

Güneştaçında O^{5+} İyonunun Isıtılması ve İvmelenmesi

E. R. Pekünlü, K. Yakut, H. Şart

Ege Üniversitesi, Fen Fakültesi, Astronomi ve Uzay Bilimleri Bölümü,
Bornova, 35100, İZMİR

Özet. SOHO/UVCS verileri, O^{5+} iyonunun güneştaçı deliğinde ölçülen sıcaklığının yönbağımlı olduğunu saptamıştır; diğer bir deyişle, O^{5+} iyonunun manyetik alana dik yöndeki kinetik sıcaklığı (T_{\perp}) koşut yöndeki sıcaklığından (T_{\parallel}) daha büyüktür. UVCS, heriki sıcaklığın da güneşten olan uzaklıkla değişimini elde etmiş, T_{\parallel} sıcaklığının $R = r/R_{\odot}$ ile çok az, ancak T_{\perp} sıcaklığının R ile hızla arttığını belirlemiştir. UVCS verileri, güneştaçı deliğindeki diğer ender iyonlar (He^{++} , Si VIII, Mg X, vb.) için de benzer sıcaklık yönbağımlılıkları saptamıştır. Bu veriler, güneştaçı plazmasının iyon-cyclotron zoruna titreşim süreciyle ısıtılabilceği düşüncesine esin kaynağı olmuştur. Bu sorunun kinetik kuram bağlamında çözümü Vlasov eşitliğiyle olasıdır. Çarpışmasız plazma olarak betimlenebilen güneştaçı deliğindeki elektron, proton ve O^{5+} iyon sayı yoğunluklarının, güneştaçı manyetik alanının R ile değişimleri kullanılarak Vlasov eşitliği çözülmüş ve O^{5+} iyonu için $T_{\perp} / T_{\parallel} > 10-100$ değerlerine neden olabilecek iyon-cyclotron dalgalarının dalgaboyu aralığı bulunmuştur.

1. Giriş

Bu çalışmamızda, iyon-cyclotron zoruna titreşim sürecinin birbirinden bağımsız olmayan dört yanını, plazmayı, manyetik alanı, iyon-cyclotron dalgalarını ve dalga-parçacık etkileşimini, ayrı ayrı ele alacağız. Güneştaçı deliğinin ısıtılması ve güneş rüzgarının ivmelenmesi sorunlarını çözmeye çalışan üç farklı yaklaşım vardır: **Manyetik Hidro Dinamik (MHD)**, kinetik ve parçacık yörünge kuramı. Kinetik model, güneştaçı deliği plazmasının daha ayrıntılı betimlemesini verebilir. Parçacık hız dağılım işlevinin dikkate alınmasıyla yapılan kinetik model, MHD modelinin öngöremeyeceği ısıtma süreçlerini öngörebilir (Vocks & Marsch, 2002).

1.1. Güneştaçı deliği ve güneş rüzgarı plazması.

Manyetik alan içindeki plazma, $\beta = N_e T_e / (B^2 / 2\mu_0)$ parametresiyle betimlenir (Melrose, 1989). Güneştaçı deliğindeki manyetize plazma $\beta \sim 10^{-2}$ değerlerine sahiptir. Manyetik basınç plazma basıncından daha baskındır. Plazma manyetik alana "donmuştur" denir; plazmayla manyetik alan birlikte devinir, göreceli hızları yoktur.

SOHO/UVCS nin Mg X ve O VI çizgilerine ilişkin verilerinden, uçlak güneştaçı deliği plazmasının $1.75 R_{\odot} - 2.1 R_{\odot}$ aralığında çarpışmalı plazmadan çarpışmasız plazma özelliğine geçtiği saptanmıştır (Doyle ve ark., 1999; Cranmer ve ark., 1999). SOHO/UVCS ve SUMER veritabanlarını kullanarak Doyle ve ark. (1999) çarpışmalı/çarpışmasız plazma sınırını $1.5 R_{\odot}$ olarak saptamışlardır. Buradan çıkan sonuç şudur: plazma taşınım süreçleri, güneştaçı deliğinin $1.5 R_{\odot}$ uzaklığının ötesinde klasik Coulomb kuramıyla açıklanamaz. $2.0 R_{\odot}$ ötesinde gözlenen olağanüstü büyük çizgi genişliklerinin nedeni kısmen iyon-cyclotron zoruna titreşim süreci olabilir.

Düşük β ve çarpışmasız plazmanın sıcaklığının yönbağımlı olması son derece doğaldır. SOHO/UVCS verileri ağır iyonların tümünde olduğu gibi, O^{5+} iyonunun etkin sıcaklığının da iyon sıcaklığından çok büyük olduğunu göstermiştir. O^{5+} iyonunun güneştaçı deliği iç bölgesindeki sıcaklığı 10^8 K düzeylerine çıkabildiği gibi, sıcaklık yönbağımlılığı da, $T_{\perp} \sim 10^2 T_{\parallel}$ sergilemektedir (Czechowski ve ark., 1998). SOHO/UVCS güneştaçı deliğindeki plazma parçacıklarının bakış doğrultusuna (dolayısıyla manyetik alana) dik yöndeki sıcaklıklarını ölçmüştür (Marsch, 1991; Marsch, 1999). Sonuç, $T_{\perp}^{O^{5+}} > T_{\perp}^{He^{++}} > T_{\perp}^p > T_{\perp}^e$ biçimindedir. Ayrıca her bir plazma parçacık türünün dikine

hızı koşut hızından daima büyüktür ($T_{\perp}^{O^{5+}} > T_{\parallel}^{O^{5+}}$). Bu arada değinmemizde yarar var: güneştaçı deliğinin ince yapısı, parlak, sıcak ve düşük yoğunluklu "plume" ve sönük, soğuk ve yüksek yoğunluklu "plumelerarası" şeritlerden oluşmaktadır (Wilhelm ve ark., 1998). SOHO/SUMER O VI (1032 Å) ile elde edilen görüntüler, "plume" ve "plumelerarası" karanlık şeritleri açıkça göstermektedir. Bu iki ayrı bölgeden de elde edilen O VI çizgilerinin genişliği, "plumelerarası" şeritlerde daha geniştir. Bu durum,

