

Güneştacı Deliğinde Alfvén Dalgaları

E. R. Pekünlü, Z. Bozkurt, M. Afşar, E. Soyduğan & F. Soyduğan

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

Özet. Bu çalışmada, Kuzey güneştacı deliğinin iç bölgesindeki ($r < R_{\odot}$) Alfvén dalgalarının yayılma özelliklerini inceledik. Doğrusal, sıkıştırılmaz MHD bağlamında yapılan çözüm, iki farklı evre hızıyla yayılan dalga biçimi öngörmüştür. Yavaş evre hızıyla yayılan Alfvén dalgaları çok hızlı bir biçimde sönümlenir; diğer bir deyişle bu dalgalar, güneştacı deliği plazmasında yayılamazlar. Diğer yandan, yüksek evre hızına sahip Alfvén dalgaları manyetik alan kuvvet çizgilerine koşut yönde yayılabilirler. İkinci tür dalgaların mekanik erke akısının, güneştacı deliği plazmasının optik ince ışınım ve ısısal iletkenlik yoluyla yitirdiği erkeyi yeniden sağlayacak denli yüksek olduğunu; manyetik akı tüpleri boyunca yayılan Alfvén dalgalarının kırınıma uğradığını ve erkelerini viskoz ve joule süreciyle çevreye ısı erkesi olarak saçtıklarını gösterdik. Yaptığımız çözüm, Alfvén dalgalarının erke akı yoğunluğunu $10^6 \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ olarak öngörmektedir. $1.05 R - 1.35 R$ aralığında erke akı yoğunluğunun kesiti, akının $1.15 R$ uzaklığına dek arttığını, bu noktada bir maksimuma ulaştığını daha sonra, azaldığını göstermektedir. Bu sonucu, SOHO/SUMER in elde ettiği Si VIII iyonunun bakış doğrultusundaki hızlarını yorumlamada kullandık. Si VIII çizgileri, diğer ağır iyonlarındaki gibi ısısal olmayan genişleme göstermektedir. Si VIII in ısısal olmayan hızlarının yarıçap doğrultusu boyunca gözlemlerden türetilmiş olan kesiti, $1.15 R$ uzaklığında bir maksimum yapmaktadır. Alfvén dalgalarının erke akısının maksimuma eriştiği uzaklıkla, Si VIII in ısısal olmayan hızlarının eriştiği maksimum uzaklığın raslantısal olmadığını düşünüyoruz. Sönmüş olan Alfvén dalgalarının erke akı yoğunluğunun azalmasına bağlı olarak, Si VIII iyonunun ısısal olmayan hız kesiti $1.15 R$ uzaklığında bir plato yapmaktadır.

Anahtar sözcükler: Güneş: güneştacı – MHD Dalgaları.

1. Giriş.

Bu çalışmada, sıkıştırılmaz, viskoz ve manyetik sızma özelliği gösteren güneştacı deliği plazmasındaki, Alfvén dalgalarının yayılma ve erkelerini çevreye ısı erkesi olarak saçma özellikleri araştırılacaktır. Bu amaçla, Alfvén dalgalarının dalgaboyu, grup hızı, sönme ölçek uzunluğu, dalga erke akısı gibi özelliklerinin uzaysal değişimlerini bulmaya çalışacağız.

Güneştacı, güneş maksimumu ve minimumunda birbirinden farklı özellikler sergilemektedir: sakin etkin bölgeler, flare yapan etkin bölgeler, eşlek güneştacı deliği, uçlak güneştacı deliği, vb. Buna bağlı olarak da ortamın fiziksel parametreleri, parçacık sayı yoğunluğu, sıcaklık, manyetik alan yoğunluğu de bir bölgeden diğerine değişmektedir. Ancak tüm bölgeler için ortak bir sorun varsa o da, ısısal iletkenlik ve optik ince ışınım yoluyla yitirilen erkenin yeniden nasıl sağlandığı sorunudur. $1-2R_{\odot}$ uzaklıklarında güneştacının ortalama sıcaklığı 10^6 K düzeyindedir. Bu denli sıcak güneştacı plazması optik ince ışınım ve aşağıdaki geçiş bölgesine ısısal iletkenlik yoluyla erke yitirecektir. Güneştacı sıcaklıklarını gözlenen düzeyde tutabilmek için yitirilen erkenin sürekli olarak yeniden sağlanması gerekir.

