

## KUZAY GÜNEŞTACI DELİĞİNDE MHD DALGALARININ SÖNÜMLENMESİ

Dicle ZENGİN ÇAMURDAN<sup>1</sup>, Ebru DEVLEN<sup>1</sup>, E. Rennan PEKÜNLÜ<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Ege Üniversitesi, Fen Fakültesi, Astronomi ve Uzay Bilimleri Bölümü, İzmir  
([dicle.zengincamurdan@ege.edu.tr](mailto:dicle.zengincamurdan@ege.edu.tr), [ebru.devlen@ege.edu.tr](mailto:ebru.devlen@ege.edu.tr), [rpekunlu@gmail.com](mailto:rpekunlu@gmail.com))

**Özet:** Bu çalışmada Güneş'in kuzey güneştacı deliğinde plume ve plumelararası bölgeler arasındaki sıcaklık, parçacık sayı yoğunluğu ve ısısal olmayan hızlardaki farklılığını dikkate alarak MHD dalgalarının sönümlenmesi incelenmiştir. OVI iyonunun etkin sıcaklığına ısısal olmayan katkının iyon -cyclotron rezonans sürecinden geldiği varsayılmıştır. Paralel ve dikine ısı iletimi ile viskozite içeren tek akışkan denklemlerinin doğrusallaştırılmasından Alfvén ve manyetik-ses dalgalarının dağılma bağıntılarını elde ederek dalgaların sönümlenme uzunluk ölçeklerinin plume ve plumelar arası bölgede ve sınır bölgesindeki değişimi incelenmiştir. Dalga akılarını hesaplayarak bu dalgaların koronanın ısıtılma sürecine ve hızlı güneş rüzgarının ivmelenmesine katkısı hesaplanmıştır.

### 1. Giriş

Gözlemler Güneşin Kuzey Güneştacı deliğindeki ortalama sıcaklık değerlerinin  $1.0 \times 10^6 - 10^8$  K arasında olduğu göstermektedir. Bu sıcaklıktaki Güneştacı plazması, optikçe ince ışınım ve geçiş bölgesinin aşağısına ısı iletkenliği yolu ile erke kaybedecektir (Pekünlü et al. 2002). Bu yitik erkenin nasıl yerine konulacağı ve böylece Güneştacında gözlenen sıcaklık değerlerinin nasıl sürdürüldüğü sorununa henüz tam olarak bir yanıt verilememiştir. Isısal iletkenlik, elektiriksel direnç ve viskozite gibi küçük ölçekli süreçler, MHD dalgalarının mekanik erkesinin parçacıkların düzensiz ısısal hareketlerine dönüşmesine neden olmaktadır. Erke saçıcı süreçler MHD dalgalarının sönmesine neden olurlar ve bu dalgalar kuzey uçlak güneştacı deliğindeki plazmayı ısıtabilir (Braginskii, 1965).

Kuzey uçlak güneştacı deliğinin yapısının parlak, soğuk ve yüksek yoğunluklu “plume” ve sönük, sıcak ve düşük yoğunluklu “plumelararası şerit”lerden (IPL) oluştuğu belirlemiştir (Wilhelm et al., 1998). SOHO/UVCS verileri OVI iyonunun güneştacı deliğinde ölçülen sıcaklığının yönbağımlı olduğunu belirlemiştir (Kohl et al.1997; Cranmer et al., 2008). Bu durumda OVI iyonunun manyetik alana dik yöndeki kinetik sıcaklığı,  $T_{\perp}$ , paralel yöndeki sıcaklığından  $T_{\parallel}$  daha büyüktür. UVCS verileri, güneştacı deliğindeki diğer ender iyonlar ( $\text{He}^{++}$ , SiVIII, MgX, vb.) için de benzer sıcaklık yönbağımlılıkları saptamıştır. Bu iki ayrı bölgeden elde edilen OVI çizgilerinin genişliği, “plumelararası” şeritlerde daha geniştir. Bu durum, OVI iyonlarının dik yönde ısıtılmalarının karanlık şeritlerde daha etkin olduğuna işaret eder. Bu veriler de güneştacı plazmasının iyon-cyclotron zoruna titreşim süreciyle ısıtılabilceği işaret etmektedir.

Bu çalışmada OVI iyonunun sıcaklık, parçacık sayı yoğunluğu ve plume ve PIPL arasındaki ısısal olmayan hızları gözönüne alınarak, kuzay güneştacı deliğinde manyetik alana paralel ve dik doğrultuda ısı iletkenliği ve viskozitenin olması durumunda MHD dalgalarının yayılma özellikleri incelenmiştir.

