c^2}{\omega^2}$ olmak üzere bu determinanı açar ve $v = 0$ kabulüyle çarpışmaları ihmal edersek,

$$\begin{aligned} k^2 c^2 a^2 - k^2 \left[c^2 (\omega^2 - \omega_p^2 - \omega_c^2) + a^2 (\omega^2 - \omega_p^2) \right] \\ + (\omega^2 - \omega_p^2)^2 - \omega^2 \omega_c^2 = 0 \end{aligned} \quad (2.3.28)$$

ifadesi elde edilir. Bu ifadede $a = 4,9 \times 10^3 T_e^{1/2}$ m/sec olduğundan a^2 , c^2 'den çok daha küçüktür. Bu nedenle (2.3.28) denklemindeki altı çizili terim ihmal edilir. $|k^2 a^2| \ll \omega^2$ yaklaşımı yapılarak (2.3.28) denkleminin kökleri bulunduğunda, bu denklem

$$\begin{aligned} k^2 c^2 (\omega^2 - \omega_p^2 - \omega_c^2) &= (\omega^2 - \omega_p^2)^2 - \omega^2 \omega_c^2 \\ &= \omega^2 (\omega^2 - \omega_p^2 - \omega_c^2) - \omega_p^2 (\omega^2 - \omega_p^2) \end{aligned} \quad (2.3.29)$$

veya

$$k^2 c^2 = \omega^2 - \frac{\omega_p^2}{1 - \omega_c^2 / (\omega^2 - \omega_p^2)} \quad (2.3.30)$$

şeklinde yazılabilir. Buradan dik bileşen için dalga vektörünün büyüklüğü,

$$k^2 = \frac{\omega^2}{c^2} - \frac{\omega_p^2}{c^2 \left[1 - \omega_c^2 / (\omega^2 - \omega_p^2) \right]} \quad (2.3.31)$$

olarak elde edilir.



3. MATERYAL VE METOD

Bu çalışmada (38° K , 39° D) coğrafik koordinatları için soğuk ve sıcak plazmadaki elektrik iletkenlikleri incelenmiştir. Çalışmalar iyonkürenin E ve F-bölgeleri için yapılmıştır.

(2.1.14)-(2.1.16) denklemleri ile verilen soğuk plazmadaki a.c. iletkenliği ile, (2.2.43)- (2.2.48) denklemleri ile verilen sıcak plazmadaki iletkenlikleri hesaplamak için elektron yoğunluğu (N), siklotron frekansı (ω_c), çarpışma frekansı (ν) ve elektron sıcaklığı (Te) gibi parametrelerin yanında B manyetik alanı ile k dalga vektörünün bilinmesi gerekir.

İyonküredeki elektron çarpışma frekansı elektron-iyon (ν_{ei}) ve elektron-nötr (ν_{en}) çarpışma frekanslarının toplamına eşittir. Çalışılan iyonküre bölgelerinde ν_{en} çarpışma frekansı ν_{ei} çarpışma frekansına göre çok küçüktür (Risbeth ve Garriott, 1969). Bu nedenle çarpışma frekansı elektron-iyon çarpışma frekansına eşit alındı. Elektron-iyon çarpışma frekansı aşağıdaki ifadeyle verilir (Tanenbaum, 1967).

$$\nu = \nu_{ei} = 3,62 \times 10^{-6} N_i T_e^{3/2} \ln \Lambda \quad (3.1)$$

Burada,

$$\Lambda = 1,23 \times 10^7 N^{-1/2} T_e^{3/2} \quad (3.2)$$

dir. Buradaki Λ Coulomb kesilim frekansı ve N_i iyon yoğunluğudur. İyonküredeki her atom veya molekülün bir defa iyonlaştığını kabul edersek, bu ifadedeki N_i (iyon yoğunluğu) elektron yoğunluğuna eşit alınabilir.

Daha önce belirtildiği gibi siklotron frekansı $\omega_c = -eB/m$ dir. Buradaki B manyetik alanı yerkürenin manyetik alanıdır. Eğer, yerkürenin merkezinden coğrafik eksenlere yönelmiş tek bir manyetik dipolü olduğu düşünülürse manyetik potansiyel,

$$U = R_y B_0 \left(\frac{R_y}{r} \right)^2 \cos \theta \quad (3.3)$$

eşitliği ile ifade edilebilir (Risbeth ve Garriott, 1969). Buradaki R_y Yer'in yarıçapı, r Yer'in merkezinden olan uzaklık, B_0 (4×10^{-5} T) Yer yüzeyinde ekvatordaki manyetik alan ve θ ise coğrafik enlemi 90° 'ye tamamlayan açıdır. Yukarıdaki manyetik potansiyelin diferensiyeli alınırsa, B manyetik alanı için aşağıdaki ifade elde edilir.

$$B = B_0 \left(\frac{R_y}{r} \right)^3 \left[1 + 3 \cos^2 \theta \right]^{1/2} \quad (3.4)$$

Manyetik alanın bu değeri kullanılarak siklotron frekansı hesaplandı. Elektron yoğunluğu ve elektron sıcaklıkları International Reference Ionosphere-IRI programı ile elde edildi.

IRI elektron yoğunluğu, elektron ve iyon sıcaklığı ile iyon bileşenleri gibi iyonkürenin önemli parametrelerini elde edebilecek, kullanılabilir standart bir modeldir. IRI teorik bir model değildir. 1959-1975 yılları arasında, yerdeki iyon sondalar ve uydularla yapılan bütün ölçümler kullanılarak elde edilmiş bir modeldir. Dünya'da iyonküre ile ilgili yapılan birçok araştırmada IRI kullanılmaktadır. IRI-bilgisayar programı ile yılın herhangi bir gün ve saatinde, istenilen coğrafik koordinat için 80-1000 km arasındaki herhangi bir yükseklikte Güneş lekesine bağlı olarak elektron yoğunluğu, elektron, iyon ve nötr sıcaklıklar ile O^+ , H^+ , He^+ , O_2^+ ve NO^+ iyonlarının yüzde değerlerini hesaplamak mümkündür.

4. BULGULAR VE TARTIŞMA

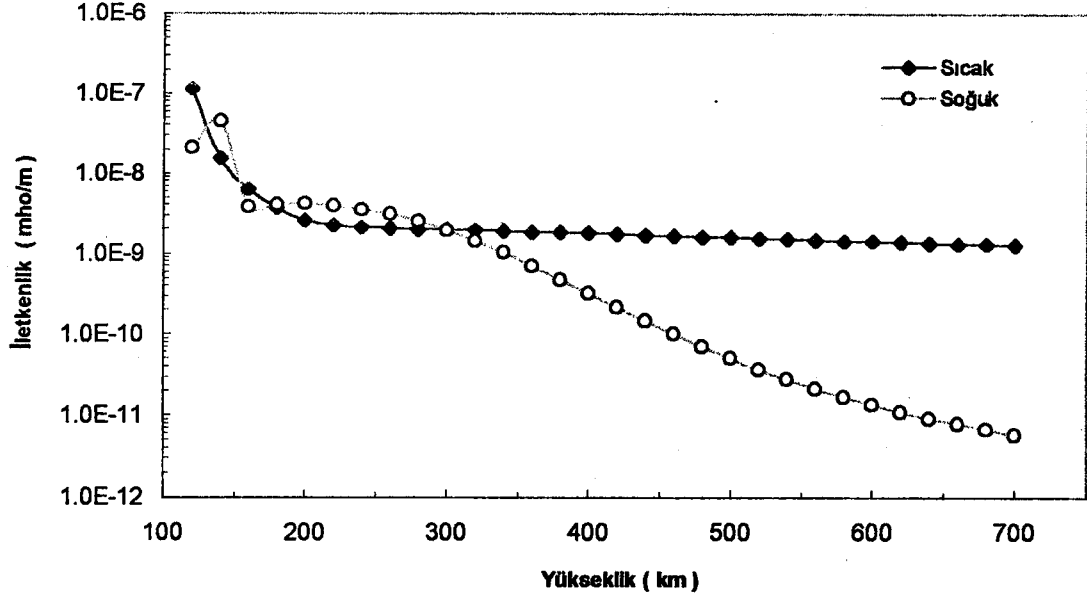
(38° K , 39° D) coğrafik koordinatlarında Güneş lekesi $R=10$ (Güneş'in sakin günleri için) olmak üzere, soğuk ve sıcak plazmanın iletkenlikleri (2.1.14) - (2.1.16) ve (2.2.49) - (2.2.54) denklemlerine göre hesaplandı. Hesaplamalar elektromanyetik dalganın B manyetik alanına paralel, dik ve 30°'lik açı yaptığı durumlar için tekrarlandı. Elde edilen iletkenliklerin yükseklik, yerel zaman, dalga frekansı ve mevsimlere göre değişimleri incelendi. İletkenliklerin yükseklik, yerel zaman ve mevsimsel değişimleri hesaplarında dalga frekansı $\omega=30 \times 10^6$ rad/s olarak alındı.

4.1. İletkenliklerin Yükseklikle Değişimi

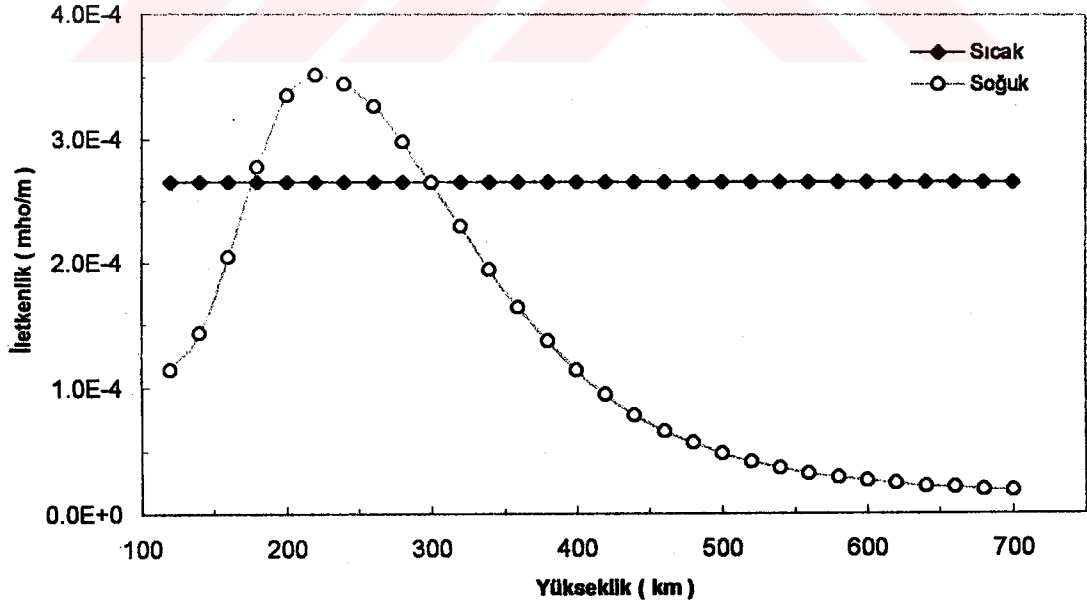
4.1.1. k/B için iletkenliklerin yükseklikle değişimi

(2.1.14)-(2.1.16) ve (2.2.49)-(2.2.54) ifedeleriyle verilen iletkenliklere dikkat edilirse $\theta=0^\circ$ için $\sigma_{11} = \sigma_{11}'$, $\sigma_{12} = \sigma_{12}'$, $\sigma_{22} = \sigma_{22}'$ ve $\sigma_{13} = \sigma_{13}' = -\sigma_{31}' = 0$, $\sigma_{23} = \sigma_{23}' = -\sigma_{32}' = 0$ olduğu görülür. Buna göre $\theta=0^\circ$ için soğuk ve sıcak plazmanın iletkenliklerinden sadece σ_{33} yani paralel iletkenlik farklıdır.

σ_{33} iletkenliklerinin yükseklikle değişimleri Şekil 4.1 ve Şekil 4.2'de verilmiştir. Şekil 4.1'de görüldüğü gibi yaklaşık olarak 300 km yükseklikten sonra sıcak plazmadaki iletkenliğin daha büyük olduğu görülmektedir. Şekil 4.2'de verilen iletkenliklerin sanal kısımlarında ise sıcak plazmadaki iletkenliklerin hemen hemen yükseklikle sabit olmasına rağmen, soğuk plazma için yaklaşık 250 km ye kadar yükseklikle artarken bu yükseklikten sonra azalmaktadır. Yine Şekil 4.2'de görüleceği gibi 180-300 km ler arasında soğuk plazmadaki iletkenlik büyük iken, diğer yüksekliklerde sıcak plazmadaki iletkenlik daha büyüktür.



Şekil 4.1. σ_{33} iletkenliklerinin reel kısımlarının yükseklikle değişimi (12.00 YZ)



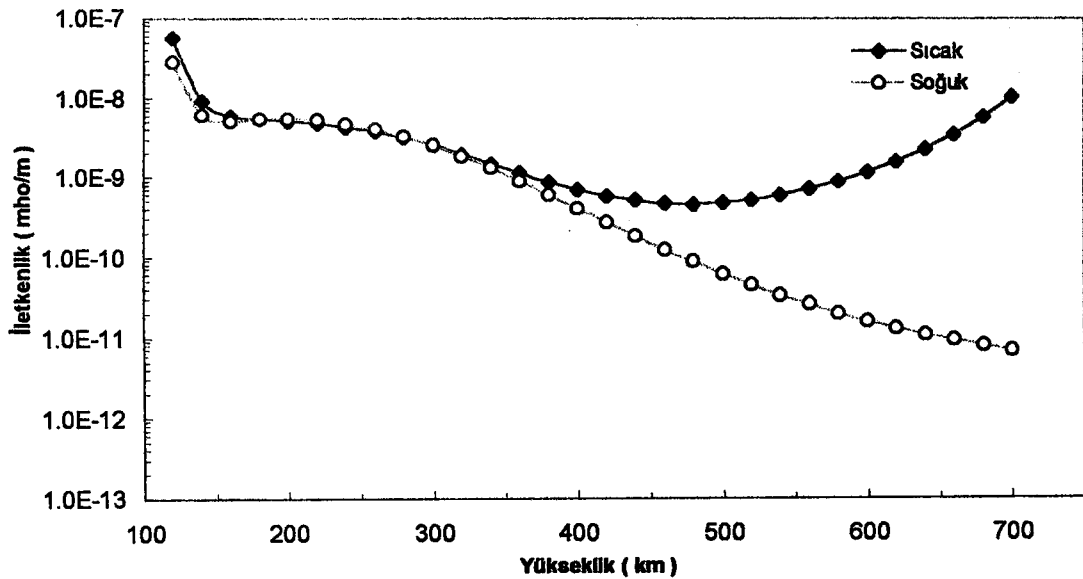
Şekil 4.2. σ_{33} iletkenliklerinin sanal kısımlarının yükseklikle değişimi (12.00 YZ).