Erke, büyük ölçekli süreçlerin yanı sıra, viskozite, elektriksel direnç, ısısal iletkenlik gibi küçük ölçekli süreçlerle de bir bölgeden bir başka bölgeye aktarılır. Küçük ölçekli süreçler, dalganın düzenli deviniminde depolanmış olan mekanik erkeyi, parçacıkların düzensiz ısısal erkesine dönüştürür. Erke saçıcı süreçler MHD dalgalarının sönmesine neden olurlar (Braginskii, 1965). Güneştacı deliğinde ve güneş rüzgarında yayılan Alfvén dalgalarının sönmesi son derece zordur (Hollweg, 1991). Bu kuramsal öngörü, güneştacının dış bölgelerinde gözlenen Alfvén dalgalarınca doğrulanmıştır (Doyle ve ark., 1999). Alfvén dalgalarının güneştacının herhangi bir bölgesinde de üretilme olasılığı vardır; tüm dalgaların güneştacı tabanında üretilceğini varsaymak doğru değildir.

MHD dalgalarının güneştacını ısıtma ve güneş rüzgarını ivmelendirmedeki rolü bu bölgeden alınan salma çizgilerinin genişliklerini inceleyerek sergilenebilir. MHD dalgalarının neden olduğu çizgi genişlemesine ilişkin kanıtlar, yüksek sıcaklıklarda oluşan güneştacı çizgilerinin (iyon oluşma sıcaklığı $> 10^6 \text{ K}$) güneş kenarının üzerinde ($> 1.1 R_{\odot}$) yapılan gözlemlerinden elde edilebilir. Bu gereksinimleri karşılayabilecek gözlemlerin, MHD çalkantıları, ve dalgalarının neden olduğu etkileri, aygıtsal,

kuramsal ve ısısal etkilerden ayırdedebilecek nitelikte olmalıdır. Bu yöndeki ilk gözlemleri Hassler ve ark. (1990) yaptı. Altı tane EUV salma çizgileriyle yapılan çalışmada opasite, sistematik akışkan etkileri, ısısal Doppler genişlemesi ve MHD dalgalarının çizgi genişlemesi üzerine olan etkilerini önceden hesapladılar. Bu nedenle, güneştacı salma çizgilerinin ısısal olmayan genişlemelerinden MHD dalgalarının sorumlu olabileceği sonucuna vardılar. SMM uydusu FCS verileri ışığında Saba & Strong (1991) da benzer bir sonuca ulaştı. Adı geçen uydunun yumuşak X – ışın kanalından altı zoruna titreşim çizgisi gözlemlendi. Değişik çizgi yeğnilik oranlarından, $\bar{T}_e = 3.0 \pm 0.1 \times 10^6 K$ elde ettiler. Gözlenen çizgi genişliklerinin (W_{obs}) yalnızca ısısal süreçlerle oluştuğu varsayımını kullanarak, çizgi genişliğine denk sıcaklığı $T_{W_{obs}}$ türetiler ve $T_{W_{obs}} > \bar{T}_e$ olduğunu gözlediler. $T_{W_{obs}}$ değerini kullanarak Si XIII kanalından gelmesi gereken akıyı saptadılar. Ancak, bu sıcaklıkların gözlenenden 30 kez daha büyük akı vermesi gerektiğini gördüler. Daha sonra,

$$v_{ex} = \sqrt{\left[\frac{c W_{obs}}{2(\ln 2)^{1/2} \lambda} \right]^2 - v_{th}^2} \quad (1.1)$$

bağıntısını kullanarak, ilgili çizginin FWHM değerine ısısal olmayan katkıları hesapladılar ve bu değere, v_{ex} dediler. Güneştacı deliğinde, belli bir yükseklikte, üç iyon için buldukları ısısal olmayan hız değerleri şöyledir: O VIII için $v_{ex} = 42 (\pm 30)$; Ne IX için $v_{ex} = 58 (\pm 4)$; Mg XI için $v_{ex} = 44 (\pm 4)$. Sab & Strong (1991), ölçülen çizgi genişliklerine ve plazma sıcaklıklarına bulaşan belirsizliklere ilişkin ayrıntılı bir liste verdikten sonra, çizgilerin ısısal olmayan genişlemelerinden, Alfvén dalgalarını sorumlu tutmuşlardır.