O VI iyonlarının dik yönde ısıtılmalarının karanlık şeritlerde daha etkin olduğuna işaret eder. Dik yönde ısıtılmış olan iyonların güneş rüzgarındaki akış hızı da daha büyük olacaktır. Manyetik ayna kuvveti, $F_z(R) = -\mu \partial B / \partial R$, dikine hızı daha büyük olan parçacıklara daha büyük bir kuvvet uygulayacağından, "plumelerarası" bölge, hızlı güneş rüzgarının olası kaynağı olarak yorumlanır (Hollweg, 1999a; Hollweg, 1999b; Wilhelm ve ark., 1998; Hollweg, 1999c). Manyetik ayna kuvveti bağıntısında, $\mu = (1/2)m_i v_{\perp}^2 / B$, manyetik moment olarak adlandırılır; m_i iyon kütlesi, B dış manyetik alan yeğinliğidir. Karanlık bölgelerde, örneğin, Si VIII iyonunun çizgi kesitinden $v_{1/e} \sim 80 \text{ km s}^{-1}$; O VI iyonunun çizgi kesitinden, $v_{1/e} \sim 100 \text{ km s}^{-1}$ lik hızlar türetilmiştir. Çizgi kesitlerinden türetilen sıcaklığa etkin veya kinetik sıcaklık denir: $\Delta \lambda_D = (\lambda_i/c)(2k_B T_{eff}/m_i)^{1/2}$. Burada, $\Delta \lambda_D$ özekselle dalgaboyu değeri λ_i olan çizginin Doppler genişliği; c ışık hızı; k_B Boltzmann sabiti ve m_i de fotonu salan iyonun kütlesidir. İyon sıcaklığıyla etkin sıcaklık arasındaki ilişki, $T_{eff} = (m_i / 2k_B)v_{1/e}^2 = T_i + (m_i / 2k_B)\xi^2$ bağıntısıyla verilir (Wilhelm ve ark., 1998). Bu bağıntıda, $v_{1/e}$ iyonun bakış doğrultusundaki en olası hızı ve ξ de, yönbağımsız, Gauss dağılımı gösterdiği varsayılan çalkantılı hız uzayının en olası hızıdır. O⁵⁺ iyonu için 3 R_☉ uzaklığında $T_{\perp,eff}^{O^{5+}} \sim 2 \times 10^8 \text{ K}$ bulunmuştur (Cranmer ve ark., 1999). Antonucci ve arkadaşlarının çalışmasındaki (2000) Şekil 2, güneştaçı deliğinin 1.5 R_☉ < R < 3.5 R_☉ bölgesinde O VI iyonunun kinetik sıcaklık kesitini göstermektedir. Şekilden kolayca görüleceği gibi, T_{eff} etkin veya kinetik sıcaklığı, T_i iyon sıcaklığının en az yüz katıdır. Bakış doğrultusuna dik yöndeki sıcaklıklara (hızlara) katkı, ısısız olmayan süreçlerden gelebilir. $T_{\perp,eff}^{O^{5+}} \sim 2 \times 10^8 \text{ K}$ sıcaklığı, ısısız+ısısız olmayan süreçlerin katkılarıyla oluştuysa, T_i iyonlaşma sıcaklığının üzerindeki etki iyon-cyclotron zoruna titreşim sürecinden kaynaklanmış olabilir. Bu sürecin geçerliliğine ilişkin düşünceye esin kaynağı oluşturan SOHO/UVCS verilerinin yanısıra *Helios 1&2* uydularından elde edilen veriler bulunmaktadır. Marsch'ın (1991) Şekil 8.19a da sunduğu, yüksek hıza sahip güneş rüzgarındaki proton hız dağılımı işlevindeki yönbağımlılık ($T_{\perp} > T_{\parallel}$) ayrıca aynı kaynaktaki Şekil 8.25, α parçacıklarının R ile artan manyetik moment değerleri, dik yönde ısıtan kaynağın iyon-cyclotron zoruna titreşim süreci olabileceğine ilişkin ek esin kaynağıdır (Marsch, 1999).

O⁵⁺ iyonlarının güneştaçı deliğindeki parçacık sayısı yoğunluğuna ilişkin bilgi içeren bir kaynak bulamadık. Renkküreden güneştaçına geçiş bölgesinde $N_{O^{5+}} = 10^{-3} N_p$ alınıyor (Wilhelm ve ark., 1998; Vocks, 2002). Diğer yandan, çeşitli kaynaklar güneştaçı deliği plazmasının elektriksel olarak nötr olduğuna işaret ediyor. Nötrlük, $N_e = N_p = N$ anlamına gelir (Voitenko & Goosens, 2002; Marsch, 1999; Endeve & Leer, 2001). Elektron ve dolayısıyla proton sayısı yoğunluğu için Hollweg (1999a, 1999b) Feldman ve arkadaşlarının (1997) çalışmalarında bulunduğu analitik betimlemeyi öneriyor. Biz de bu çalışmamızda, O⁵⁺ sayısı yoğunluğu için yukarıdaki bilgileri dikkate alarak aşağıdaki bağıntıyı kullanacağız:

$$N_{O^{5+}} = 10^3 \left[\frac{3.2 \times 10^8}{R^{15.6}} + \frac{2.5 \times 10^6}{R^{3.76}} + \frac{1.4 \times 10^5}{R^2} \right] m^{-3} \quad (1)$$