4.1.2. $k \perp B$ için iletkenliklerin yükseklikle değişimi

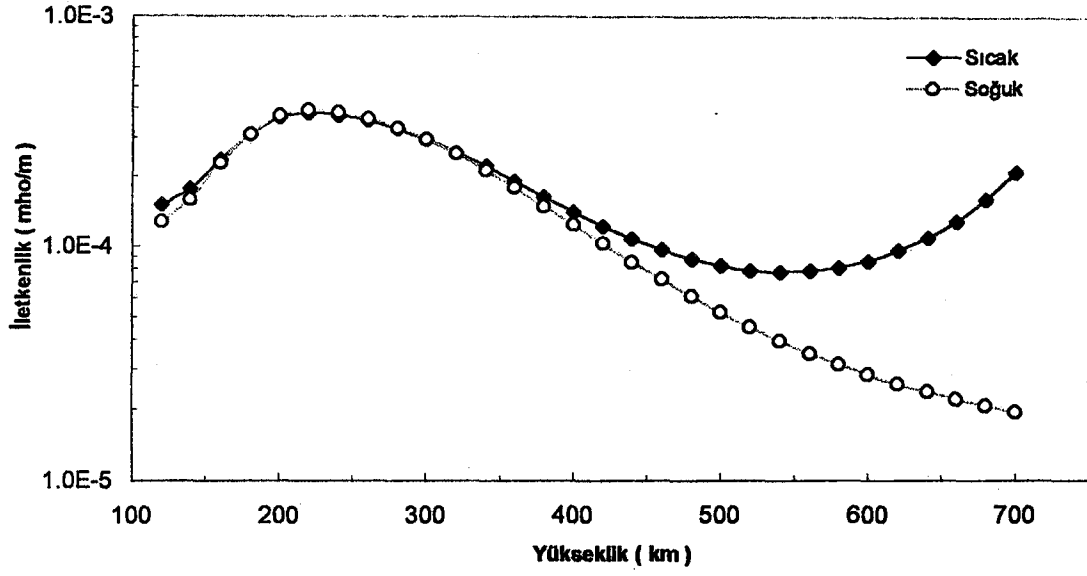
Elektromanyetik dalganın B manyetik alanına dik doğrultuda yayılması durumunda daha önce belirttiğimiz soğuk ve sıcak plazmadaki iletkenliklerden sadece σ_{11} , σ_{12} ve σ_{22} iletkenlikleri farklıdır.

σ_{11} iletkenliğinin yükseklikle değişimi Şekil 4.3 ve Şekil 4.4’de gösterildiği gibidir. Şekillerden görüleceği gibi yaklaşık 350 km ye kadar soğuk ve sıcak plazmadaki iletkenlikler hemen hemen aynıdır. Bu yükseklikten sonra sıcak plazmadaki iletkenlikler yükseklikle artarken soğuk plazmadaki iletkenlikler azalmaktadır. Dolayısıyla $h_m F2$ yüksekliğinden sonraki yüksekliklerde soğuk ve sıcak plazmadaki iletkenlik arasındaki fark da artmaktadır.

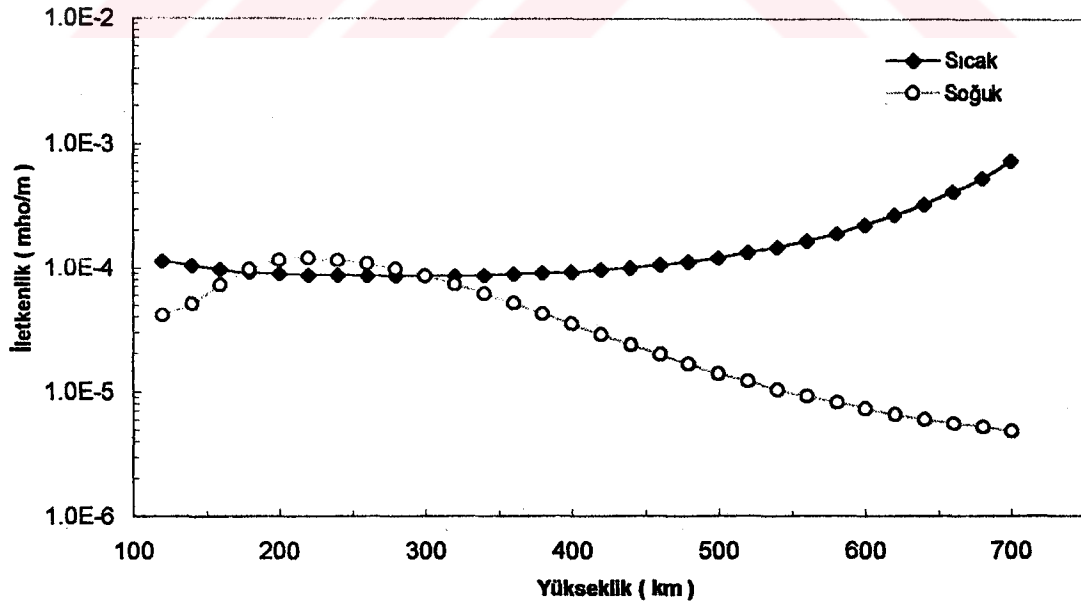
Aynı şekilde soğuk ve sıcak plazmadaki $\sigma_{12} = -\sigma_{21}$ iletkenliklerinin reel ve sanal kısımlarının yükseklikle değişimleri Şekil 4.5 ve Şekil 4.6’da gösterildiği gibidir. Şekillerden görüleceği gibi yaklaşık 180-300 km arasındaki yüksekliklerde soğuk plazmadaki iletkenlik, soğuk plazmadaki iletkenlikten daha büyük, diğer yüksekliklerde ise sıcak plazmadaki iletkenlik soğuk plazmadaki iletkenlikten daha büyük olduğu görülmektedir. Yaklaşık 300 km nin üzerindeki yüksekliklerde sıcak plazmadaki σ_{12} iletkenliği artarken, soğuk plazmadaki iletkenlik azalmaktadır.



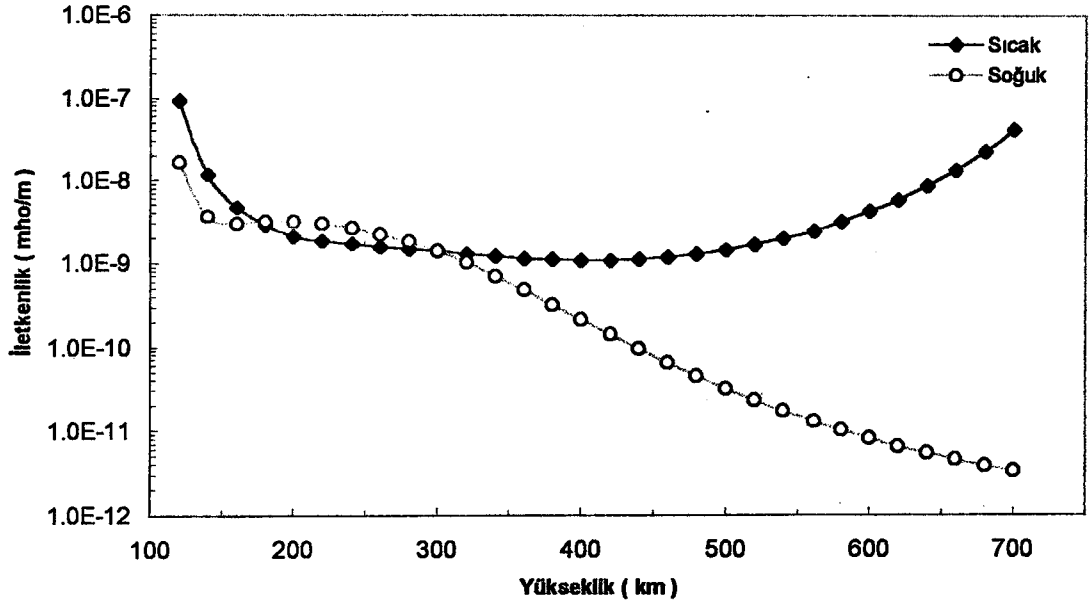
Şekil 4.3. σ_{11} iletkenliklerinin reel kısımlarının yükseklikle değişimi (12.00 YZ).



Şekil 4.4. σ_{11} iletkenliklerinin sanal kısımlarının yükseklikle değişimi (12.00 YZ).



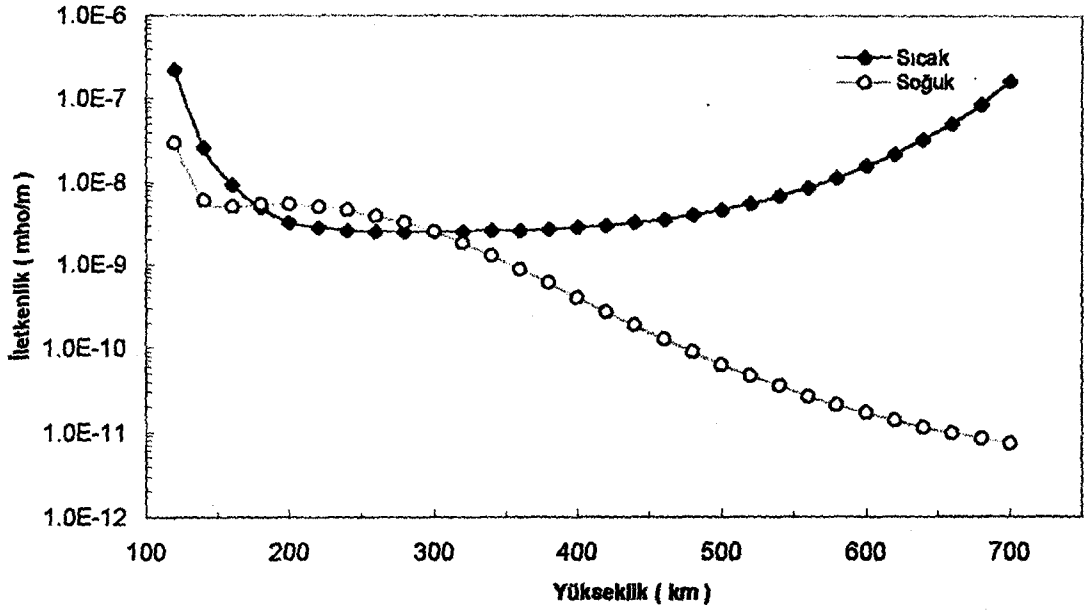
Şekil 4.5. σ_{12} iletkenliklerinin reel kısımlarının yükseklikle değişimi (12.00 YZ).



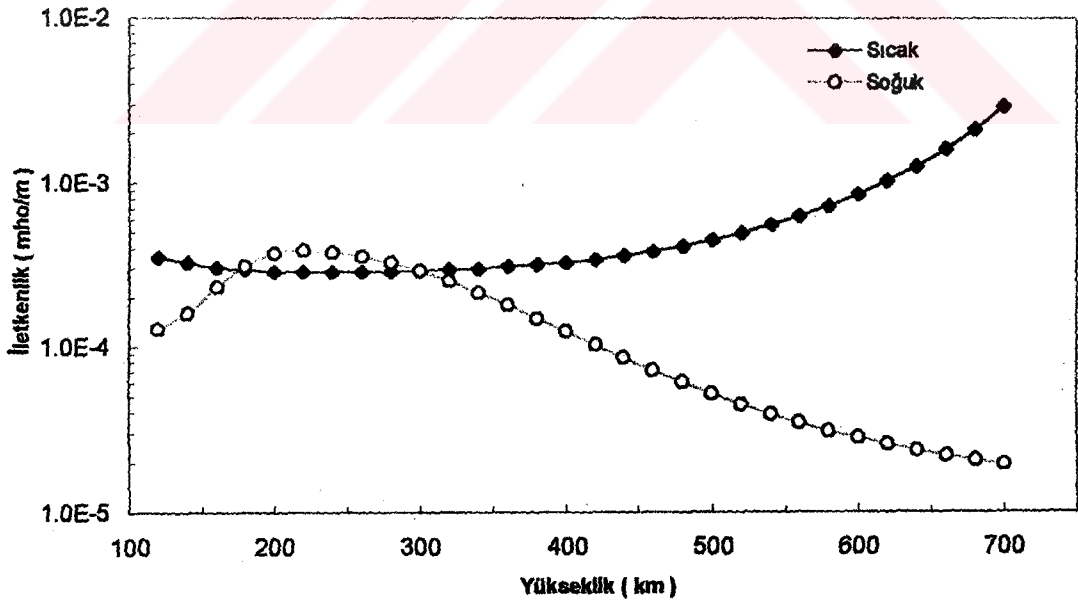
Şekil 4.6. σ_{12} iletkenliklerinin sanal kısımlarının yükseklikle değişimi (12.00 YZ).

$k \perp B$ için soğuk ve sıcak plazmadaki farklı iletkenliklerden biri de σ_{22} iletkenliğidir. Soğuk ve sıcak plazmadaki σ_{22} iletkenliğinin yükseklikle değişimi Şekil 4.7 ve Şekil 4.8 ile verilmiştir. Şekillerden de görüldüğü gibi σ_{22} iletkenliğinin hem reel hem de sanal kısmında yaklaşık 180-300 km arasındaki yüksekliklerde soğuk plazmadaki iletkenlik, diğer yüksekliklerde ise sıcak plazmadaki iletkenlik daha büyüktür. 300 km den sonraki yüksekliklerde soğuk plazmadaki iletkenlik azalırken, sıcak plazmadaki iletkenlik artmaktadır.

Soğuk ve sıcak plazmada $k \perp B$ için σ_{12} ve σ_{22} iletkenlikleri yaklaşık 250 km ye kadar soğuk plazmadaki iletkenlik artıp sıcak plazmadaki iletkenlik azalırken, daha sonraki yüksekliklerde soğuk plazmadaki iletkenlik azalıp sıcak plazmadaki iletkenlik artmıştır.



Şekil 4.7. σ_{22} iletkenliklerinin reel kısımlarının yükseklikle değişimi (12.00 YZ).

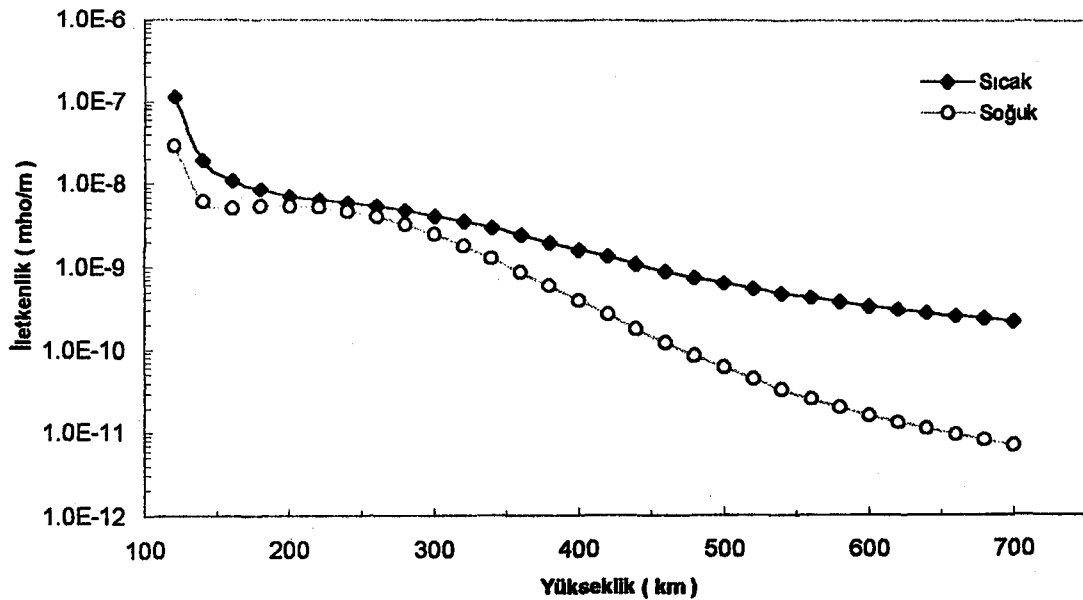


Şekil 4.8. σ_{22} iletkenliklerinin sanal kısımlarının yükseklikle değişimi (12.00 YZ).