Güneştacı salma çizgilerinin güneş kenarı dışında ölçümlerine ilişkin sonraki çalışmalar SOHO uydusundan gelmiştir. SOHO/SUMER verilerini kullanan Doyle ve ark. (1999) Si VIII $\lambda\lambda$ 1440.49 & 1445.75 çizgi genişliklerini, güneş kenarından olan uzaklığın bir işlevi olarak elde ettiler. Elde ettikleri veriler, çizgilerin ısısal olmayan genişliklerinin güneş kenarında $\sim 24 km/s$ değerinden, kenardan $35''$ uzakta $\sim 28 km/s$ değerine çıktığını göstermiştir. Bu sonuçlar temelinde, sakin güneştacının MHD dalgalarının ısıtılabilmesi sonucuna varmışlardır. Si VIII çizgi çiftinin ölçümleri hem elektron yoğunluğu hem de ısısal olmayan hızları saptamalarını sağlamıştır. Ölçtükları elektron sayı yoğunluğu ($N_e = 1.8 \times 10^8 cm^{-3}$) ve $v_{ex} (= 2 \times (28 km/s)^2)$ değerlerini kullanarak ve $B = 4$ gauss sabit manyetik alan yeğniliği varsayımı yaparak Alfvén dalgalarının erke akı yoğunluğunu, $F_{Alf} = 3.1 \times 10^5 erg cm^{-2} s^{-1}$ olarak saptamışlardır.

Banerjee ve ark. (1998) çalışmasındaki Şekil 4b, ve Doyle ve ark. (1999) çalışmasındaki Şekil 4, Si VIII için v_{ex} in güneş kenarından olan uzaklıkla değişimini göstermektedir. Gözlemler $1.05-1.15 R$ aralığında sönmemiş Alfvén dalgaları modeliyle iyi bir uyum göstermektedir. Ancak güneş kenarının $200''$ ötesinde v_{ex} değerleri kuramsal değerlerden küçük kalmaktadır. Biz, bu çalışmamızda, gözlemleri açıklayabilmek için sönmüş Alfvén dalgalarını dikkate almanın gerekliliğini göstermeye çalışacağız.

Çalışmamızın planını şöyle sunabiliriz: Bölüm 2 de, SOHO uydusunun, kuzey güneştacı deliğinin manyetik ve plazma özelliklerine ilişkin verileri gözden geçirilecektir. Bölüm 3 de, adı geçen bölgede dalga yayılma ve erkesini çevreye ısı erkesi olarak saçma özellikleri işlenecektir. Alfvén dalgalarının dağılma bağıntısı, grup hızı, sönme ölçek uzunluğu, dalga erke akı yoğunluğu türetilcektir. Bölüm 4 de ise bulunan sonuçlar ve gözlemlerin uyumuna ilişkin sonuç ve tartışmalar yeracaktır.

2. Kuzey Güneştacı Deliğinin Manyetik ve Plazma Özellikleri.

Bu çalışmada, Alfvén dalgalarının güneştacı deliğindeki yayılma özellikleri incelenecektir. Bu nedenle, elektron sayı yoğunluğu, optik ince ışınım salan iyonların çizgi genişlikleri, sıcaklık ve manyetik alan gibi plazma parametrelerinin uzaklıkla değişimlerine ilişkin bilgi sahibi olmalıyız. Bu konuyla ilgilenen çoğu araştırma grubu, manyetik alanın bu bölgede sabit ve yeğniliğinin $5 - 10 gauss$ olduğunu varsaymaktadır (örneğin, Doyle ve ark., 1999; Banerjee ve ark., 1998). Biz bu varsayımı kullanmayacağız. Çünkü, çalışmamızın başlıca amaçlarından birisi, manyetik alan değişiminin dalga sönmesi üzerine olan etkisini, Alfvén dalgalarının ısıtma yeteneğini incelemektir. Tekdüze bir manyetik

alandaki Alfvén dalgalarının erkelerini boşaltma oranı, güneştacını ısıtamayacak denli küçüktür. Manyetik alandaki uzaysal değişim, elektriksel dirençlilik ve viskozite oranlarını 30 – 40 kat arttırmaktadır (Saba & Strong, 1991). Güneştacı deliğinde manyetik alanın uzaysal değişimi Hollweg (1999a, b) tarafından aşağıdaki gibi verilir:

$$B = 1.5(f_{max} - 1)R^{-3.5} + 1.5R^{-2} \text{ gauss} \quad (2.1)$$

(2.1) bağıntısındaki f_{max} değeri 9 olarak seçilmektedir (Hollweg, 1999a, b). $R = r/R_{\odot}$ dir