## 2. Kuzey Güneştacı Deliğinin MHD Modeli

Güneş tacı deliğindeki plume ve çevresinde bölgelere ilişkin plazmanın özellikleri hala tam olarak belirlenememiştir. Cranmer et al. (2008) OVI iyonlarının güneştacı deliğindeki parçacık sayı yoğunluğunu, renkküreden güneştacına geçiş bölgesinde  $N_{OVI} = 2.4 \times 10^{-6} N_p$  ve  $N_{OVI} = 8.7 \times 10^{-7} N_p$  olarak vermektedir. Plume ve IP bölgesindeki elektron sayı yoğunluk değişimi için Doyle et al. (1999) tarafından verilen uzaklığa bağlı değişim kullanılmıştır. Bununla birlikte Güneştacı deliği plazmasının elektriksel olarak nötre yakın (quasineutral) olduğunu işaret eden çalışmalar bulunmaktadır (Voitenko & Goossens, 2002). Kohl et al. (1997) plume bölgelerinin PIPL'den daha yoğun olduğunu göstermiştir. Bu çalışmada  $N_e = N_p$  alınarak IPL koşullarında protonların sayısal yoğunluğunun  $(R, x)$  uzayındaki dağılım için aşağıdaki bağıntı kullanılmıştır,

$$N_p^{PL}(R, x) = N_p^{IPL}(R) \left( 1 + 0.1 \sin^2(2\pi x / 92.16R) \right) \quad (2.1)$$

Bu bağıntıda  $R$ ,  $r/R_\odot$  biriminde olup korona tabanından olan yüksekliktir  $x$ , gözlemcinin bakış doğrultusu ve manyetik alana dik yönde ölçülen yay saniyesi cinsinden uzaklıktır. Güneşin kuzey uçlak deliğindeki manyetik alan için Hollweg (1999) tarafından verilen model kullanılmıştır.

$$B = 1.5(f_{\max} - 1)R^{-3.5} + 1.5R^{-2} \quad (2.2)$$

Bu bağıntıda  $f_{\max} = 9$  olarak alınmaktadır. Manyetik alanın  $x$ -yönündeki değişimine ilişkin bir bilgi ile karşılaşmadığı için 2.2 nolu bağıntının hem plume hem de PIPL bölgesinde geçerli olduğu varsayılmıştır. Kuzey güneştacı deliğindeki plazmanın sıcaklık dağılımı için PIPL yapısı gözününe alınarak  $T_{eff}$  nin  $(R, x)$  yönündeki değişimi ise şu şekilde alınmıştır,

$$T_{eff}^{PL}(R, x) = T_{eff}^{IPL}(R) \left( 1 - 0.3 \sin^2(2\pi x / 92.16R) \right) \quad (2.3)$$

Kinematik viskozite katsayısı ( $\nu$ ), Güneş tacındaki değeri en belirsiz olan parametrelerden biridir ve bu nedenle çalışmamızda  $\nu$ , serbest parametre olarak alınmıştır.

## 3. Temel MHD Eşitlikleri ve Dağılıma Bağıntısı

Bir plazmada dalganın yayılması ve enerji aktarımının incelenmesi için temel eşitlikler sırasıyla kütle, momentum, enerji, manyetik akının korunumu eşitlikleri ve manyetik indüksiyon eşitlikleridir. Bu eşitliklerin doğrusallaştırılmış biçimi aşağıdaki şekildedir.

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial t} + (\mathbf{v}_1 \cdot \nabla) \rho_0 + \rho_0 (\nabla \cdot \mathbf{v}_1) = 0 \quad (3.1)$$

$$\rho_0 \frac{\partial \mathbf{v}_1}{\partial t} + \rho_0 (\mathbf{v}_1 \cdot \nabla) \mathbf{v}_1 = -\nabla p_1 + (\nabla \times \mathbf{B}_1) \times \frac{\mathbf{B}_0}{\mu} + \rho_0 \nu \left[ \frac{4}{3} \nabla (\nabla \cdot \mathbf{v}_1) - \nabla \times (\nabla \times \mathbf{v}_1) \right] \quad (3.2)$$

$$\frac{\partial p_1}{\partial t} + (\mathbf{v}_1 \cdot \nabla) p_0 - c_s^2 \left[ \frac{\partial \rho_1}{\partial t} + (\mathbf{v}_1 \cdot \nabla) \rho_0 \right] = -0.6 \nabla \cdot \mathbf{q}_1 \quad (3.3)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}_1}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v}_1 \times \mathbf{B}_0) \quad (3.4)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B}_1 = 0 \quad (3.5)$$