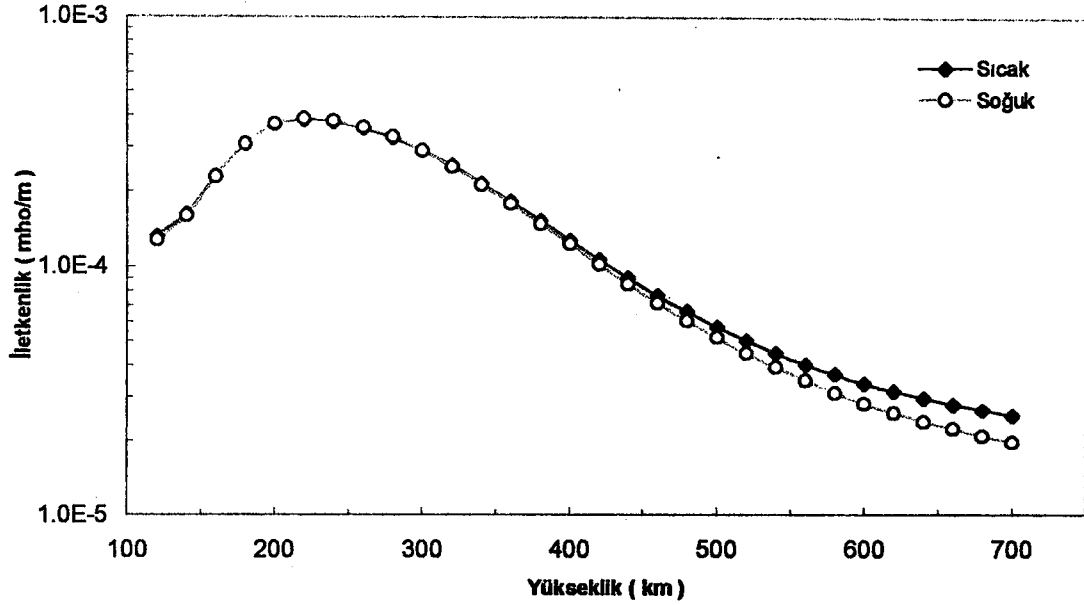
4.1.3. $\theta = 30^\circ$ için iletkenliklerin yükseklikle değişimi

Dalganın yayılma doğrultusunun manyetik alana dik veya paralel olmaması durumunda (2.1.14) - (2.1.16) ve (2.2.49) - (2.2.54) ifadeleriyle verilen soğuk ve sıcak plazmadaki iletkenliklerin birbirinden farklı olduğu görülmektedir. Burada örnek olarak $\theta = 30^\circ$ için σ_{11} , σ_{22} ve σ_{33} iletkenlikleri nümerik olarak incelenmiştir.

Soğuk ve sıcak plazmadaki σ_{11} iletkenliğinin yükseklikle değişimi Şekil 4.9 ve Şekil 4.10'da gösterildiği gibidir. Burada σ_{11} iletkenliğinin reel kısmının yükseklikle değişimine bakıldığında, bütün yüksekliklerde sıcak plazmadaki iletkenliğin soğuk plazmadaki iletkenlikten büyük olduğu görülmektedir. Şekil 4.10'daki iletkenliğin sanal kısmının yükseklikle değişimine bakıldığında yaklaşık 400 km yüksekliğe kadar soğuk ve sıcak plazmadaki iletkenlikler birbirine eşit, 400 km den sonra sıcak plazmanın iletkenliği soğuk plazmanın iletkenliğinden büyüktür. İletkenliklerin hem reel hem de sanal kısımlarının soğuk ve sıcak plazmada 250 km den sonra azaldığı fakat aralarındaki farkların arttığı görülmektedir.



Şekil 4.9. σ_{11} iletkenliklerinin reel kısımlarının yükseklikle değişimi (12.00 YZ).

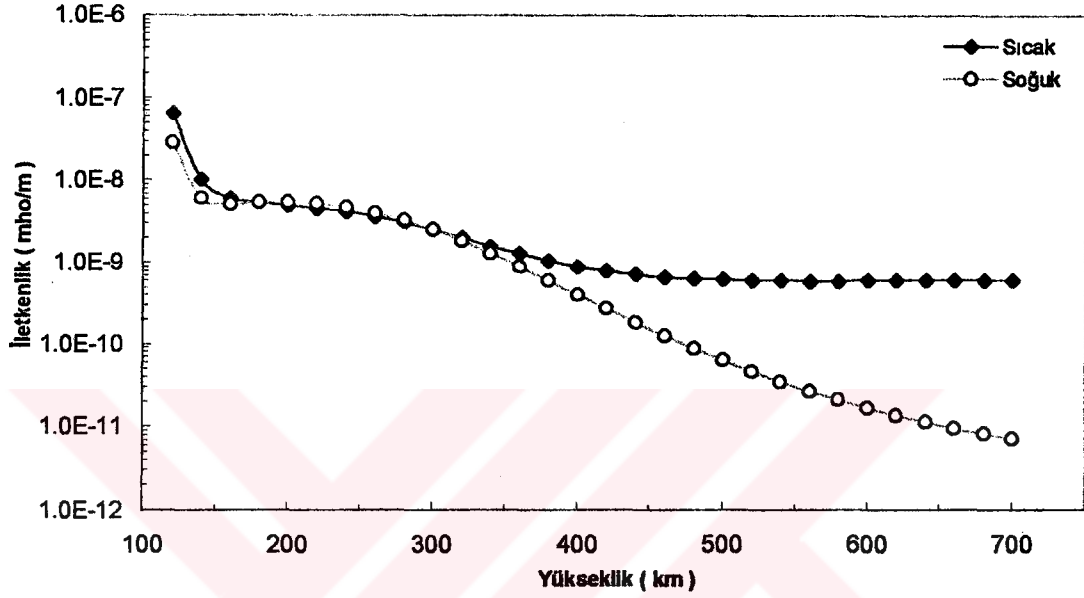


Şekil 4.10. σ_{11} iletkenliklerinin sanal kısımlarının yükseklikle değişimi (12.00 YZ).

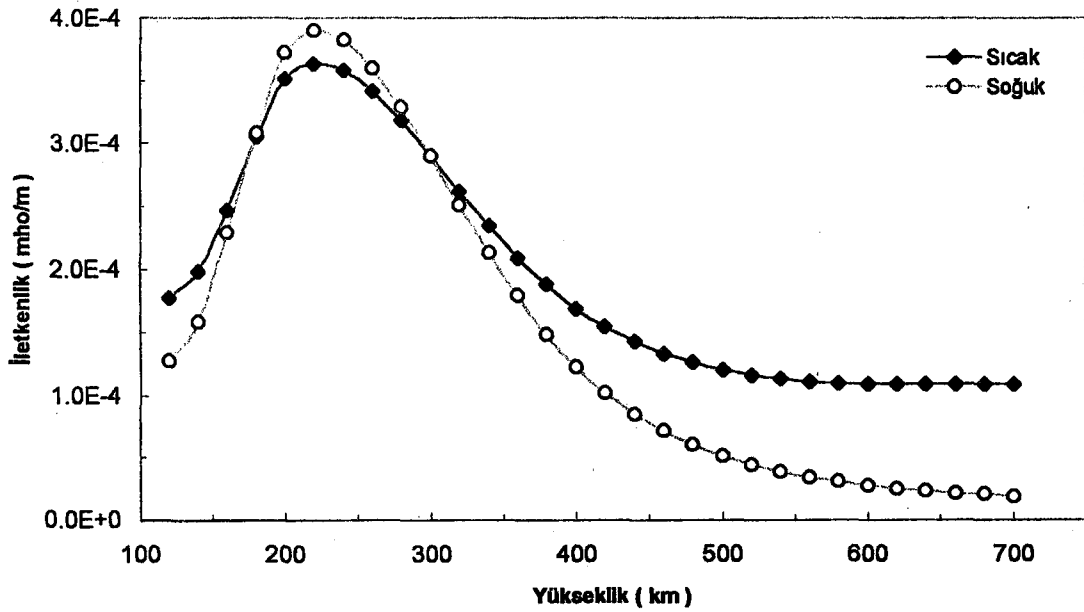
σ_{22} iletkenliğinin reel ve sanal kısmının yükseklikle değişimi Şekil 4.11 ve Şekil 4.12'de verilmiştir. Şekil 4.11 ile verilen σ_{22} iletkenliğinin reel kısmına bakıldığında yaklaşık 350 km ye kadar soğuk ve sıcak plazmadaki iletkenlikler hemen hemen eşittir. Yaklaşık 400 km yükseklikten sonra sıcak plazmadaki iletkenlik sabit kalmasına rağmen, soğuk plazmadaki iletkenlik azalmaya devam etmektedir. Şekil 4.12 ile verilen σ_{22} iletkenliğinin sanal kısmının yükseklikle değişimine gelince, yaklaşık 180 km ile 300 km arasında soğuk plazmadaki iletkenliğin büyük olmasına rağmen diğer yüksekliklerde sıcak plazmadaki iletkenlikler büyüktür. İletkenlikler yaklaşık 250 km ye kadar yükseklikle artarken, bu yükseklikten sonra azalmaktadır. 500 km den sonraki yükseklikle azalma daha yavaş olmaktadır.

Şekil 4.13 ve Şekil 4.14 ile verilen σ_{33} iletkenliğinin soğuk ve sıcak plazmadaki reel ve sanal kısımlarının yükseklikle değişimlerinden görüleceği gibi, iletkenliğin reel kısmında bütün yüksekliklerde sıcak plazmadaki iletkenlik soğuk plazmadaki iletkenlikten daha büyüktür. Yaklaşık 250 km den sonra sıcak plazmadaki iletkenlik sabit kalırken soğuk plazmadaki iletkenlik azalmaya devam etmektedir. Şekil 4.14'de verilen σ_{33} iletkenliğinin sanal kısmına bakıldığında yaklaşık 180 km ile 300 km yükseklik arasında soğuk plazmadaki iletkenlik sıcak plazmadaki iletkenlikten, diğer yüksekliklerde ise sıcak

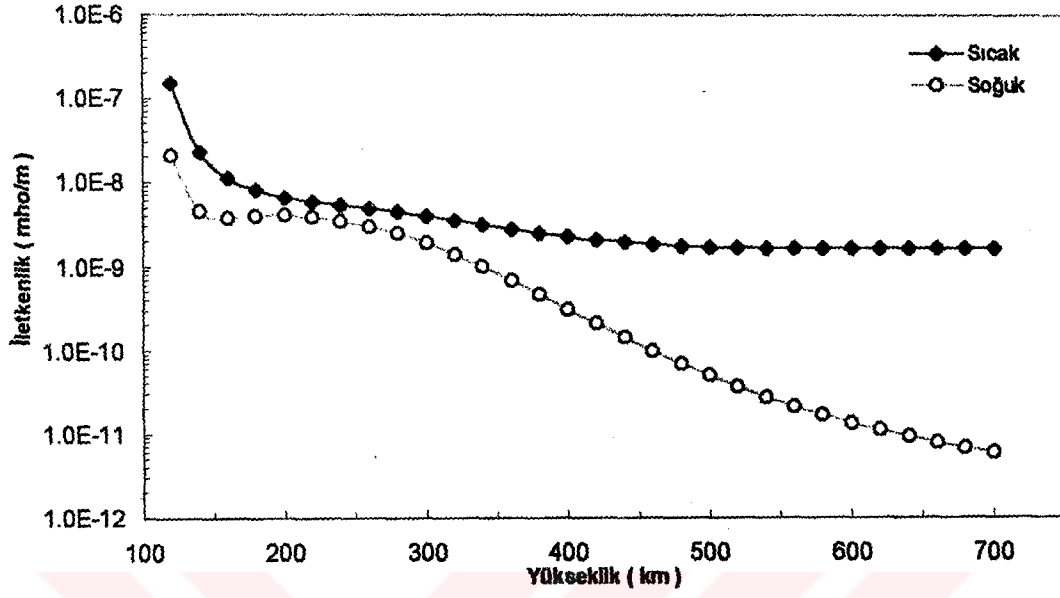
plazmadaki iletkenlik soğuk plazmadaki iletkenlikten daha büyüktür. 300 km den sonra sıcak plazmadaki iletkenlik artış gösterirken, soğuk plazmadaki iletkenlik azalmaktadır. Ayrıca her iki iletkenlik maksimum değerine 250 km yükseklikte ulaşmıştır. Bu yükseklik yaklaşık $h_m F2$ yüksekliğine karşılık gelmektedir.



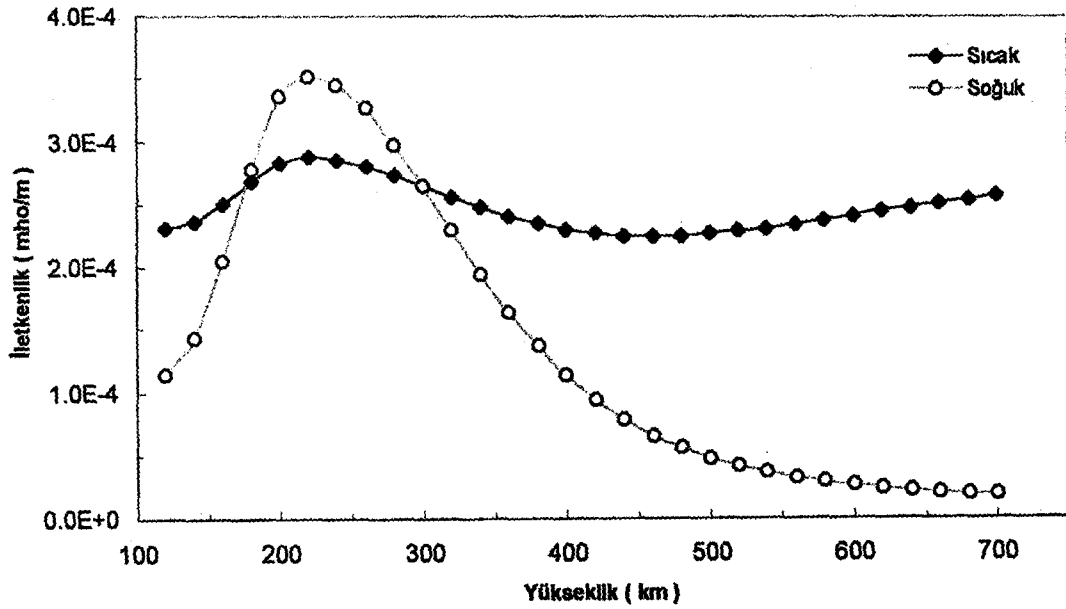
Şekil 4.11. σ_{22} iletkenliklerinin reel kısımlarının yükseklikle değişimi (12.00 YZ).