Güneştacı deliğindeki elektron sayı yoğunluğu birçok araştırma grubu tarafından ölçülmüştür (Guhathakurta & Fisher, 1995, 1998; Doyle ve ark., 1999; Banerjee ve ark., 1998). Biz bu çalışmamızda, Feldman ve ark. (1997) önerdiği bağıntıyı kullanacağız:

$$N_e = \frac{3.2 \times 10^8}{R^{15.6}} + \frac{2.5 \times 10^6}{R^{3.76}} + \frac{1.4 \times 10^5}{R^2} \text{ cm}^{-3} \quad (2.2)$$

$N_e(R)$, kuzey güneştacı deliğindeki kütle yoğunluğunun belirlenmesini sağlar: $\rho_0(r) = \bar{\mu} m_p N_e(r)$; burada $\bar{\mu} \approx 0.6$ ortalama atom ağırlığı; m_p proton kütlesidir.

SOHO/CDS ve SUMER tayfçekerleri Kuzey güneştacı deliği üzerindeki bölgenin sıcaklığını ölçmüştür. David ve ark. (1998) ölçülen sıcaklığı, uzaklığın bir işlevi olarak çalışmalarında, Şekil 2 de vermişlerdir. Grafik okuma yoluyla, bu verilere en iyi uyum sağlayan polinomu aşağıdaki gibi elde ettik:

$$T = -2 \times 10^7 R^2 + 5 \times 10^7 R - 3 \times 10^7 K \quad (2.3)$$

Aşağıda da değineceğimiz gibi, viskozite katsayısı sıcaklığı güçlü bir biçimde bağlıdır. David ve ark. (1998) verdiği sıcaklık kesiti, $1.05R - 1.35R$ aralığını kapsamaktadır. Bu nedenle, biz de, incelememizi bu aralıkta yapacağız.

Optik olarak ince olan salma çizgilerinin genişliği ısısal ve ısısal olmayan bölümlerden oluşmaktadır. Çizgilerin yarı maksimum genişliklerinin ısısal olmayan bölümleri, v_{ex} olarak simgelenmiş ve (1.1) eşitliğiyle verilmiştir. Banerjee ve ark. (1998) Si VIII iyonu için ısısal olmayan hızları güneş kenarından olan uzaklığın bir işlevi olarak vermektedir (bkz. Banerjee ve ark., 1998, Çizelge 2). Bu verilere uyguladığımız en iyi polinom yaklaşım aşağıdadır :

$$v_{ex} = -1522.3R^4 + 8638.2R^3 - 18191R^2 + 16882R - 5786.5 \text{ kms}^{-1} \quad (2.4)$$

Banerjee ve ark. (1998) son veri noktası $1.259 R_{\odot}$ uzaklığına ilişkindir. Biz çalışmamızı $1.35 R_{\odot}$ uzaklığına dek yapacağımızdan, hız kesitinin $1.259 R_{\odot}$ uzaklığıyla $1.35 R_{\odot}$ uzaklığı arasında düz seyrettiğini varsayacağız. Bu varsayım, sonuçlarımıza kaçınılmaz olarak belirsizlikler yükleyecektir. Şimdi, Alfvén dalgalarının güneştacı deliğindeki yayılma özelliklerine geçebiliriz.