1.2. Güneştaçı Deliği Manyetik Alanı.

Güneş minimumunda, hızlı güneş rüzgarının baskın olduğu tüm enlemlerde (tutulunun $\pm 20^\circ$ den öte enlemlerinde) güneşin manyetik alanı basit bir analitik anlatım kazanabilir (Banaszkiewicz ve ark., 1998; Axford, ve ark., 1999). Banaszkiwicz ve arkadaşlarının (1998) önerdiği manyetik alan modeli bir çiftuçay (dipole), bir dörtuçay (quadropole) ve akım tabakasından (current sheet) oluşmaktadır. Bu model, kısaca, DQCS olarak anılır. Model, gözlemlerle sınanabilir niteliktedir. Birincisi, güneşten uzakta, Ulysses uydusunun da gözlediği gibi, manyetik alanın yarıçap boyunca olan bileşeni tekuçay (monopolar) davranış göstermektedir. İkincisi, güneştaçının uçlak bölgelerine ilişkin SOHO/SUMER ve EIT moröte görüntüleri ve SOHO/LASCO C1 ve UVCS koronograf gözlemleri manyetik alan kuvvet çizgilerinin uçlak bölgesindeki yönüne ilişkin bilgi sunar. Model, bu gözlemsel veriler karşısında sınanabilir (bkz. Banaszkiwicz ve arkadaşları, 1998, Şekil 2).

Manyetik alanın R ile değişimini veren bir başka çalışma da Hollweg'den gelmektedir (Hollweg, 1999a): $B = 1.5(f_{max} - 1)R^{-3.5} + 1.5R^{-2}G$. Marsch ve Tu'nun çalışmasında manyetik alanın güneştaçı deliği tabanındaki yeğinliği 130 gauss olarak veriliyor (Marsch & Tu, 1997). Manyetik

alanın bu değerini kullanırsak, güneştaçı tabanı uzaklıklarında, $R = r/R_{\odot} = 1.0043$, $f_{max} = 88.45$ değerini alıyor.

1.3. İyon – Cyclotron Dalgaları.

Bu alt bölümde iyon–cyclotron dalgalarının tanımına, kaynağına, uçuşma özelliğine, bulunduğu frekans aralığına ve olası güç tayfına değineceğiz.

İyon–cyclotron dalgaları düşük frekanslı elektromanyetik dalgalardır (Melrose, 1989). Frekansı, iyon–cyclotron frekansından düşük olan bu tür dalgalar manyetize plazma ortamında yayılabilirler. Frekansı iyon–cyclotron frekansına denk olan dalgalarla zoruna titreşime girerler. Manyetik alan kuvvet çizgileri boyunca yayılan iyon–cyclotron dalgaları sol çembersel uçuşma gösterir; diğer bir deyişle, dalganın elektrik alan vektörü, iyonların kuvvet çizgileri çevresindeki cyclotron devinim yönüyle aynıdır. Manyetik alana koşut yayılan düzlem iyon–cyclotron dalgalarının elektrik alan bileşenleri arasındaki ilişki, $E_y = -i E_x$ biçimindedir (Melrose, 1989).

Biz bu çalışmamızda dalgaların nasıl üretildiği sorunuyla ilgilenmeyeceğiz; onların, güneştaçı deliği tabanının altında üretildiğini ve kuvvet çizgileri boyunca yayıldıklarını varsayacağız. Özellikle, manyetik yeniden birleşme süreci, ısıtma için gerekli dalga akısını sağlayabilir (Voitenko & Goosens, 2002). Manyetik yeniden birleşme süreciyle ortaya çıkan MHD çalkantıları, $\omega = 1-10^2$ Hz frekans aralığında Alfvén dalgaları üretebilir. Manyetik yeniden birleşme olayında uzaysal ölçek uzunluklar $10^5 - 10^7$ m aralığına düşer. Bu ölçekler bize, üretilen Alfvén dalgaları ve onların yüksek frekans kolu olan iyon–cyclotron dalgalarının dalgaboylarına ilişkin bilgi sunar. Alfvén dalgalarının dağılıma bağıntısından, $\omega_k = 2\pi V_A / \lambda$ frekans aralığının $1 - 10^2$ Hz düzeylerinde olacağını söyler (Voitenko & Goosens, 2002). Biz bu çalışmamızda frekans aralığını hem Alfvén hem de iyon–cyclotron dalgalarını kapsaması için, $1 - 6 \times 10^4$ Hz olarak aldık.