Şekil 4.12. σ_{22} iletkenliklerinin sanal kısımlarının yükseklikle değişimi (12.00 YZ)



Şekil 4.13. σ_{33} iletkenliklerinin reel kısımlarının yükseklikle değişimi (12.00 YZ).



Şekil 4.14. σ_{33} iletkenliklerinin sanal kısımlarının yükseklikle değişimi (12.00 YZ).

İletkenliklerin bağlı oldukları ω_p , ω_c , v ve T_e gibi parametrelerin yükseklikle değişimi Çizelge 4.1’de verilmiştir. Çizelgeden görüleceği gibi ω_c ve v yükseklikle azalırken, T_e artmaktadır. ω_p ise $h_m F2$ yüksekliğine kadar artmakta, bu yükseklikten sonra azalmaktadır. Seçilen coğrafik koordinat için 12.00 YZ’da $h_m F2 = 222$ km dir.

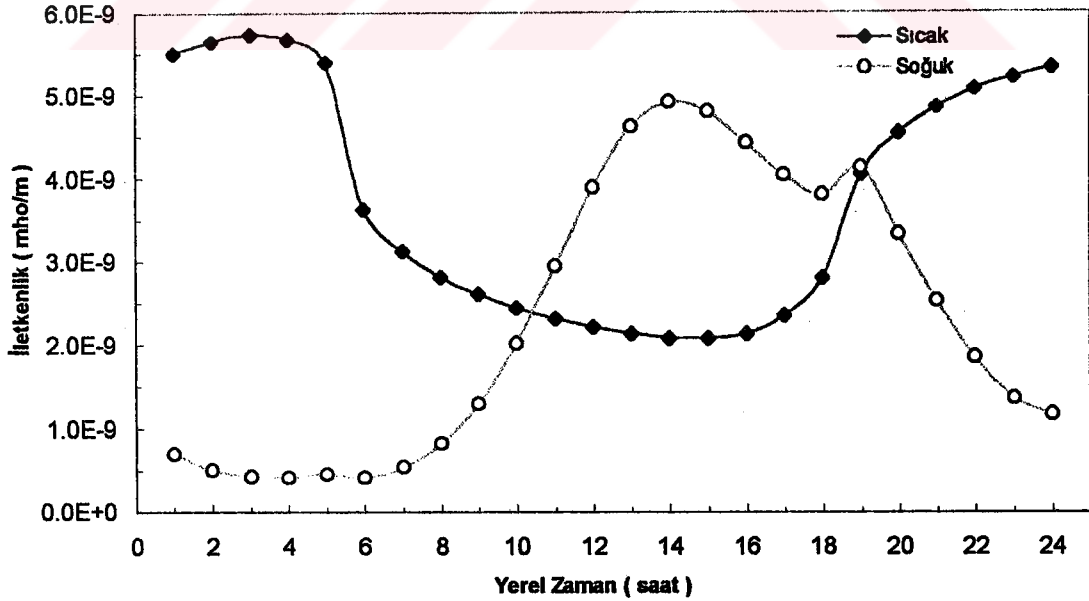
Çizelge 4.1. İyonküre iletkenliğinin bağlı olduğu parametrelerin yükseklikle değişimi (12.00 YZ).

Yükseklik(km)	ω_p (rad/s)	ω_c (rad/s)	v (s ⁻¹)	T_e (°K)
700	7.92E+06	7.56E+06	9.58E+00	2.44E+03
680	8.14E+06	7.62E+06	1.03E+01	2.40E+03
660	8.40E+06	7.69E+06	1.13E+01	2.36E+03
640	8.70E+06	7.75E+06	1.23E+01	2.32E+03
620	9.05E+06	7.82E+06	1.37E+01	2.28E+03
600	9.46E+06	7.89E+06	1.53E+01	2.24E+03
580	9.94E+06	7.96E+06	1.72E+01	2.20E+03
560	1.05E+07	8.02E+06	1.97E+01	2.16E+03
540	1.11E+07	8.09E+06	2.27E+01	2.12E+03
520	1.19E+07	8.17E+06	2.65E+01	2.08E+03
500	1.28E+07	8.24E+06	3.13E+01	2.04E+03
480	1.38E+07	8.31E+06	3.74E+01	2.00E+03
460	1.50E+07	8.38E+06	4.52E+01	1.96E+03
440	1.64E+07	8.46E+06	5.51E+01	1.92E+03
420	1.79E+07	8.53E+06	6.76E+01	1.88E+03
400	1.96E+07	8.61E+06	8.34E+01	1.84E+03
380	2.15E+07	8.68E+06	1.03E+02	1.81E+03
360	2.36E+07	8.76E+06	1.27E+02	1.77E+03
340	2.57E+07	8.84E+06	1.54E+02	1.74E+03
320	2.79E+07	8.92E+06	1.86E+02	1.71E+03
300	3.00E+07	9.00E+06	2.18E+02	1.69E+03
280	3.18E+07	9.08E+06	2.50E+02	1.68E+03
260	3.33E+07	9.16E+06	2.79E+02	1.69E+03
240	3.42E+07	9.25E+06	3.05E+02	1.69E+03
220	3.45E+07	9.33E+06	3.33E+02	1.68E+03
200	3.37E+07	9.42E+06	3.66E+02	1.63E+03
180	3.07E+07	9.50E+06	4.39E+02	1.36E+03
160	2.64E+07	9.59E+06	5.57E+02	1.06E+03
140	2.20E+07	9.68E+06	9.48E+02	7.19E+02
120	1.97E+07	9.77E+06	5.55E+03	3.07E+02

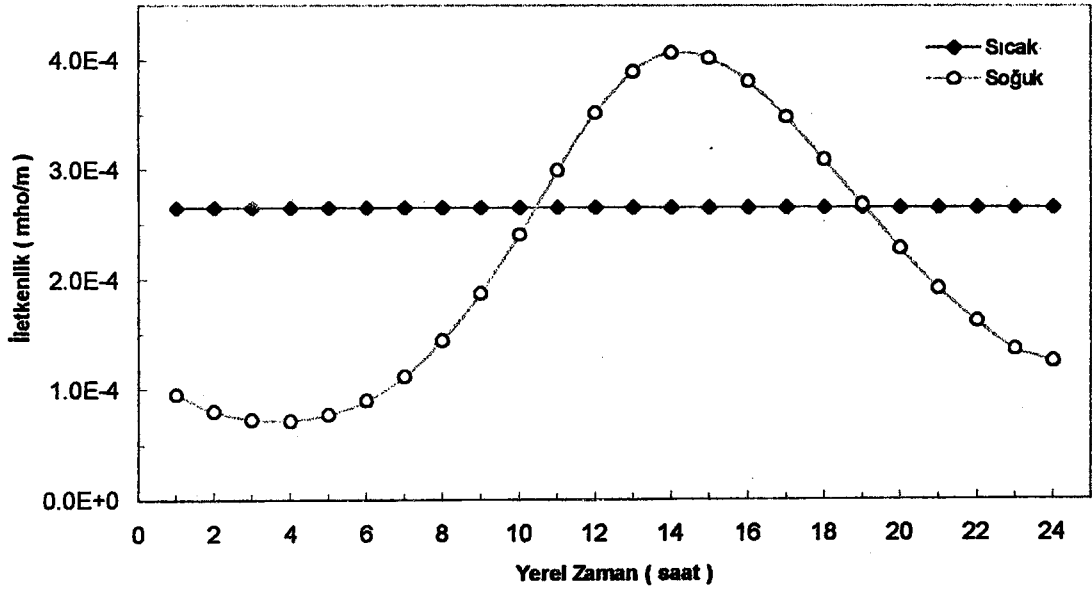
4.2. İletkenliklerin Günlük Değişimi

4.2.1. k/B için iletkenliklerin günlük değişimi

k/B yani $\theta = 0^\circ$ olduğu durumda soğuk ve sıcak plazmadaki iletkenliklerden sadece σ_{33} iletkenliğinin farklı olduğu daha önce de belirtilmişti. Burada σ_{33} paralel iletkenliğin reel ve sanal kısımlarının günlük değişimi Şekil 4.15 ve Şekil 4.16'da verilmiştir. Şekil 4.15'te görüldüğü gibi 10.00 - 19.00 YZ arasında soğuk plazmadaki iletkenlik sıcak plazmadaki iletkenlikten daha büyüktür. Günün diğer saatlerinde ise sıcak plazmadaki iletkenlik daha büyüktür. Soğuk plazmadaki iletkenlik Güneş'in doğuşu ile birlikte yaklaşık saat 14.00 YZ'a kadar artarken, bunun tersine sıcak plazmadaki iletkenlik azalmaktadır. Şekil 4.16 ile verilen iletkenliğin sanal kısmında ise sıcak plazmadaki iletkenlik hemen hemen sabit kalırken soğuk plazmadaki iletkenlik reel kısmına benzer bir günlük değişim göstermektedir. Bu saatten sonra ise soğuk plazmadaki iletkenlik artmaktadır. Yaklaşık 10.30 - 19.00 YZ'da iletkenlikler eşittir.



Şekil 4.15. σ_{33} iletkenliklerinin reel kısımlarının günlük değişimi ($h_m F_2$).

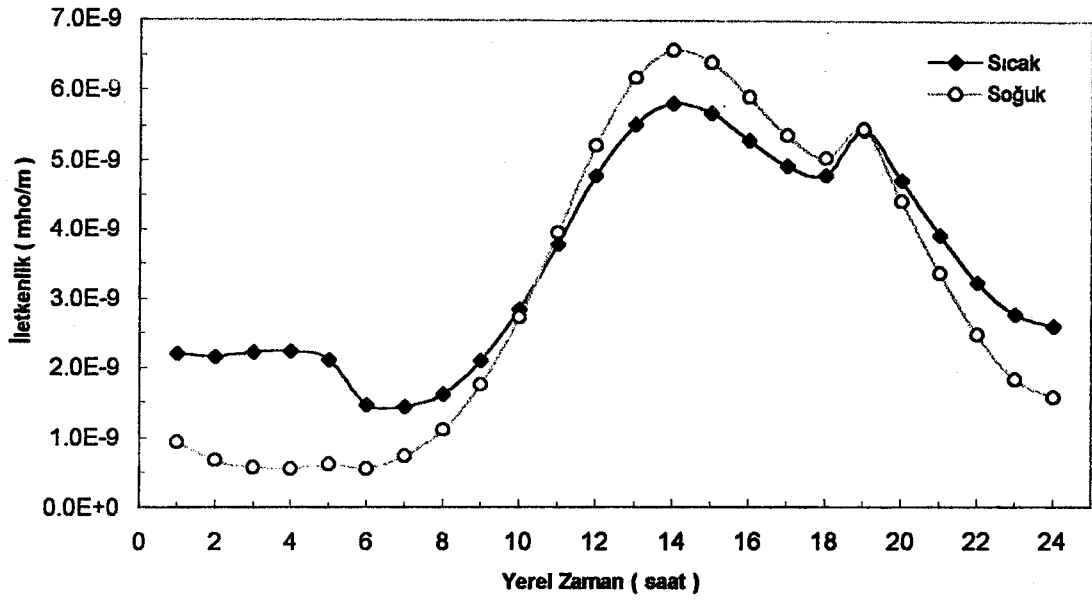


Şekil 4.16. σ_{33} iletkenliklerinin sanal kısımlarının günlük değişimi (h_mF²).

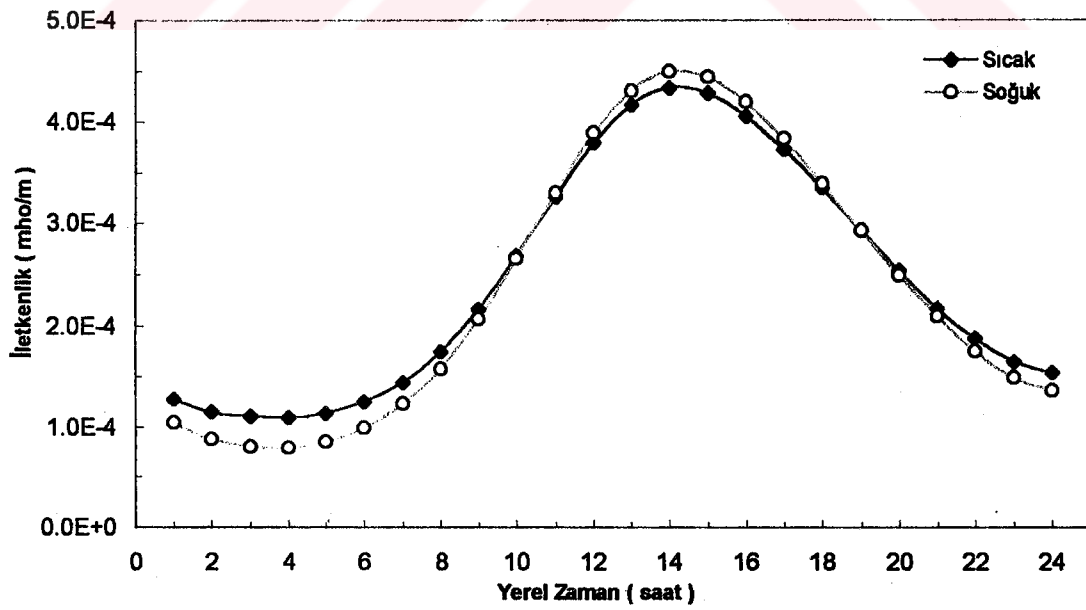
4.2.2. $k \perp B$ için iletkenliklerin günlük değişimi

Daha önce de $k \perp B$ için soğuk ve sıcak plazmadaki iletkenliklerden sadece σ_{11} , σ_{12} ve σ_{22} iletkenliklerinin farklı olduğu belirtilmişti. σ_{11} iletkenliğinin soğuk ve sıcak plazmadaki reel ve sanal kısımları Şekil 4.17 ve Şekil 4.18'de gösterildiği gibidir. Şekil 4.17'de görüleceği gibi yaklaşık 17.00 - 09.00 YZ arasında sıcak plazmadaki iletkenlikler büyük iken, günün diğer saatlerinde soğuk plazmadaki iletkenlik daha büyüktür. σ_{11} iletkenliğinin sanal kısımlarına gelince, gece saatleri ve gün ortasında sıcak plazmadaki iletkenlikler biraz büyük iken diğer saatlerde hemen hemen eşittirler.