3. Kuzey Güneştacı Deliğindeki Alfvén Dalgalarının Yayılma Özellikleri.

Sıkıştırılamaz bir plazma ortamında yayılan dalgaların MHD bağlamında incelemesi momentumun korunumu, manyetik akının korunumu ve manyetik indüksiyon eşitlikleriyle olur:

$$\rho \frac{D\mathbf{v}}{Dt} = (\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} / \mu + \rho \nu \nabla^2 \mathbf{v} \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) + \eta \nabla^2 \mathbf{B} \quad (3.2)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (3.3)$$

(3.1) bağıntısında, μ manyetik geçirgenlik; $\rho v = 2.21 \times 10^{-15} T^{5/2}(r) / \ln A \text{ g cm}^{-1} \text{ s}^{-1}$; v kinematik viskozite katsayısı; (3.2) bağıntısında $\eta = 5.2 \times 10^{-11} T^{-3/2}(r) \ln A \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ manyetik sızma katsayısı;

$\ln A = 22.0$ Coulomb logaritmasıdır. $\frac{D}{Dt} \equiv \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla$ konvektif türevdir.

(3.1) – (3.3) eşitliklerinin doğrusallaştırılmış biçimlerini aşağıdaki gibi elde ederiz :

$$\rho_0 \frac{\partial \mathbf{v}_I}{\partial t} = (\nabla \times \mathbf{B}_I) \times \mathbf{B}_0 / \mu + \rho v \nabla^2 \mathbf{v}_I \quad (3.4)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}_I}{\partial t} = \mathbf{v}_I (\nabla \cdot \mathbf{B}_0) - \mathbf{B}_0 (\nabla \cdot \mathbf{v}_I) + (\mathbf{B}_0 \cdot \nabla) \mathbf{v}_I - (\mathbf{v}_I \cdot \nabla) \mathbf{B}_0 + \eta \nabla^2 \mathbf{B}_I \quad (3.5)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B}_I = 0 \quad (3.6)$$

(3.4) eşitliğindeki üçlü çarpımın dengini yazar, sıkıştırılmaz plazma varsayımında dalga vektörü $\mathbf{k}$ nın tedirginlik hızı $\mathbf{v}_I$ e dik olduğunu anımsarsak, (3.4) ve (3.5) eşitlikleri yeniden aşağıdaki gibi yazılır:

$$\rho_0 \frac{\partial \mathbf{v}_I}{\partial t} = \frac{1}{\mu} (\mathbf{B}_0 \cdot \nabla) \mathbf{B}_I + \rho v \nabla^2 \mathbf{v}_I \quad (3.7)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}_I}{\partial t} = (\mathbf{B}_0 \cdot \nabla) \mathbf{B}_I + \eta \nabla^2 \mathbf{B}_I \quad (3.8)$$

Eğer düzlem dalga varsayımı yaparsak, (3.7) ve (3.8) eşleşmiş diferansiyel denklemleri cebirsel bir bağıntıya indirgenebilir. Düzlem dalga varsayımında, hidrodinamik ve elektromanyetik tedirginlik niceliklerin evre çarpanının $\exp[i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)]$ biçiminde olduğu varsayılır; burada, t , $\mathbf{r}$, $k = 2\pi / \lambda$ ve $\omega = 2\pi / P$ sırasıyla, zaman, kaynaktan olan uzaklık, dalga vektörü sayısı ve frekanstır. λ ve P dalganın dalgaboyu ve dönemidir. Evre çarpanı yardımıyla zaman ve uzay türevleri sırasıyla aşağıdaki gibi yazılabilir : $\partial / \partial t \rightarrow (-i\omega)$ ve $\nabla \rightarrow i\mathbf{k}$. Bu yaklaşımları (3.7) ve (3.8) eşitliklerinde kullanırsak aşağıdaki cebirsel bağıntıları elde ederiz:

$$\rho_0 (-i\omega) \mathbf{v}_I = \frac{i}{\mu} (\mathbf{B}_0 \cdot \mathbf{k}) \mathbf{B}_I + \rho v (-k^2) \mathbf{v}_I \quad (3.9)$$

$$(-i\omega) \mathbf{B}_I = i(\mathbf{B}_0 \cdot \mathbf{k}) \mathbf{v}_I + \eta (-k^2) \mathbf{B}_I \quad (3.10)$$