İyon – cyclotron dalgalarının genliğine ilişkin bilgi ξ ısısal olmayan hızdan türetilir. ξ hızının dalga genliğiyle olan ilişkisi, $\xi^2 = (1/2) \langle \delta v^2 \rangle$ biçimindedir; 2 çarpanı uçuşma ve bakış doğrultu-suyla dalgaların yayılma doğrultusu arasındaki açı ilişkisinden gelir (Banerjee ve ark., 1998). Si VIII 1445.75 Å gözlemleri güneştaçı deliğinin iç bölgelerinde dalga genliklerine ilişkin bilgi vermektedir. $r = 1.028 R_{\odot}$ de $\xi = 27.0 \text{ km s}^{-1}$ değerindeyken sürekli artarak $r = 1.259 R_{\odot}$ de $\xi = 46.5 \text{ km s}^{-1}$ değerine çıkmaktadır. Banerjee ve ark. (1998) güneş kenarından $120''$ uzağa, güneştaçına doğru yapılan gözlemlerde, $\langle \delta v^2 \rangle = 2 \times (43.9 \text{ km s}^{-1})^2$ değeri ölçmüşlerdir. Alfvén ve iyon–cyclotron dalgalarının güneştaçıdaki erke akı yoğunluğu, $F_w = \sqrt{\rho / 4\pi} \langle \delta v^2 \rangle B$ bağıntısıyla verilir. $r = 1.25 R_{\odot}$ de,

$N_e = 4.8 \times 10^{13} \text{ m}^{-3}$ ve $B = 5 \text{ gauss}$ değerleriyle birlikte, $\langle \delta v^2 \rangle = 2 \times (43.9 \text{ km s}^{-1})^2$ değerini kullanan Banerjee ve ark. (1998), dalgaların ilgili yükseklikteki erke akı yoğunluğunu $F_w = 4.9 \times 10^5 \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ olarak bulmuşlardır. Bu değer, güneştaçının optik ince ışınım ve ısısal iletkenlik yoluyla yitirdiği erkeyi yeniden sağlayabilecek düzeylerdedir.

Alfvén ve iyon–cyclotron dalgalarının güneştaçı deliğindeki güç tayfı henüz bilinmiyor. Yüksek frekanslı dalgalar ya dolaysız olarak üretilirler veya düşük frekanslardan yüksek frekanslara doğru geçirilmiş bir sağanak sonucunda ortaya çıkarlar (Axford ve ark., 1999).

1.4. Dalga – Parçacık Etkileşimi

Sağanak geçirmiş Alfvén ve/veya iyon–cyclotron dalgalarının dalga erkelerini iyonların iç erkelerine dönüştürmede en olası süreç, iyon–cyclotron zoruna titreşim sürecidir. Güneştaçı deliği ve güneş rüzgarı için geliştirilmiş olan çalkantı kuramının son gelişmeleri ışığında, proton ve iyonların ısıtılması, bazı ender ve ağır iyonların yeğlenmiş ivmelenmesi konusunda yapılmış olan çalışmaları iletirmek amacıyla O^{5+} iyonunun $1.0043 R_{\odot} - 3.5 R_{\odot}$ aralığında $T_{\perp} / T_{\parallel}$ sıcaklıklar oranının evrimini incelemeyi amaçlıyoruz.

Kohl ve ark. (1997) O^{5+} iyonunun güneştaçı deliğinde çok yeğlin bir sıcaklık yönbağımlılığı ($T_{\perp} / T_{\parallel} \sim 10 - 100$) geçirdiğini ve dik yönde ısıtılmada diğer ağır iyonlar içinden yeğlendiğini göstermişlerdir. İyon – cyclotron zoruna titreşim sürecinin kısa bir nitel tartışmasını yaptıktan sonra 2. Bölüm'de modelimizi oluşturacağız. (4) numaralı bağıntıdan görüleceği gibi, güneştaçı deliği manyetik alanı, dolayısıyla, $\omega_{ic} = q_i B / m_i$ ile tanımlanan iyon–cyclotron frekansı, yükseklikle azalmaktadır. Şimdi, güneştaçı deliği tabanından bir dalganın geldiğini ve bu dalganın frekansının tüm iyon–cyclotron

frekanslarından küçük olduğunu varsayalım. Bu dalga güneştaçında yukarılara doğru yayıldıkça, yerel iyon-cyclotron frekansı birimlerindeki frekansı artacaktır. Dalga sonunda belli bir yükseklikte en düşük yerel zoruna titreşim frekansına sahip iyonla zoruna titreşime girecektir. SOHO/UVCS gözlemlerinin O⁵⁺ iyonuna ilişkin bulguları iyon-cyclotron zoruna titreşim sürecine işaret etmektedir. Bu süreci son zamanlarda Vocks & Marsch (2002) başarılı bir biçimde modellemişlerdir.

İyon-cyclotron zoruna titreşim sürecinde dalganın sönümlenmesi ve erkenin iyonların dik yöndeki özgürlük derecelerine aktarılmasındaki fiziksel süreci şöyle açıklayabiliriz: iyon-cyclotron ve/veya Alfven dalgaları plazmada yayılan tedirginliklerdir. Yayılma sırasında devinen potansiyel dalgalar oluşur. Potansiyel dalgalar iyonları tuzaklama eğilimi gösterir. Hızları dalganın evre hızına ($v = \omega / k$) eşit olan parçacıklar derhal tuzaklanırlar. Hızları dalganın evre hızından biraz büyük olan parçacıklar dalganın potansiyel çukurundan kurtulmak için dalga tepesine doğru çaba harcayacak, başaramayıp geriye yuvarlanacak ve diğer yöne doğru devinerek dalganın potansiyel çukurundan çıkma çabasını sürdürecektir. Bu şekilde titreştikten sonra tuzaklanacaktır. Parçacık başlangıçta dalgadan daha hızlı devindiğinden sonunda yavaşlamış ve ortalamada erkesinin bir bölümünü dalgaya vermiştir. Böylece dalganın erkesi artmış, genliği büyümüştür. Diğer yandan, hızları dalganın evre hızından daha küçük olan parçacıklar ivmelenir, dalgadan erke koparır ve dalganın genliğinin sönümlenmesine neden olurlar. Eğer hız dağılım işlevi hız uzayında negatif eğime sahipse, bu bölgede dalganın sönmesine neden olacak parçacık sayısı, dalganın genliğinin büyümesine neden olabilecek parçacık sayısından daha fazla olacaktır. Kısacası, $v = \omega / k$ bölge-sinde hız dağılım işlevinin eğimi negatif ise ortaya çıkacak olan net etki dalga sönümlenmesi olacaktır. Eğer eğim pozitifse, dalga genliği büyür (Shohet, 1971). Artık, O⁵⁺ iyonları için ($R = r / R_{\odot}$, $T_{\perp} / T_{\parallel}$) bağıntısını verecek modelimizi oluşturmaya geçebiliriz.