Bu bağıntılarda  $\rho$  yoğunluk,  $p$  basınç,  $\mathbf{v}$  hız,  $\mathbf{B}$  manyetik alan,  $\mu$  manyetik geçirgenlik (permeability),  $\nu$  kinematik viskozite katsayısı ve  $\gamma$  adyabatik indextir (güneştaçı plazması için değeri 5/3 alınmıştır). 3.3 nolu eşitlikteki  $\mathbf{q}$  ısı akısı vektörünü,  $\kappa$  ısısal geçirgenlik katsayısı olmak üzere  $\mathbf{q}_i = -\kappa_{\parallel}^i \nabla_{\parallel} (T_i) \hat{\mathbf{B}} - \kappa_{\perp}^i \nabla_{\perp} (T_i) \hat{\mathbf{v}}_i$  ile gösterilmektedir (Priest,1984). Isı akısı ifadesinde iyonların paralel yöndeki ısı akısı için  $\kappa_{\parallel} = 8.4 \times 10^{-7} T^{2.5}$  (Hollweg, 1986), dik yöndeki ısı akısı için de  $\kappa_{\perp} = \kappa_{\parallel} 10^{-14}$  (Spitzer, 1962) kullanılmıştır.

### 3.1. Paralel ısı iletiminin olmadığı durum

#### 3.1.1 Ses Dalgası

Kuzey güneştaçı deliğinde viskozite ve paralel ısı iletiminin olmadığı durum durumunda yayılan dalgaların sönümlenme uzunluk ölçeklerinin değişimi incelenecektir. Bu nedenle dağılma bağıntısındaki ısı akısı terimi  $H_{\parallel}$  sıfır kabul edilirse MHD eşitliklerinin çözümünden elde edilen köklerden birinin ses dalgası olduğu görülmektedir.

$$k^4 \left( M - \frac{\rho v}{\rho_0} i\omega \right)^2 - k^2 2\omega^2 \left( M - \frac{\rho v}{\rho_0} i\omega + 2\xi^2 \right) + \omega^4 = 0 \quad (3.6)$$

Dağılma bağıntısındaki  $M$  terimi aşağıdaki şekilde tanımlanmıştır.

$$M = \left( 1.6c_s^2 - 0.6 \frac{1}{\rho_0} \frac{H_{\perp}}{\xi} - \frac{\rho v}{\rho_0} 0.3i\omega \right) \quad (3.7)$$

Bu dalga modu viskozite ve ısı akısı nedeniyle değişikliğe uğramış ses dalgası olarak adlandırılabilir. 3.6 nolu eşitlikte elde edilen yavaş ses dalgalarının, sönümlenme uzunluk ölçeğinin  $1.25 \times 10^{11} \text{ cm} - 7 \times 10^{10} \text{ cm} \sim 1.8-1 R_{\odot}$  olduğu görülmektedir (bkz. Şekil 1). Bu dalgalar için hesaplanan ses dalgalarının enerji akı yoğunluğunun,  $1/k_i$  değerlerinin en büyük olduğu yerde  $1.07 \times 10^5 \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  olarak elde edilmiştir (bkz. Şekil 1). Sonuç olarak yavaş ses dalgalarının enerji akı yoğunluğunun güneştaçının tabanında ( $R = 1.7 R_{\odot}$ ) plazmanın ısıtılmasına katkıda bulunduğu söylenebilir. Viskozitenin artmasıyla sönümlenme uzunluk ölçekleri azalmaktadır.

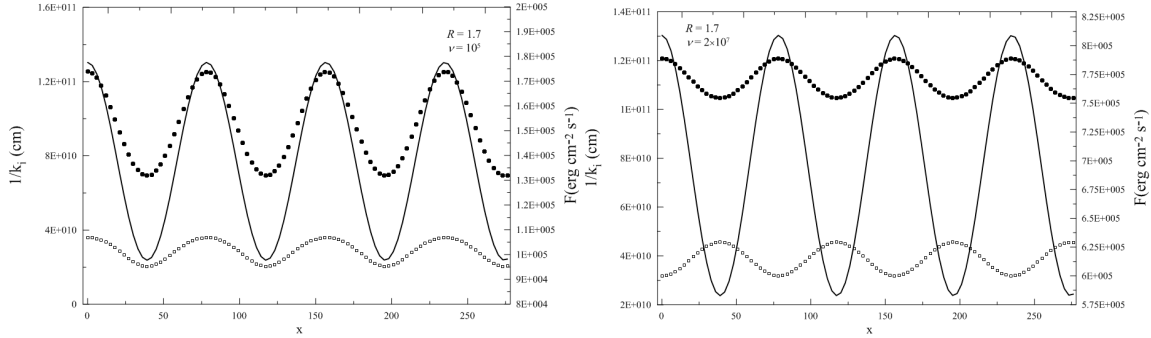
#### 3.1.2 NPCH'de Alfven Dalgası

Köklerden diğerinin çözümü yayılan dalgaların Alfven dalgasını olduğunu göstermektedir.