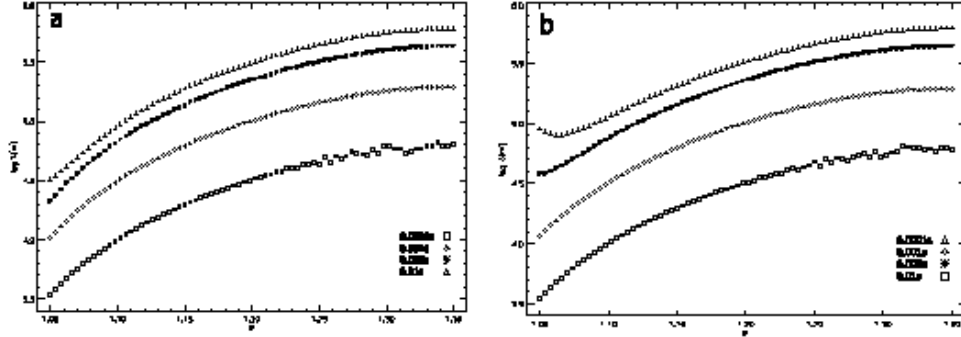
(3.9) ve (3.10) eşitliklerinden Alfvén Dalgalarının dağılma bağıntısı aşağıdaki gibi elde edilir:

$$v\eta k^4 + [v_A^2 - i\omega(v + \eta)]k^2 - \omega^2 = 0 \quad (3.11)$$

(3.11) bağıntısında, $v_A = B / \sqrt{\mu\rho_0}$ Alfvén hızıdır.

(3.11) eşitliğinin çözümü yerel λ değerlerini verir. Şekil 1a ve 1b, Alfvén dalgalarının dalgaboyları ve sönme ölçek uzunluklarının uzaklıkla değişimini göstermektedir. Şekil 1a dan görüldüğü gibi, yüksek frekanslı dalgaların dalgaboyu beklendiği gibi daha kısadır. Bundan başka, dalga kuvvet çizgileri boyunca yayıldıkça dalgaboyu da düzenli bir biçimde artmaktadır. Bu artış, kırılma indisinin ($n = ck / \omega$) de giderek sıfıra yaklaştığı anlamına gelir. Bu eğilim, dalgaların belli bir yükseklikte yansıma eğilimi gösterdiği anlamına gelir. Bu beklenen bir davranıştır; CMA çizgesine bakıldığında, manyetik alan çizgileri boyunca azalan yoğunluk bölgesine doğru yayılan MHD dalgalarının plazma kesiklilik sınırına dayanacağı görülür (Nishikawa & Wakatani, 1994). Güneştacı deliğinde, manyetik alana dik yöndeki yoğunluk dağılımı tekdüzeliğe olabildiğince sapmıştır (Woo, 1996; Woo & Habbal, 1997). Bu gerçeği gözönünde bulundurarak Hollweg (1999a,b) güneştacı deliğinde yayılan Alfvén dalgalarının dalga vektörünün dikine bileşeni ($k_{\perp}$) kırınıma uğraması nedeniyle giderek daha büyük değerler alacağına işaret etmiştir. Diğer yandan, Alfvén dalgaları yukarıya doğru yayıldıkça sönecelerdir. Ancak, dalgalar dışarıya doğru yayıldıkça sönme ölçek uzunlukları da

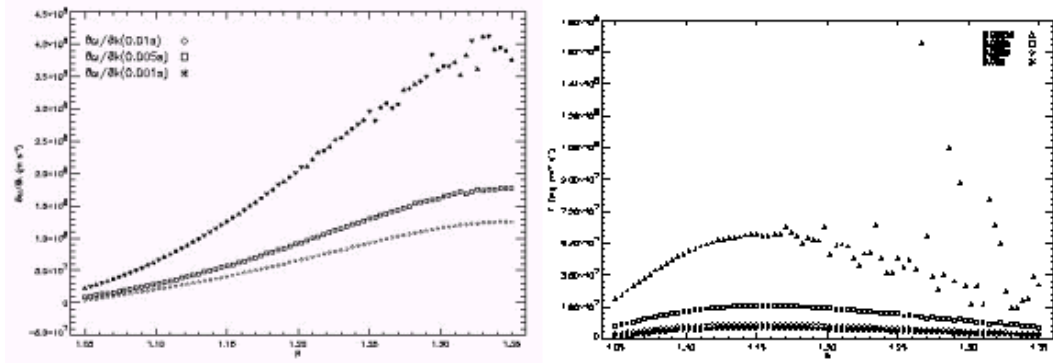
artmaktadır. Bu sonuç, viskoz ve manyetik sızma etkilerinin dalgaları söndürme etkilerinin çok büyük olmadığına işaret eder (Şekil 1b).