2. Model

2.1. Sol Çembersel Uçlaşmış İyon-Cyclotron Dalgalarının Dağılıma Bağıntısı.

Güneştaçı deliği plazmasındaki dalga-parçacık etkileşimini incelemek için soğuk plazma bağlamında elde edilmiş olan dalga denklemleriyle başlamanız gerekiyor. Bu incelemede “düzlem dalga” varsayımı kullanılır; diğer bir deyişle, tedirgin edilmiş fiziksel niceliklerin uzay ve zaman bağımlılığının $\exp[i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})]$ biçiminde olduğu varsayılır. Burada ω , dalga frekansı; t , zaman; \mathbf{k} , dalga vektörü ve \mathbf{r} de kaynaktan olan uzaklıktır. Dalga denklemi Fourier bileşenleri cinsinden aşağıdaki gibi yazılır (Shohet, 1971) :

$$\mathbf{k} \times (\mathbf{k} \times \mathbf{E}) + \frac{\omega^2}{c^2} \boldsymbol{\kappa} \cdot \mathbf{E} = 0 \quad (2)$$

(2) numaralı bağıntıda \mathbf{E} dalganın elektrik alan vektörü; c , ışık hızı ve $\boldsymbol{\kappa}$ da dielektrik tensördür. $\boldsymbol{\kappa}$ dielektrik tensörü Vlasov eşitliğinden türetilecektir.

Doğrusallaştırılmış Vlasov eşitliği, güneştaçı deliği plazması gibi çarpışmasız plazmayı, parçacıklararası çarpışma zamanından daha kısa zaman aralıklarında betimleyebilir (Seshadri, 1973; Krall & Trivelpiece, 1973; Nishikawa & Wakatani, 1994):

$$\frac{\partial f_i}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \frac{\partial f_i}{\partial \mathbf{r}} + \frac{q_i}{m_i} (\mathbf{v} \times \mathbf{B}_0) \cdot \frac{\partial f_i}{\partial \mathbf{v}} = \frac{df_i}{dt} = - \frac{q_i}{m_i} (\mathbf{E}_i + \mathbf{v} \times \mathbf{B}_i) \cdot \frac{\partial f_i}{\partial \mathbf{v}} \quad (3)$$

(3) numaralı bağıntıda f_0 parçacık hız işlevinin tedirgin edilmemiş durumunu; \mathbf{B}_0 , güneştaçı deliği manyetik alanını; q_i ve m_i O⁵⁺ iyonunun elektrik yükü ve kütesini; \mathbf{E}_i ve \mathbf{B}_i iyon-cyclotron dalgalarının elektrik ve manyetik alan vektörlerini ve f_i de hız dağılım işlevinin tedirgin edilmiş bölümünü simgeler. Zaman türevi, parçacığın evre-uzaydaki tedirgin edilmemiş yörüngesi boyunca alınır. Bu integral, f_i niceliğini bulmamıza yarar.

Sol çembersel Uçlaşmış iyon-cyclotron dalgalarıyla etkileşecek olan hız dağılım işlevinin tedirginlik Fourier genliği aşağıdaki gibi bulunur:

$$f_L = - \frac{q_i}{m_i} \left[\left(1 - \frac{v_{\parallel} k}{\omega} \right) \frac{\partial f_0}{\partial v_{\perp}} + \frac{k v_{\perp}}{\omega} \frac{\partial f_0}{\partial v_{\parallel}} \right] \frac{E_x \exp(-i\theta_0)}{\omega - k v_{\parallel} \omega_{ci}} \quad (4)$$

(4) eşitliğiyle verilen tedirginlik hız dağılımının üreteceği akım yoğunluğunun x - bileşeni, J_x , aşağıdaki gibi bulunur:

$$J_x = \frac{q_i^2 \pi}{m_i \omega} i E_x \int \frac{(\omega - k v_{//})(\partial f_0 / \partial v_{\perp}) + k v_{\perp}(\partial f_0 / \partial v_{//})}{\omega - k v_{//} - \omega_{ci}} v_{\perp}^2 d v_{\perp} d v_{//} \quad (5)$$

Akım yoğunluğunun J_y bileşeni için de benzer bir eşitlik elde edilir. Buradan, $J_x / E_x = J_y / E_y = \mathbf{J} / \mathbf{E}$ olduğu görülür. Plazma dielektrik tensörü, $\mathbf{J} + i \omega \epsilon_0 \mathbf{E} = i \omega \epsilon_0 \boldsymbol{\kappa} \cdot \mathbf{E}$ bağıntısıyla bulunur (Allis, Buchsbaum & Bers, 1963). Burada ϵ_0 boşluğun elektriksel geçirgenliğidir. Sol çembersel uçlaşmış dalgaların dielektrik tensörüyle elektrik alan ve akım yoğunluğu arasındaki ilişki aşağıdaki gibidir:

$$\kappa_L = 1 + \frac{J/E}{i \omega \epsilon_0} = 1 + \frac{q_i^2 \pi}{m \epsilon_0 \omega^2} \int_{-\infty}^{+\infty} d v_{//} \int_0^{\infty} \frac{(\omega - k v_{//})(\partial f_0 / \partial v_{\perp}) + k v_{\perp}(\partial f_0 / \partial v_{//})}{\omega - k v_{//} - \omega_{ic}} v_{\perp}^2 d v_{\perp} \quad (6)$$