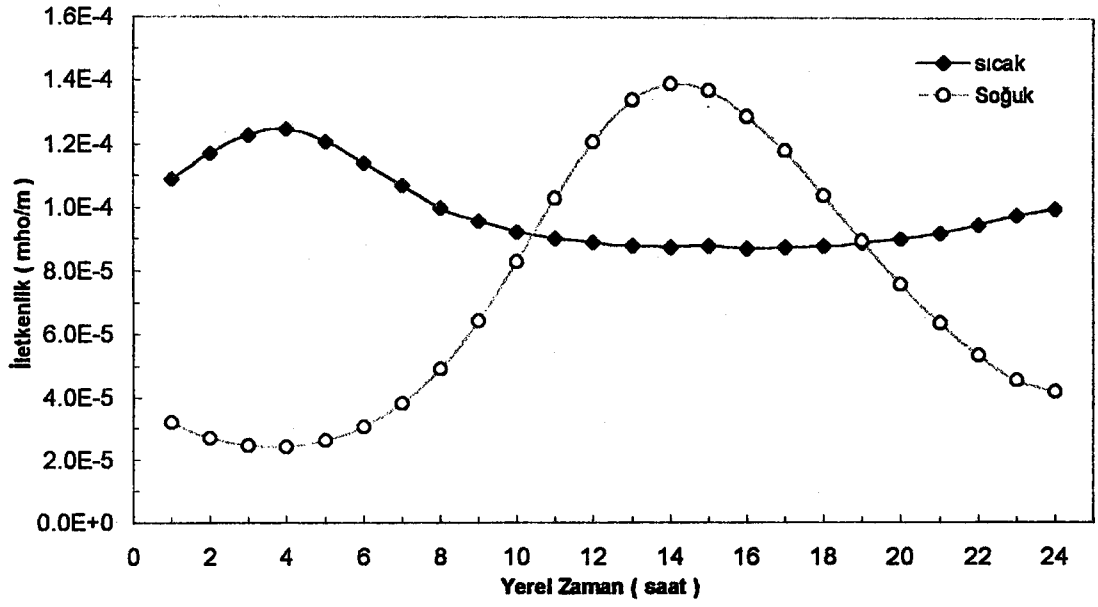
σ_{12} iletkenliğinin soğuk ve sıcak plazmadaki reel ve sanal kısımlarının günlük değişimi ise Şekil 4.19 ve Şekil 4.20'de verilmiştir. σ_{12} iletkenliğinin reel ve sanal kısımlarının her ikisi 10.00 - 19.00 YZ arasında soğuk plazmada daha büyük iken, günün diğer saatlerinde sıcak plazmadaki iletkenliğin daha büyük olduğu görülmektedir. Yaklaşık 14.00 YZ civarına kadar soğuk plazmadaki iletkenlik bir artış gösterirken, sıcak plazmadaki iletkenlik bir azalma göstermektedir. Saat 14.00'dan sonra ise soğuk plazmadaki iletkenlik azalırken, sıcak plazmadaki iletkenlikte artış olduğu görülmektedir.



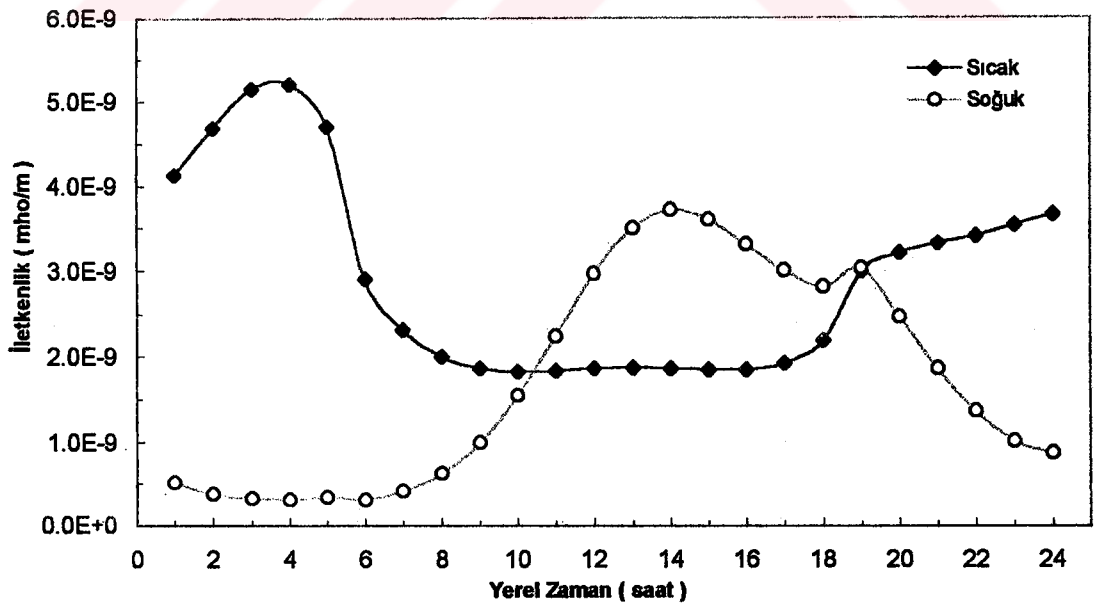
Şekil 4.17. σ_{11} iletkenliklerinin reel kısımlarının günlük değişimi ($h_m F2$).



Şekil 4.18. σ_{11} iletkenliklerinin sanal kısımlarının günlük değişimi ($h_m F2$).

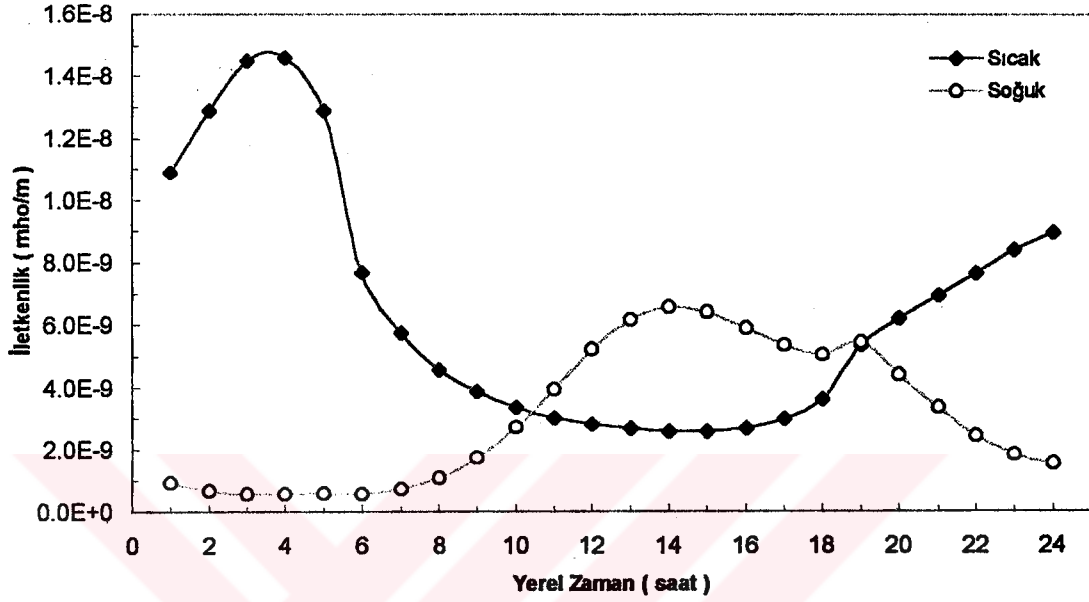


Şekil 4.19. σ_{12} iletkenliklerinin reel kısımlarının günlük değişimi ($h_m F2$).

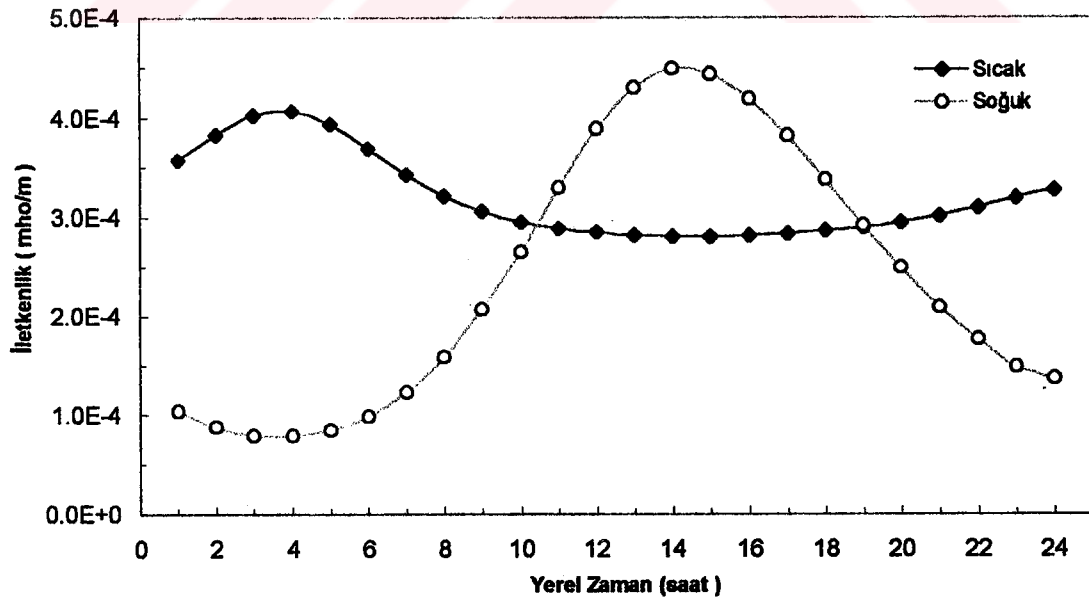


Şekil 4.20. σ_{12} iletkenliklerinin sanal kısımlarının günlük değişimi ($h_m F2$).

σ_{22} iletkenliğinin günlük değişiminin verildiği Şekil 4.21 ve Şekil 4.22'ye bakıldığında σ_{22} iletkenliğinin reel kısımlarının günlük değişimi σ_{11} iletkenliğinin sanal kısmı ile benzer değişimler gösterirken, sanal kısımlar da σ_{11} iletkenliğinin reel kısımları ile benzer değişimler göstermektedir.



Şekil 4.21. σ_{22} iletkenliklerinin reel kısımlarının günlük değişimi ($h_m F_2$).

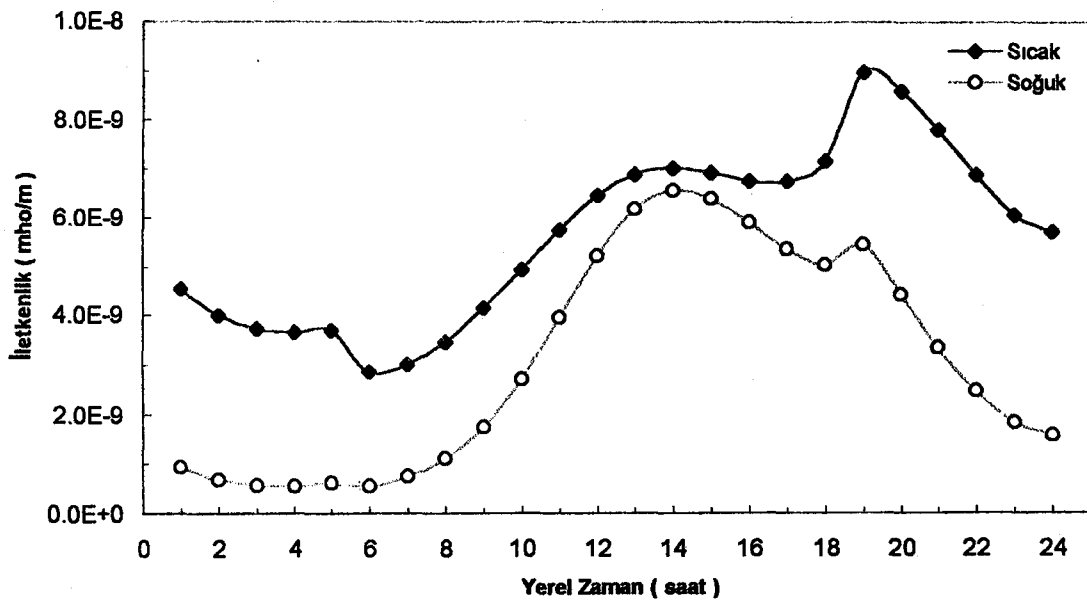


Şekil 4.22. σ_{22} iletkenliklerinin sanal kısımlarının günlük değişimi ($h_m F_2$).

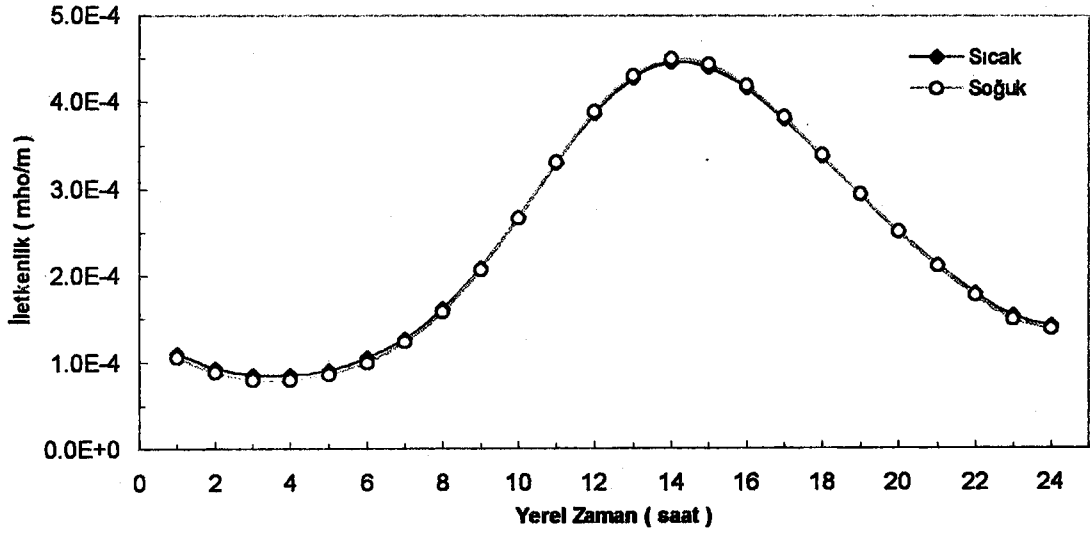
4.2.3. $\theta = 30^\circ$ için iletkenliklerin günlük değişimi

Daha öncede belirtildiği gibi **B** manyetik alanı ile 30° 'lik açı yapacak şekilde yayılan elektromanyetik dalganın soğuk ve sıcak plazmadaki iletkenliklerinin bütün bileşenleri birbirinden farklıdır. Yükseklikle dağılımları incelenirken olduğu gibi, burada da sadece σ_{11} , σ_{22} ve σ_{33} iletkenliklerinin günlük değişimleri incelenecektir.