Şekil 1. Alfvén dalgalarının dalgalı boyları (a) ve sönme ölçek uzunluklarının (b) uzaklıkla değişimini göstermektedir.

Yüksek frekanslı Alfvén dalgaları erkelerini çevreye daha çabuk saçarlar. Dalgaların mekanik erke akıları, $F_{Alf} = \rho v_{ex} \partial \omega / \partial k$ ile verilir; $\partial \omega / \partial k$ dalgaların erkesinin taşıdığı grup hızıdır; ortamın viskozite ve manyetik sızma etkileri dikkate alındığından, v_A ile verilen sönmemiş dalgaların grup hızından farklıdır (Şekil 2).

Şekil 3, dalga erke akı yoğunluğunun uzaklıkla değişimini gösterir. Yüksek frekanslı dalgaların erke akı yoğunluğu daha büyüktür. Daha önemlisi, akı yoğunluğunun maksimuma ulaştığı yer, $1.15 R_{\odot}$, aynı zamanda Si VIII iyonunun ısısal olmayan hızlarının maksimuma ulaştığı yerdir. Bu uzaklıktan $1.35 R_{\odot}$ e dek olan bölgede gözlemsel değerlerle kuramsal değerler arasındaki uyum bozulmaktadır (bkz. Şekil 4, Doyle ve ark., 1999). Kuramsal eğri, Alfvén dalgalarının sönmediğini varsaymaktadır. Güneştacı deliği salma çizgilerindeki ısısal olmayan genişlemelerden MHD dalgaları sorumlu tutuluyor. Çizgi genişliklerinin uzaklıkla olan değişiminde gözlenen bu plato oluşumunun nedeni, bu dalgaların sönmesi ve kırılmaya uğraması olabilir. Kırılma indisi düzenli bir biçimde sıfıra yaklaştığına göre, dalgalar, yansıma öncesi kırılmaya uğruyor, dalgaların erke akısı üst katmanlara ulaşamıyor ve erke akısı alamayan iyonların ısısal olmayan genişlemelerinde bir azalma gözleniyor. Alfvén dalgalarının erke akısının $1.15 R_{\odot}$ uzaklığından başlamak üzere hızla azalması Si VIII iyonunun yarı maksimumundaki ısısal olmayan bileşenin de azalmasına neden olabilir.



Şekil 2. Dalgaların grup hızlarının uzaklıkla değişimini göstermektedir (sol).

Şekil 3. Dalgaların erke akı yoğunluklarının uzaklıkla değişimini göstermektedir (sağ).

4. Sonuç.

Güneş fiziğinin çözümsüzlüğünü koruyan konularından birisi, güneştacının ısıtılması ve güneş rüzgarının ivmelenmesidir. $10^6 K$ sıcaklıklarındaki güneştacı plazması, optik ince ısıtım ve geçiş bölgesine doğru ısısal iletkenlikle erke yitirir. Güneştacı plazmasının yüksek sıcaklığını koruyabilmesi için çeşitli süreçlerle erke kazanması gerekir. Güneştacını ısıtma seçeneklerinden birisi MHD dalgalarının sönmesidir.

Bu sorunun iki yanı vardır: dalgaların üretilmesi ve erkelerini çevreye ısı erkesi olarak saçmaları. Bu araştırmamızda dalgaların üretilme sorununa değinmedik; bu dalgaların doğal olarak varolduğunu varsaydık. Alfvén dalgalarının sıkıştırılmaz, “yavaş değişen ortam” özelliği sergileyen plazma içersinde yayılma sorununu doğrusal MHD bağlamında inceledik. Modelimiz, yüksek evre hızıyla yayılan yüksek frekanslı Alfvén dalgalarının ortamda yayılabileceğini ve erkelerini çevreye ısı erkesi olarak saçabileceğini gösterdi.