$\kappa_L = n^2 = c^2 k^2 / \omega^2$ yazarsak, sol çembersel uçlaşmış dalgaların dağılıma bağıntısını elde etmiş oluruz. Burada n dalgaların kırılma indisidir. Güneştacı deliği plazması içindeki bir tek iyon türü, O^{5+} , için türetilmiş olan (6) eşitliği, çok sayıda iyon türünü içerecek biçimde genişletilebilir. Bunun için her bir iyon türünün $\boldsymbol{\kappa}$ dielektrik tensörleri toplanır ve (6) numaralı bağıntıdaki integrallerin önüne Σ , toplam simgesi yerleştirilir.

2.2. Yönbağımlı Sıcaklıklar

Şimdi, Helios 1&2 uydularının bulgularını anımsayalım: elektron, proton ve tüm eğer ve ağır iyonların hız dağılım işlevleri bi – Maxwellian biçimindedir (Marsch, 1991; Schwenn, 1991). $T_{\perp} / T_{//} = \alpha_{\perp}^2 / \alpha_{//}^2$ yazabiliriz. Burada, $\alpha_{\perp} = (2k_B T_{\perp i} / m_i)^{1/2}$ ve $\alpha_{//} = (2k_B T_{// i} / m_i)^{1/2}$ olarak tanımlıdır. Güneş rüzgarında yerinde yapılan ölçümlerle saptanmış olan bu tür hız dağılım işlevinin analitik anlatımı, $f_0 = N_0^{O^{5+}} \alpha_{//}^2 \pi^{-3/2} \exp[-(\alpha_{\perp}^2 v_{\perp}^2 + \alpha_{//}^2 v_{//}^2)]$ biçimindedir. $N_0^{O^{5+}}$, O^{5+} iyonunun güneştacı deliği tabanındaki sayı yoğunluğudur. (6) eşitliğindeki $\partial f_0 / \partial v_{\perp}$ ve $\partial f_0 / \partial v_{//}$ türevleri f_0 bağıntısından türetilir ve yerine yazılırsa, dağılıma bağıntısına temel (principal) integralin katkısını bulmuş oluruz:

$$k^2 \left(c^2 - \frac{\omega^2}{k^2} \right) + \frac{\omega_{ip}^2}{\omega - \omega_{ic}} \left[\omega - \frac{k}{\sqrt{\pi}} \alpha_{//} \left(\frac{\omega}{\omega - \omega_{ic}} + \frac{T_{\perp}}{T_{//}} - 1 \right) + \frac{k^2}{2\alpha_{//}^2 (\omega - \omega_{ic})} \left(\frac{\omega}{\omega - \omega_{ic}} + \frac{T_{\perp}}{T_{//}} - 1 \right) \right] = 0 \quad (7)$$

ω_{ip} iyon plazma frekansı, $\omega_{ip} = \left(N_0^{O^{5+}} q_i^2 / \epsilon_0 m_i \right)^{1/2}$ biçiminde tanımlıdır (Melrose, 1989).

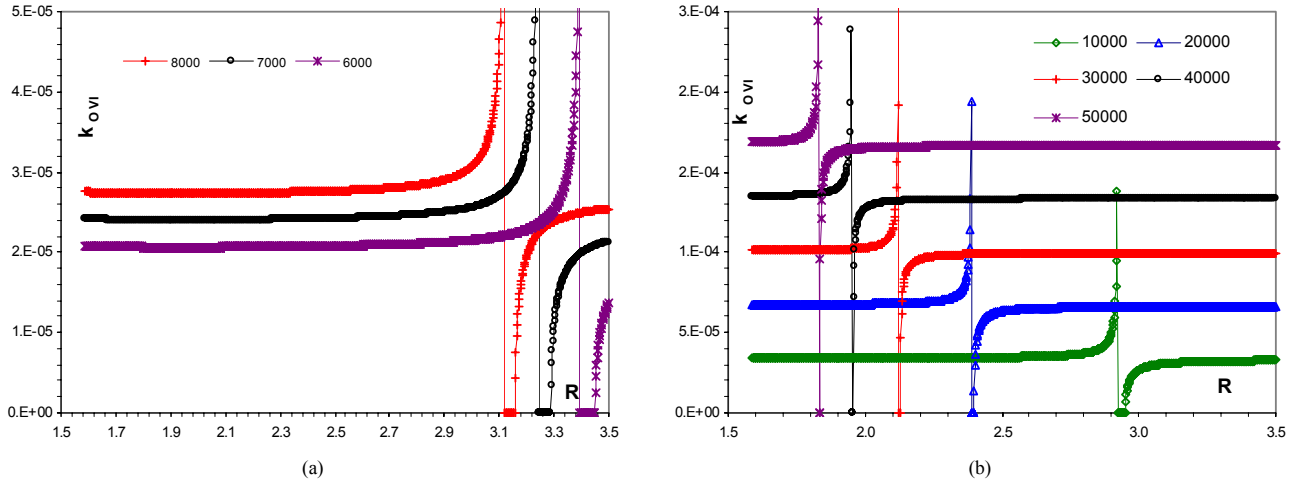
(6) eşitliğinin paydasını sıfır yapan değerde integralin “artık katkısını” (residual contribution) da hesaplamalıyız. R ile göstereceğimiz “artık katkı” aşağıdaki gibi elde edilir (Seshadri, 1973):

$$R = -i \sqrt{\pi} \alpha_{//} \frac{\omega_{ip}^2}{k} \left[\omega_{ic} \left(1 - \frac{T_{\perp}}{T_{//}} \right) + \omega \right] \exp \left[-\alpha_{//}^2 \left(\frac{\omega - \omega_{ic}}{k} \right)^2 \right] \quad (8)$$