Soğuk ve sıcak plazmadaki σ_{11} iletkenliğinin günlük değişimleri Şekil 4.23 ve Şekil 4.24'de gösterildiği gibidir. Şekil 4.23 ile verilen σ_{11} iletkenliğinin reel kısmının günlük değişiminde görüldüğü gibi sıcak plazmadaki iletkenlik günün her saatinde soğuk plazmadaki iletkenlikten daha büyüktür. Soğuk ve sıcak plazmadaki iletkenliklerin her ikisinde Güneş'in doğuşu sırasında minimumdur. Yine her iki iletkenliğin biri yaklaşık 14.00 YZ'da diğeri de 19.00 YZ'da olmak üzere iki maksimum değere ulaşmaktadır. İletkenliğin buradaki günlük değişimi, elektron yoğunluğunun günlük değişimine benzerdir. Şekil 4.24 ile verilen σ_{11} iletkenliğinin sanal kısmının günlük değişiminde ise soğuk ve sıcak plazmadaki iletkenliklerin hemen hemen birbirine eşit olduğu görülmektedir. İletkenliklerin günlük değişimleri Çizelge 4.2'deki plazma frekansının günlük değişimine benzemektedir.



Şekil 4.23. σ_{11} iletkenliklerinin reel kısımlarının günlük değişimi ($h_m F_2$).



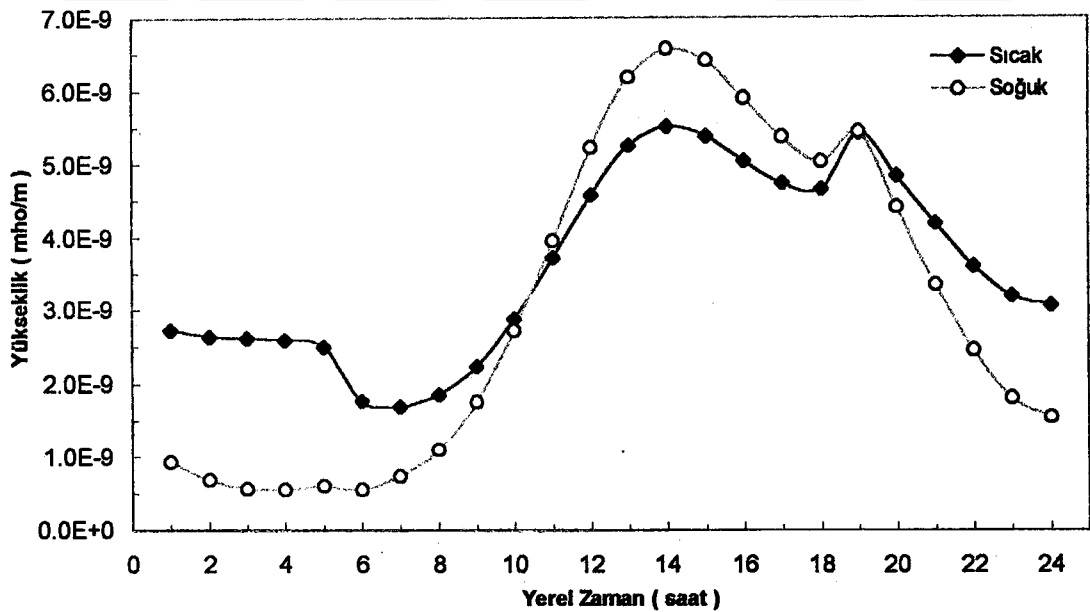
Şekil 4.24. σ_{11} iletkenliklerinin sanal kısımlarının günlük değişimi ($h_m F2$).

Çizelge 4.2. İyonküre iletkenliğinin bağlı olduğu parametrelerin günlük değişimi ($h_m F2$).

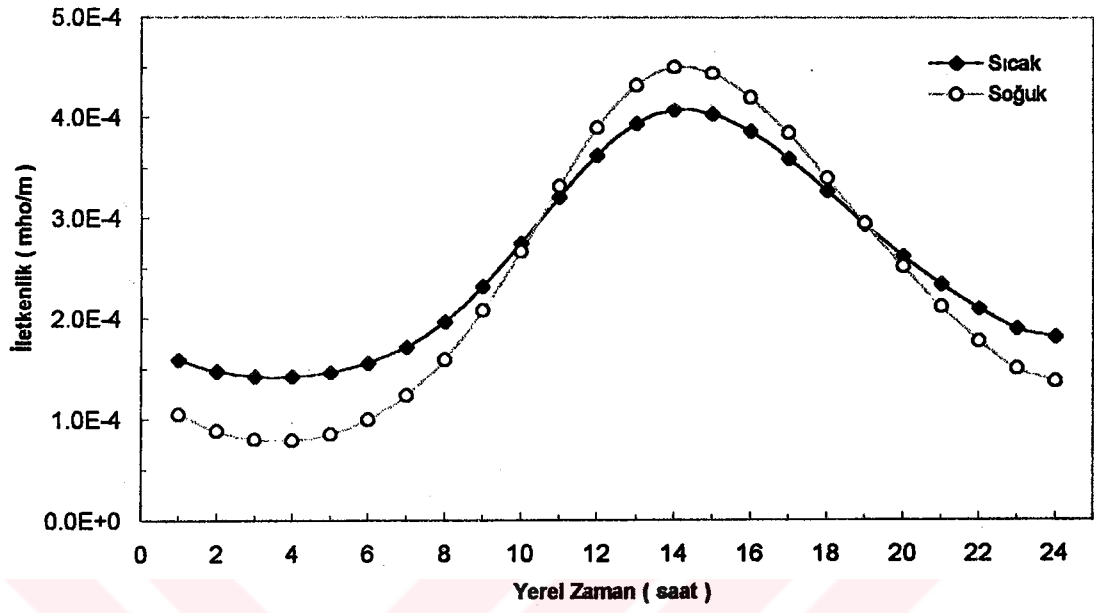
YZ (saat)	ω_p (rad/s)	ω_c (rad/s)	ν (s ⁻¹)	T_e (°K)
1	1.79E+07	9.12E+06	2.23E+02	8.20E+02
2	1.65E+07	9.15E+06	1.93E+02	8.17E+02
3	1.57E+07	9.18E+06	1.78E+02	8.20E+02
4	1.56E+07	9.21E+06	1.74E+02	8.40E+02
5	1.62E+07	9.24E+06	1.78E+02	8.86E+02
6	1.75E+07	9.27E+06	1.39E+02	1.28E+03
7	1.95E+07	9.30E+06	1.49E+02	1.48E+03
8	2.21E+07	9.32E+06	1.73E+02	1.59E+03
9	2.52E+07	9.34E+06	2.09E+02	1.64E+03
10	2.86E+07	9.34E+06	2.52E+02	1.66E+03
11	3.18E+07	9.34E+06	2.95E+02	1.67E+03
12	3.45E+07	9.33E+06	3.32E+02	1.68E+03
13	3.63E+07	9.31E+06	3.55E+02	1.68E+03
14	3.71E+07	9.28E+06	3.63E+02	1.68E+03
15	3.69E+07	9.25E+06	3.58E+02	1.66E+03
16	3.59E+07	9.22E+06	3.49E+02	1.61E+03
17	3.43E+07	9.19E+06	3.48E+02	1.49E+03
18	3.23E+07	9.16E+06	3.69E+02	1.30E+03
19	3.01E+07	9.13E+06	4.61E+02	9.87E+02
20	2.78E+07	9.11E+06	4.39E+02	9.12E+02
21	2.55E+07	9.10E+06	3.97E+02	8.71E+02
22	2.34E+07	9.09E+06	3.48E+02	8.50E+02
23	2.16E+07	9.09E+06	3.04E+02	8.37E+02
24	2.07E+07	9.11E+06	2.85E+02	8.28E+02

Şekil 4.25 ve Şekil 4.26 ile verilen σ_{22} iletkenliğinin reel ve sanal kısımlarının soğuk ve sıcak plazmadaki günlük değişimlerine bakıldığında 10.00 - 19.00 YZ arasında soğuk plazmadaki iletkenliğin sıcak plazmadaki iletkenlikten, günün diğer saatlerinde ise sıcak plazmadaki iletkenliğin soğuk plazmadaki iletkenlikten daha büyük olduğu görülmektedir. σ_{22} iletkenliklerinin de 10.00 - 19.00 YZ'daki değerleri birbirine eşittir. Reel iletkenliklerin gece saatlerindeki değerleri arasındaki farklar daha büyüktür.

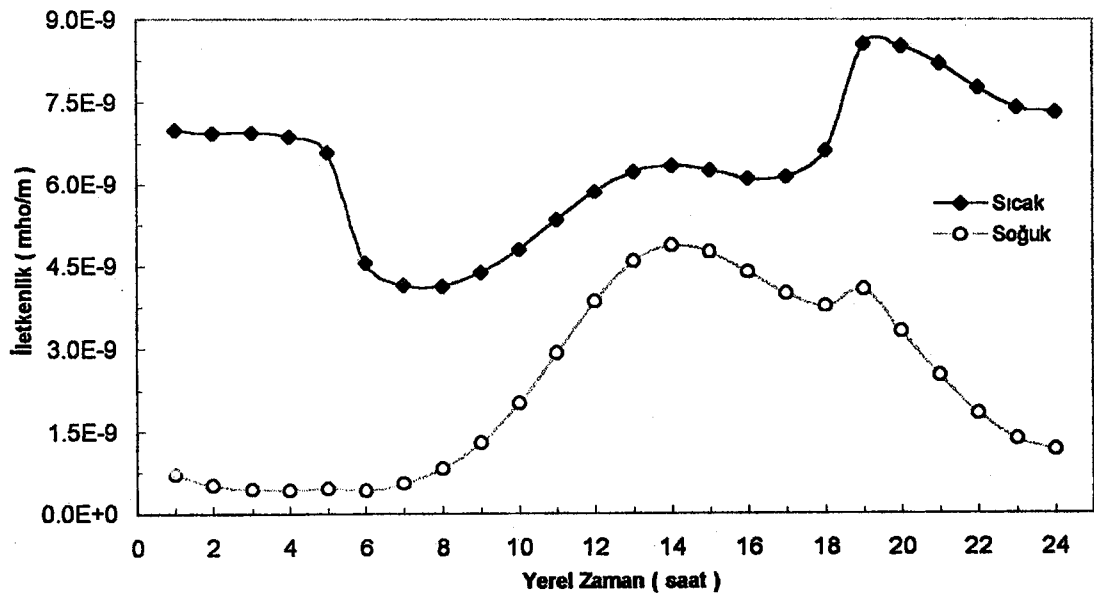
σ_{33} iletkenliğinin soğuk ve sıcak plazmadaki reel ve sanal kısımlarının günlük değişimi Şekil 4.27 ile Şekil 4.28'de gösterilmiştir. Şekil 4.27 ile verilen σ_{33} iletkenliğinin reel kısmının soğuk ve sıcak plazmadaki değişimine bakıldığında σ_{11} iletkenliğinin günlük değişimine benzerlik göstermektedir. Günün her saatinde sıcak plazmadaki iletkenlik soğuk plazmadaki iletkenlikten daha büyüktür. Şekil 4.28'de görüleceği gibi sıcak plazmadaki iletkenlik Güneş'in doğuşu ile hızlı azalma, batışı ile hızlı artmalar gösterirken, soğuk plazmadaki değişimler daha düzenlidir. Şekil 4.28 ile verilen σ_{33} iletkenliğinin sanal kısmının soğuk ve sıcak plazmadaki değişimine bakıldığında, 10.00 - 19.00 YZ arasında soğuk plazmadaki iletkenlik sıcak plazmadaki iletkenlikten, günün diğer saatlerinde ise sıcak plazmadaki iletkenlik daha büyüktür.



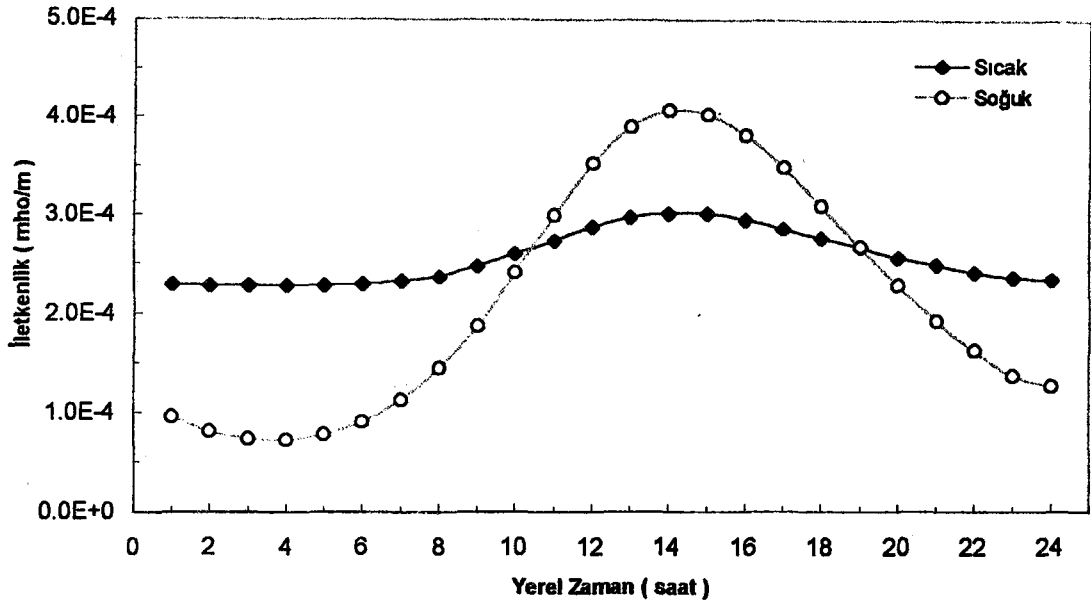
Şekil 4.25. σ_{22} iletkenliklerinin reel kısımlarının günlük değişimi ($h_m F_2$).



Şekil 4.26. σ_{22} iletkenliklerinin sanal kısımlarının günlük değişimi ($h_m F2$).



Şekil 4.27. σ_{33} iletkenliklerinin reel kısımlarının günlük değişimi ($h_m F2$).