Güneştacı deliğinin parçacık sayı yoğunluğu, sıcaklık ve optik ince iyon çizgilerinin ısısal olmayan genişliklerine ilişkin SOHO uydu verilerini kullanarak, yüksek frekanslı Alfvén dalgalarının sönme özelliklerini araştırdık. Si VIII iyonunun çizgi genişliğinin ısısal olmayan bileşeni $1.15 R_\odot$ uzaklığında bir plato oluşturmaktadır. Bizim modelimiz de Alfvén dalgalarının erke akı yoğunluğunun aynı uzaklıkta bir maksimuma eriştiğini ve akıda bir azalma olduğunu göstermiştir. Çizgi genişliklerindeki azalmanın, Alfvén dalgalarının sönmesi ve kırınımına uğramasından kaynaklanabileceğini savunuyoruz.

Hem SOHO uydu verileri hem de bizim modelimiz, kesin bir sonuca ulaşmamızı sağlayabilecek düzeyde değil. Alfvén dalgaları plazmayı dolaysız olarak ısıtırken aynı zamanda ısısal olmayan hızları da uyarıyor mu? ısısal olmayan devinimler bağımsız bir süreçle mi oluşuyor? Yoksa, ısıtılma ardı ardına gelen bir süreç mi, yani erke kaynağı önce ısısal olmayan devinimleri üretip ardından bu devinimlerin ısısallaştığına mı tanık oluyoruz? Tüm bu olumsuzluklara karşın, model sonuçlarının Si VIII in ısısal olmayan hızlarının değişimiyle uyduğu açıktır. Balbus & Hawley'nin (1998) işaret ettiği gibi, “elektiriksel dirençlilik ve viskozite kararsız dalgaların sönmesine neden olur” . Alfvén dalgalarının sönmesi erke akısının ve dolayısıyla Si VIII iyonunun ısısal olmayan hızlarının yükseklikle azalmasına neden olur.

Güneştacı deliği gibisinden çalkantılı bir plazma ortamında çok çeşitli hidrodinamik ve MHD dalgaları bulunabilir. Bu dalgaların plazmayı ısıtma oranı değişik oranlarda olabilir. Yüksek frekanslı Alfvén dalgalarının bu senaryoda yeraldıkları kesin! Ancak tüm ısıtılma ve güneş rüzgarının ivmelenmesinden yalnızca bu dalgalar sorumlu tutulamaz. Bu çalışmamız, SOHO verilerini yorumlarken yalnızca sönmeyen dalgaları değil, viskozite ve manyetik sızma etkileriyle sönen dalgaları da dikkate almamız gerektiğine işaret etmiştir.

Kaynaklar:

- Braginskii, S.I., 1965, Transport Process in Plasmas, *Rev. of Plasma Physics*, ed. M.A. Leontovich, Vol.I, s. 205, Consultants Bureau, NY.
- Doyle, J.G., Teriaca, L. & Banerjee, D., 1999, *A&A*, 349, 956.
- Feldman, W.C., Habbal, S.R., Hoogeveen, G., & Wang, Y. M., 1997, *JGR*, 102, 26905.
- Guhathakurta, M. & Fisher, R., 1995, *GRL*, 22(14), 1851.
- Guhathakurta, M. & Fisher, R., 1998, *ApJ*, 499, L215.
- Hassler, D.M., Rottman, G.J., Shoub, E.C. & Holzer, T.E., 1990, *ApJ*, 348, L77.
- Hollweg, J.V., 1991, *Mechanisms of Chromospheric and Coronal Heating*, Ulmschneider, P., Priest, E.R. & Rosner, R. (eds.), Springer, Berlin, s. 423.
- Hollweg, J.V., 1999a, *JGR*, 104, No. A7, 14811.
- Hollweg, J.V., 1999b, *JGR*, 104, No. A11, 24781.
- Nishikawa, K. & Wakatani, M., 1994, *Plasma Physics*, Springer – Verlag, Berlin
- Priest, E.R., 1984, *Plasma Astrophysics*, J.G. Kirk, D.B. Melrose, E.R. Priest (eds.) Springer – Verlag, Berlin.
- Saba, J.L.R., Strong, K.T., 1991, *ApJ*, 375, 789.
- Woo, R., 1996, *Nature*, 369, 321.
- Woo, R. & Habbal, S.R., 1997, *ApJ*, 474, L139.