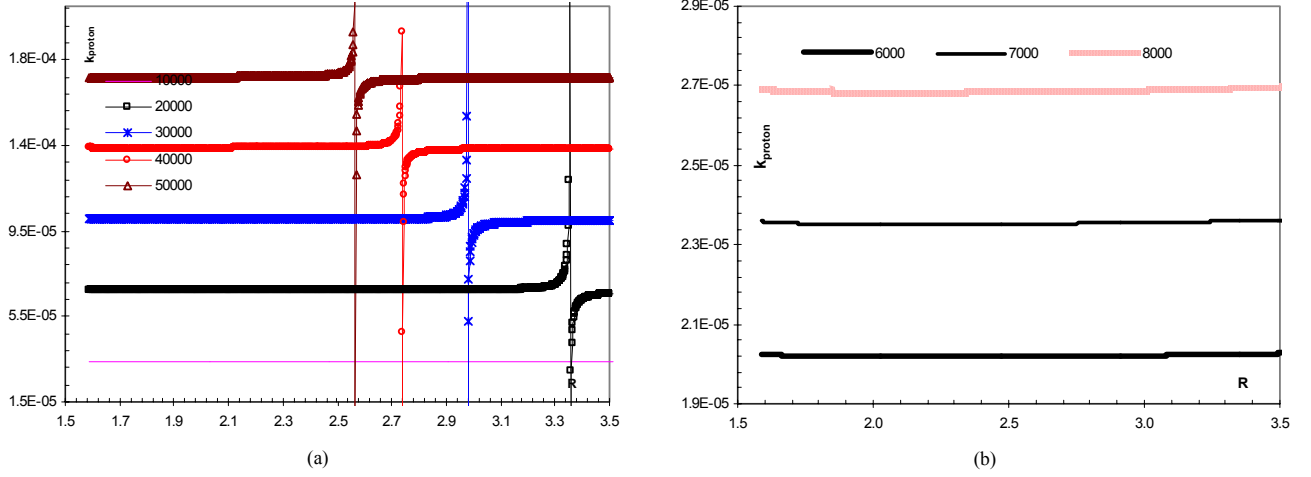
Şimdi, önce zayıf bir dalga sönümlenmesinin varlığında dalganın dağılıma bağıntısını k dalga sayısına göre yazalım:

$$k^2 \left[\frac{\left(\frac{\omega_{ip}^2}{2\omega^2 (\omega - \omega_{ic})} \right) \left(\frac{\omega}{\omega - \omega_{ic}} + \frac{T_{\perp}}{T_{//}} - 1 \right)}{2\alpha_{//}^2 (\omega - \omega_{ic})} + \frac{c^2}{\omega^2} \right] - \frac{k}{\alpha_{//} \sqrt{\pi}} \left(\frac{\omega_{ip}^2}{2\omega^2 (\omega - \omega_{ic})} \right) \left(\frac{\omega}{\omega - \omega_{ic}} + \frac{T_{\perp}}{T_{//}} - 1 \right) + \frac{\omega_{ip}^2}{2\omega(\omega - \omega_{ic})} - 1 = 0 \quad (9)$$

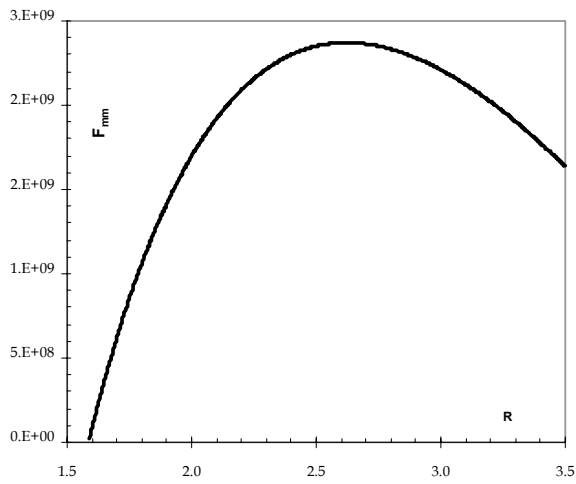
(9) eşitliğinin çözümü, k dalgasayısının R uzaklığıyla olan değişimini verir. Şekil 1a&b O^{5+} iyonu için Şekil 2a&b de protonlar için k dalgasayısının R ile değişimini göstermektedir. k nın sonsuza gittiği R değerleri iyon-cyclotron zoruna titreşim sürecinin gerçekleştiği bölgelerdir.