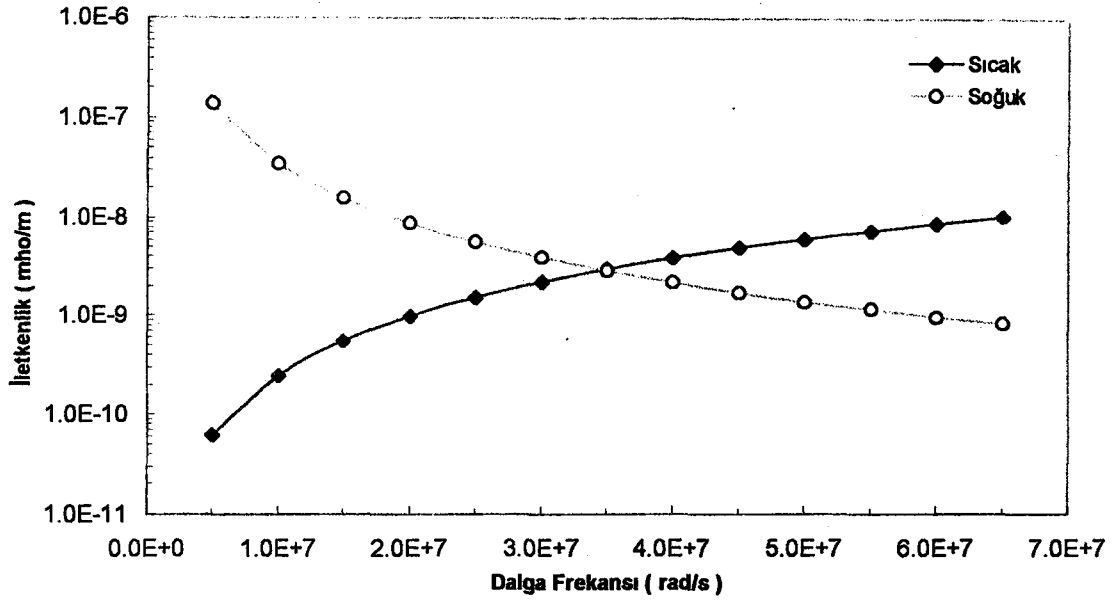
Şekil 4.28. σ_{33} iletkenliklerinin sanal kısımlarının günlük değişimi ($h_m F_2$).

4.3. İletkenliğin Dalga Frekansı ile Değişimi

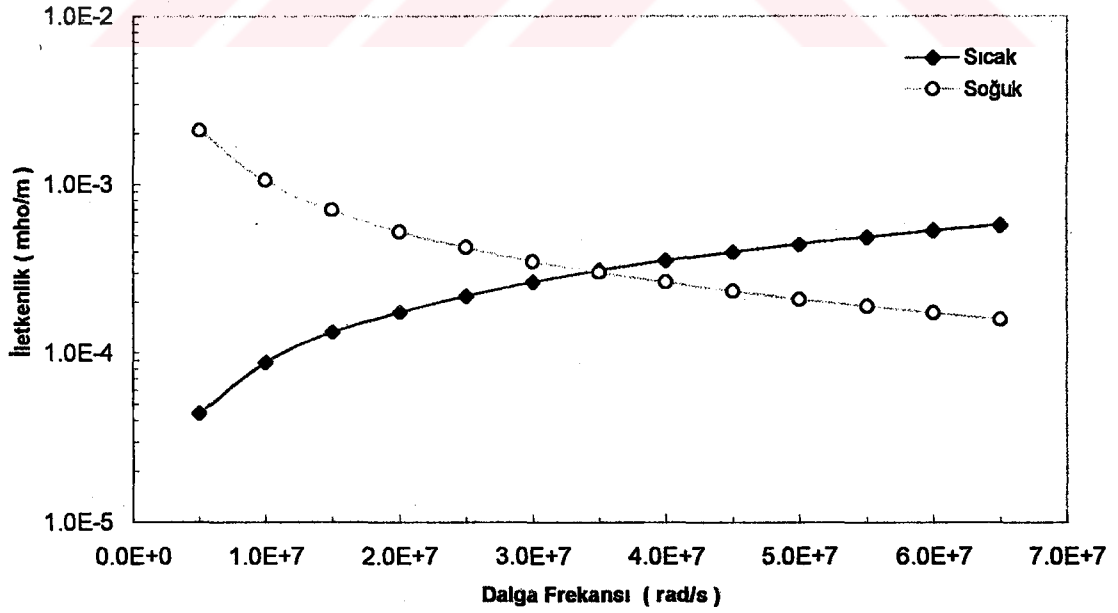
İletkenliklerin dalga frekansı ile değişimine, dalganın paralel, dik ve $\theta = 30^\circ$ ile yayılması durumları için birer örnek verilecektir.

4.3.1. k/B için iletkenliğin dalga frekansı ile değişimi

Daha önce de belirtildiği gibi $\theta=0^\circ$ için soğuk ve sıcak plazma sadece σ_{33} iletkenliği farklıdır. σ_{33} iletkenliğinin soğuk ve sıcak plazmadaki reel ve sanal kısımlarının dalga frekansı ile değişimi Şekil 4.29 ve Şekil 4.30'da verilmiştir. σ_{33} iletkenliğinin hem reel hem de sanal kısmı soğuk plazmada dalga frekansı ile azalırken, sıcak plazmada artmaktadır. İletkenliklerin reel ve sanal kısımlarının her ikisi soğuk ve sıcak plazmada $\omega=35 \times 10^6$ rad/s'de eşittirler. Bu değer yaklaşık plazma frekansı değeridir. Bu da bize plazma frekansından daha büyük frekansa sahip elektromanyetik dalganın iletkenliğinin sıcak plazmada daha büyük olduğu sonucunu verir.



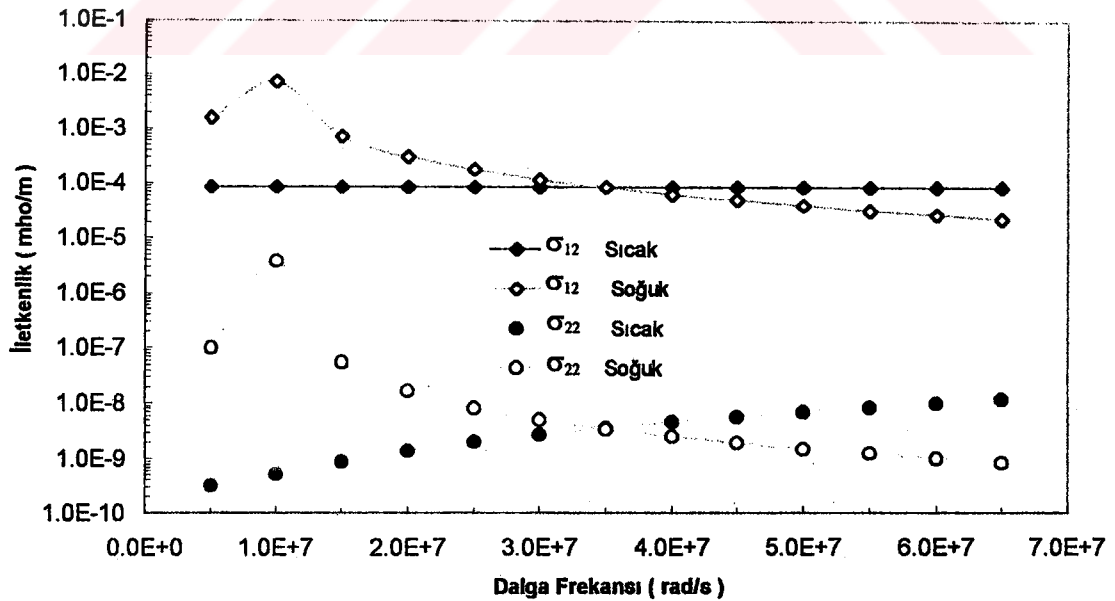
Şekil 4.29. σ_{33} iletkenliklerinin reel kısımlarının dalga frekansıyla değişimi (h_mF2, 12.00 YZ).



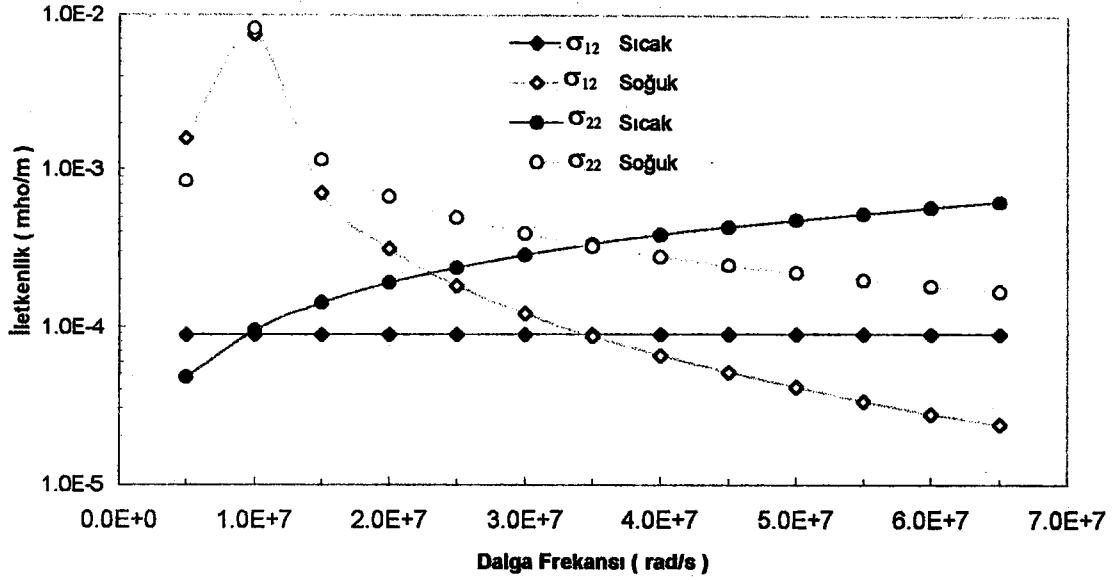
Şekil 4.30. σ_{33} iletkenliklerinin sanal kısımlarının dalga frekansıyla değişimi (h_mF2, 12.00 YZ).

4.3.2. $k \perp B$ için iletkenliğin dalga frekansı ile değişimi

B manyetik alanının elektromanyetik dalgaya dik olduğu durumda sadece σ_{12} ve σ_{22} iletkenliklerinin dalga frekansı ile değişimi Şekil 4.31 ve Şekil 4.32’de gösterildiği gibi incelendi. Bu iletkenliklerin reel kısımlarına bakıldığında σ_{12} iletkenliğinin σ_{22} iletkenliğinden daha büyük olduğu görülmektedir. 10×10^6 rad/s’lik frekansa tekabül eden noktada küçük bir pik görülmesine rağmen her iki iletkenliğin reel kısımlarının dalga frekansı ile soğuk plazmada azalmasına karşın, sıcak plazmada σ_{12} iletkenliği sabit kalmış ve σ_{22} iletkenliği artmıştır. Sanal kısımlarına bakıldığında ise σ_{22} iletkenliğinin σ_{12} iletkenliğinden büyük olduğu görülmektedir. İletkenliklerin soğuk ve sıcak plazmadaki hem reel hem de sanal kısımlarında yaklaşık plazma frekansına tekabül eden frekans olan 35×10^6 rad/s’lik frekans değerinden daha küçük frekanslarda soğuk plazmadaki iletkenlik, daha büyük değerlerde sıcak plazmadaki iletkenlikler büyüktür.



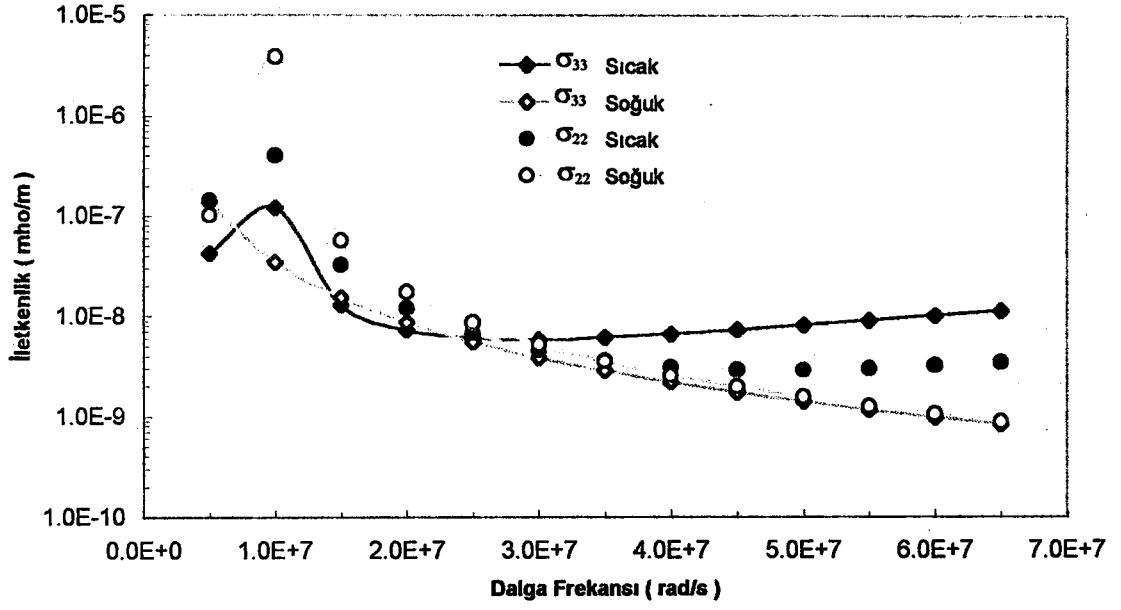
Şekil 4.31. Elektrik iletkenliklerinin reel kısımlarının dalga frekansı ile değişimi ($h_m F2$, 12.00 YZ).



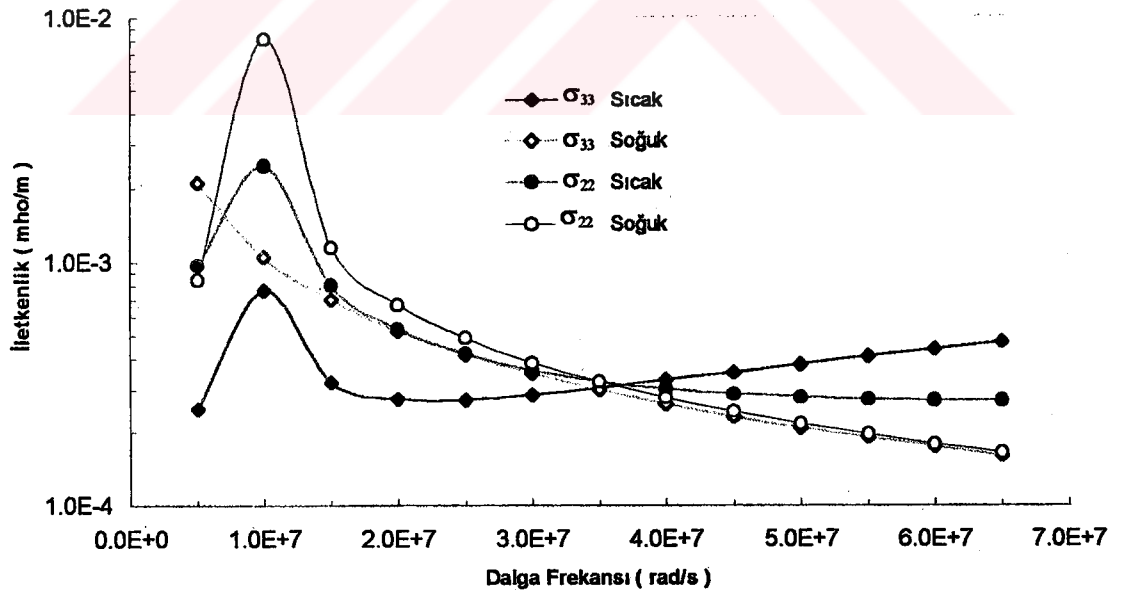
Şekil 4.32. Elektrik iletkenliklerinin sanal kısımlarının dalga frekansı ile değişimi ($h_m F2$, 12.00 YZ).

4.3.3. $\theta = 30^\circ$ için iletkenliklerin dalga frekansı ile değişimi

Gönderdiğimiz elektromanyetik dalga ile manyetik alan arasındaki açı 30° olduğu durumda σ_{22} ile σ_{33} iletkenliklerinin dalga frekansına bağlı değişimleri incelendi. Bu iletkenliklerin reel ve sanal kısımları ayrı ayrı soğuk ve sıcak plazma ortamı için hesaplandı. Şekil 4.33 ve Şekil 4.34'den görüldüğü gibi hem σ_{22} hem de σ_{33} sıcak ve soğuk plazma iletkenlikleri plazma frekansından küçük değerler için daha büyük iken, plazma frekansından büyük değerler için, bilhassa sıcak plazma ortamında, daha küçüktür. Hem reel iletkenlik hem de sanal iletkenliklerde soğuk plazma ortamı için hesaplanan değerler dalga frekansına bağlı bir azalma eğilimi göstermektedirler. Sıcak plazma ortamı için hesaplanan değerler ortamın plazma frekansı değerine kadar hem azalmakta hem de soğuk ortam iletkenliklerinden küçük değerlere sahip olmaktadır. Plazma frekansından büyük dalga frekansı değerleri için sıcak plazma ortamındaki iletkenlik değerlerinde belirgin bir artma meydana gelmekte ve soğuk plazma ortamı için hesap edilen değerlerden daha büyük olmaktadır. Bu değişim, sıcak plazma ortamı için plazma frekansından daha büyük frekanslı bir dalga gönderildiğinde iletkenliklerin soğuk plazma iletkenliklerine göre daha büyük olduğunu ortaya koymaktadır.



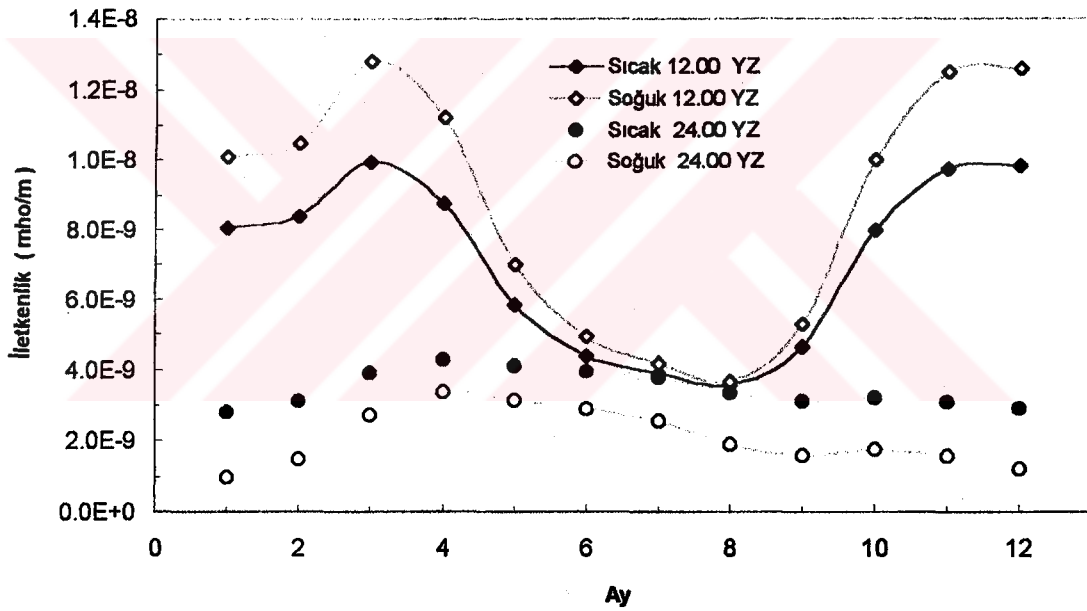
Şekil 4.33. Elektrik iletkenliklerinin reel kısımlarının dalga frekansı ile değişimi ($h_m F2$, 12. 00 YZ).



Şekil 4.34. Elektrik iletkenliklerinin sanal kısımlarının dalga frekansı ile değişimi ($h_m F2$, 12. 00 YZ).

4.4. İletkenliğinin Mevsimsel Değişimi

Elektrik iletkenliğinin mevsimsel değişimi $\theta = 30^\circ$ ve $h_m F2$ yüksekliğinde, gece ve gündüz saatleri için incelendi. Hesaplamalar sadece σ_{22} iletkenliği için yapıldı. Sonuçlar Şekil 4.35’de gösterildiği gibidir. Şekilden görüldüğü gibi gündüz soğuk plazmadaki iletkenlik büyük iken, gece sıcak plazmadaki iletkenlik büyüktür. Bunun yanı sıra gündüz soğuk ve sıcak plazmadaki iletkenliğin bütün bir yıl boyunca gece saatlerindeki iletkenlikten daha büyük olduğu görülmektedir. Geceleyin soğuk ve sıcak plazmadaki iletkenlikler hemen hemen sabit kalırken, gündüz soğuk ve sıcak plazmadaki iletkenlikler yaz aylarında minimum göstermektedirler.



Şekil 4.35. $\theta = 30^\circ$ için σ_{22} iletkenliklerinin reel kısımlarının mevsimsel değişimi ($h_m F2$).

5. SONUÇ

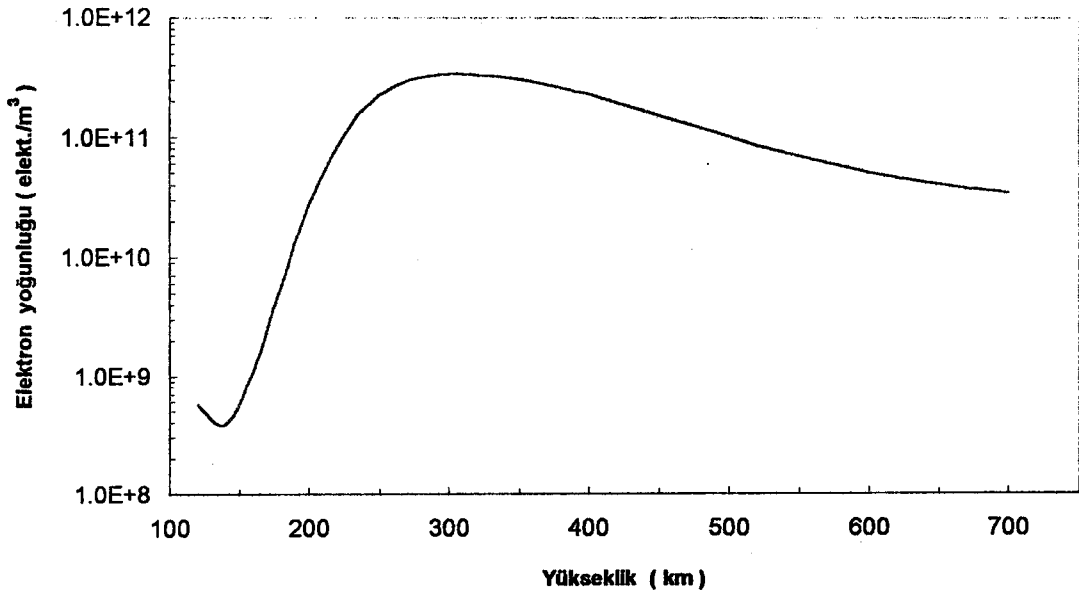
Bu çalışmada E ve F-bölgelerinin elektriksel iletkenliğine elektron sıcaklığının etkisi incelendi. İletkenliklerin reel ve sanal kısımlarının yükseklik, günlük, mevsimsel ve dalga frekansı ile değişimi incelendi. İncelemeler elektromanyetik dalganın manyetik alana paralel, dik ve $\theta = 30^\circ$ 'lik açıyla yayılması durumu için tekrarlandı. $\omega = 30 \times 10^6$ rad/s frekanslı elektromanyetik dalga için iletkenliklerin yükseklikle değişimine bakıldığında genelde 180-300 km ler arasında soğuk plazmadaki iletkenliklerin, diğer yüksekliklerde ise sıcak plazmadaki iletkenliklerin daha büyük olduğu görüldü. İletkenliklerin yükseklikle değişimleri, Şekil 5.1 ile verilen elektron yoğunluğunun yükseklikle değişimi ile benzerlik göstermektedir.

İletkenliklerin günlük değişimleri incelendiğinde 10.00-19.00 YZ arasında soğuk plazmadaki iletkenliklerin, diğer saatlerde ise sıcak plazmadaki iletkenliklerin daha büyük olduğu görüldü. Elektromanyetik dalganın manyetik alana paralel ve dik yayılması durumundaki soğuk plazma iletkenlikleri ile, $\theta = 30^\circ$ ile yayılması durumundaki hem soğuk hem de sıcak plazma iletkenliklerindeki günlük değişim Şekil 5.2 ile verilen elektron yoğunluğunun günlük değişimi ile benzerlik göstermektedir.

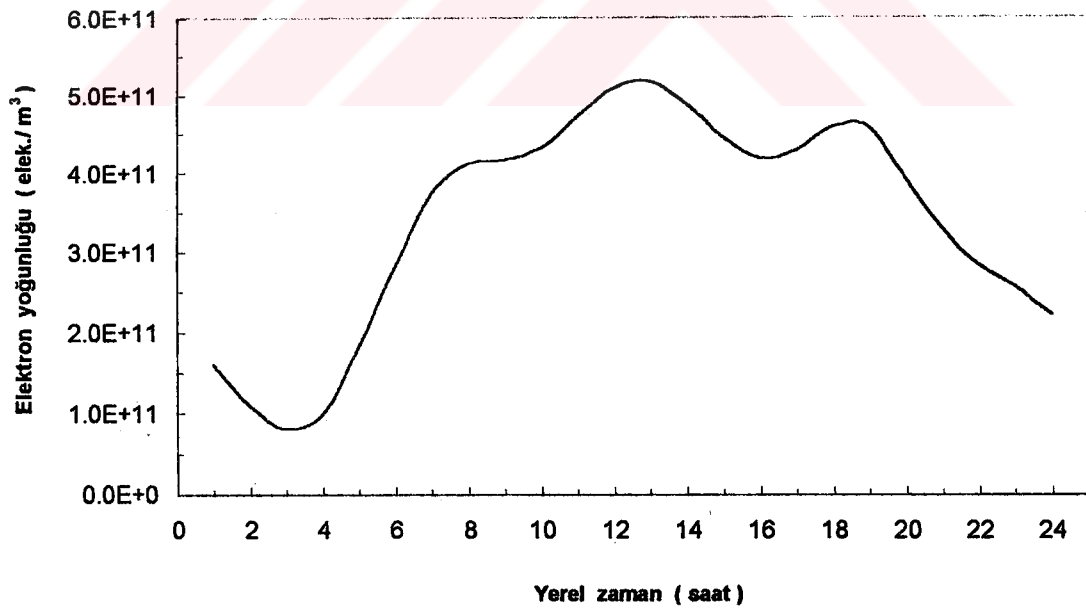
İletkenliklerin dalga frekansı ile değişimlerinde plazma frekansının üzerindeki frekanslarda sıcak plazmadaki iletkenliğin, soğuk plazmadaki iletkenlikten daima büyük olduğu görüldü. Gönderilen dalga frekansının plazma frekansı değerinden daha küçük olması yükseklik ve günlük değişimlerde görüldüğü gibi bazı bölgelerde soğuk plazmadaki iletkenliğin daha büyük değere sahip olmasına yol açmaktadır.

Mevsimsel değişimde ise gündüz soğuk ve sıcak plazmadaki iletkenliğin yılın bütün zamanlarında geceden daha büyük olduğu görülmekle beraber, kış aylarındaki iletkenliğin yaz aylarındaki iletkenlikten daha büyük olduğu görülmektedir.

Sonuç olarak soğuk ve sıcak plazma iletkenlikleri arasında belirgin farkların olduğu görüldü. Bu nedenle iyonküre plazması içindeki elektromanyetik dalgalar incelenirken, sıcak plazma modelini kullanmak gerekir.



Şekil 5.1. Elektron yoğunluğunun yükseklikle değişimi (12 .00 YZ).



Şekil 5.2. Elektron yoğunluğunun günlük değişimi (h_mF2).

6. KAYNAKLAR

- BANKS, P. M. and KOCKARTS, G. (1973). **Aeronomy Part B**. Academic Press, New-York and London.
- CHAPMAN, S., (1956). The Electrical Conductivity of the Ionosphere. **A review**, **Nuove Cimento Suple.** 4, 1385-1412.
- COLE, K. D., (1990). Electric Currents in F-Like Planetary Ionospheres. **Planet. Space Sci.** 38, 1327-1333.
- FULLER-ROWEL, T. J. ve EVANS, D. S., (1987). Height-Integrated Pedersen and Hall Conductivity Patterns Inferred From the TIROS-NOAA Satellite Data. **J. Geophys. Res.** 92, 7606-7618.
- HARPER, R. M., (1977). A Comparison of Ionospheric Currents, Magnetic Variation and Electric Field at Arecibo. **J. Geophys. Res.** 82, 3233-3241.
- KAMIDE, Y. ve RICHMOND, A. D., (1982). Ionospheric Conductivity Dependence of Electric Fields and Currents Estimated From Ground Magnetic Observations. **J. Geophys. Res.** 87, 8331-8337.
- NIELSEN, H. G., SENIOR, C. ve LUHR, H., (1988). Ionospheric Hall Conductivity Deduced from Ground - Based Measurements. **J. Geophys. Res.** 93, 4125 -4135.
- RISHBETH, H. ve GARRIOTT, O. K., (1969). **Introduction to Ionospheric Physics**. Academic Press, New-York.
- RISHBETH, H., (1973). Physics and Chemistry of the Ionosphere. **Contemp Physics.** 14, 229-237.

- SAMPATH, S., MURALI-DAS, S. ve SASI KUMAR, V., (1989). Electrical Conductivities, Ion Densities and Mobilities in the Middle Atmosphere over India- Balloon Measurements. **J. Atm. Terr. Phys.** 25, 241 -247.
- TAKEDA, M., (1991). Role of Hall Conductivity in the Ionospheric Dynamo. **Journal of Geophysical Research.** 96, A6, 9755-9759.
- TAKEDA, M. ve ARAKI, T., (1985). Electric Conductivity of in the Ionosphere and Nocturnal Currents. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics.** 47, 601-609.
- TANENBAUM, B. S., (1967). **Plasma Physics.** Mc Graw-Hill Book Company, New-York.
- WHITTEN, R. C. ve POPPOFF, I. G., (1971). **Fundamentals of Aeronomy.** Space Science Text Series, New-York .