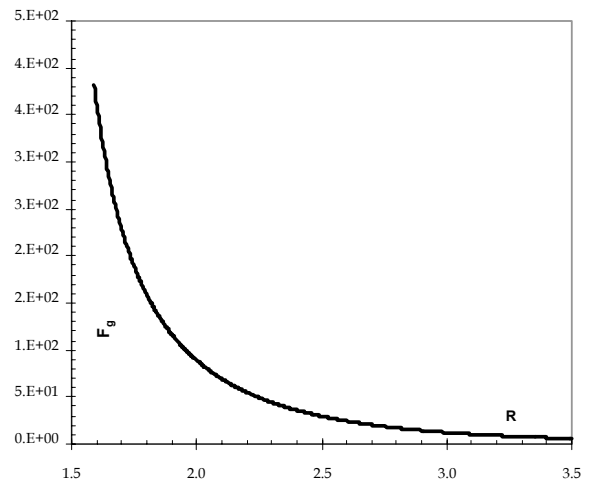
Şekil 1. O^{5+} iyonu için k dalgasının R ile değişimi.



Şekil 2. Proton için k dalgasının R ile değişimi.



Şekil 3 a. Manyetik ayna kuvvetinin R ile değişimi



Şekil 3 b. Çekim kuvvetinin R ile değişimi

3. Sonuç

Vlasov eşitliğinin çözümü, iyon-cyclotron zoruna titreşim süreciyle iyonlara erke aktaran dalgaların dağılma bağıntısını verir. Dağılma bağıntısı, k dalgasayısına göre çözülebilir. $k(R)$ belirlendikten sonra, $\mu(R) = T_{\perp}(R) / B(R)$ bağıntısı yardımıyla manyetik momentin R ile değişimini bulabiliriz. Buradan da, manyetik ayna kuvvetinin R ile değişimini elde ederiz: $F_z(R) = -\mu(R) \partial B / \partial R$. Sonuç, Şekil 3a da gösterilmektedir. Eğer O^{5+} iyonları güneş rüzgarında ivme kazanacaksa, manyetik ayna kuvvetinin, $GMN_0^{O^{5+}}(R) A m_p / r^2$ ile verilen çekim kuvvetinden daha büyük olması gerekir (Axford, 1999). Çekim kuvvetinin R ile değişimi de Şekil 3b de görülmektedir. Görüleceği gibi, manyetik ayna kuvveti çekim kuvvetinden 10^6 çarpanı denli büyüktür. Bu sonuç, güneştacı deliğindeki proton ve iyonların iyon-cyclotron süreciyle ısıtılmaları durumunda güneş rüzgarının nasıl ivmelendiği sorusuna da açıklık getirebiliyor. Küçük olduğunu varsaydığımız "artık katkı"nın sonuçları nasıl etkilediği bir başka çalışmanın konusu olacaktır.

Kaynaklar.

- Allis, W.P., Buchsbaum, S.J. & Bers, A., 1963, *Waves in Anisot. Plasmas*, MIT, Camb., Mass.
 Antonucci, E., Dodero, M.A. & Giordano, S., 2000, *Solar Phys.*, 197: 115 – 134.
 Axford, W.I. ve ark., 1999, *Space Sci. Rev.*, 87: 25 – 41.
 Banaszkewics, M., Axford, W.I., McKenzie, J.F., 1998, *A&A*, 337: 940 – 944.
 Banerjee, D., Teriaca, L., Doyle, J.G. & Wilhelm, K., 1998, *A&A*, 339: 208 – 214.
 Cranmer, S.R., Field, G.B. & Kohl, J.L., 1999, *Space Sci. Rev.*, 87: 149 – 152.
 Czechowski, A., Ratkiewicz, R., McKenzie, J.F. & Axford, W.I., 1998, *A&A*, 335: 303 – 308.
 Doyle, J.G., Teriaca, L. & Banerjee, D., 1999, *A&A*, 349: 956 – 960.
 Endeve, E. & Leer, E., 2001, *Solar Phys.*, 200: 235 – 250.
 Feldman, W.C., Habbal, S.R., Hoogeveen, G. & Wang, Y.-M., 1997, *JGR*, 102: 26905.
 Hollweg, J.V., 1999a, *JGR*, 104, No. A11: 24781 – 24791.
 Hollweg, J.V., 1999b, *JGR*, 104, No. A1: 24793 – 24805.
 Hollweg, J.V., 1999c, *JGR*, 104, No. 1: 505 – 520.
 Kohl, J.H. ve ark., 1997, *Adv. Space Res.*, 20, No. 1: 3 – 14.
 Krall, N.A. & Trivelpiece, A.W., 1973, *Princ. Plasma Physics*, McGraw Hill Book Co.
 Marsch, E., 1991, *Phys. Inner Helios.*, Vol. 2, eds. R. Schween, E. Marsch, Springer, Berlin.
 Marsch, E., 1999, *Space Sci. Rev.*, 87: 1 – 24.
 Marsch, E. & Tu, C.-Y., 1997, *Solar Phys.*, 176: 87 – 106.
 Melrose, D.B., 1989, *Instabilities in Space and Laboratory Plasmas*, CUP, Cambridge.
 Nishikawa, K. & Wakatani, M., 1994, *Plasma Physics*, Springer – Verlag, Berlin.
 Schwenn, R., 1991, *Phys. Inner Helios.*, Vol. 2, eds. R. Schween, E. Marsch, Springer, Berlin.
 Seshadri, S.R., 1973, *Fundamentals of Plasma Physics*, American Elsevier, NY.
 Shohet, J.L., 1971, *The Plasma State*, AP, NY.
 Vocks, C., 2002, *ApJ*, 568: 1017 – 1029.
 Vocks, C. & Marsch, E., 2002, *ApJ*, 568: 1030 – 1042.
 Voitenko, Y. & Goossens, M., 2002, *Solar Physics*, 206: 285 – 313.
 Wilhelm, K. ve ark., 1998, *ApJ*, 500: 1023 – 1038.