$$\left( \omega^2 + \frac{\rho v}{\rho_0} i\omega k^2 - v_A^2 k^2 \right) = 0 \quad (3.8)$$

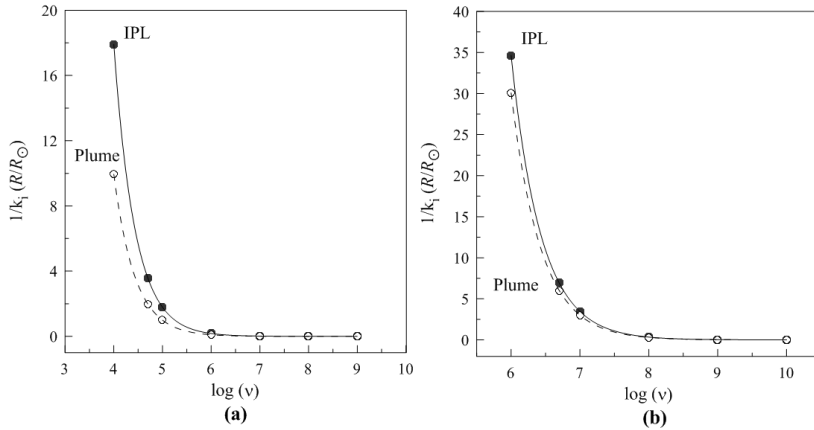
Şekil 1'de Alfven dalgasının sönümlenme uzunluk ölçeğinin değişimi gösterilmektedir. Çözümde  $R$ , 1.7 değerinde sabit değer olarak alınırken viskozite için  $2 \times 10^7 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$  değeri kullanıldığında sönümlenme ölçek uzunluğu  $1.05 \times 10^{11} \text{ cm} - 1.2 \times 10^{11} \sim 1.51-1.72 R_{\odot}$  olarak

elde edilmektedir. Bu dalgaların enerji akı yoğunluğu  $\sim 6 \times 10^5 - 6.3 \times 10^5 \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  olarak hesaplanmıştır. Ofman (2004) çalışmasında, Alfvén hızı  $V_a = 1527 \text{ km s}^{-1}$  ve yoğunluk  $\rho = 1.8 \times 10^{-16} \text{ g cm}^{-3}$  değerlerini kullanarak dalgaların enerji akı yoğunluğunu  $5.6 \times 10^5 \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  olarak verilmektedir. Bu sonuçların Ofman (2004) ile uyumlu olduğu görülmektedir. Viskozite değeri  $10^{11} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$  alındığında sönümlenme ölçek uzunluğu  $2.4 \times 10^7 \text{ cm} \sim 240 \text{ km}$  olarak elde edilmektedir. Viskozite değerinin artırılmasının elde edilen dalgaların enerji akı yoğunluğunun değiştirmedığı görülmüştür.



**Şekil 1.** Ses (soldaki) ve Alfvén (sağdaki) dalgasının sönümlenme ölçek uzunluğunun ve akının değişimi. İçi dolu daireler dalgaların sönümlenme ölçek uzunluğunu, daireler ise enerji akı yoğunluğunu göstermektedir. Sürekli çizgi plume ve interplume bölgelerinde  $x$ -yönündeki etkin sıcaklık değişimini temsil etmektedir.

Sönümlenme uzunluk ölçeğinin ise viskoziteye duyarlı olduğu görülmüştür. Şekil 2’de serbest parametre olarak alınan viskozitenin dalgaların yayılma sürecine etkisini görmek amacıyla  $\log \nu - 1/k_i$  değişimi incelenmiştir. Şekil 2a ses dalgaları, Şekil 2b ise Alfvén dalgaları için Plume ( $x = 40$ ) ve IPL ( $x = 80$ ) bölgelerine karşılık gelen iki farklı  $x$  değeri için viskozitenin sönümlenme ölçek uzunluğuna göre değişimi göstermektedir. Viskozite değerinin arttıkça sönümlenme uzunluk ölçeği azalmaktadır.



**Şekil 2:** Sönümlenme uzunluk ölçeğinin viskoziteye göre değişimi. Solda, plume ve IPL yayılan akustik dalgalar ve sağda: Alfvén dalgalarının değişimi görülmektedir.

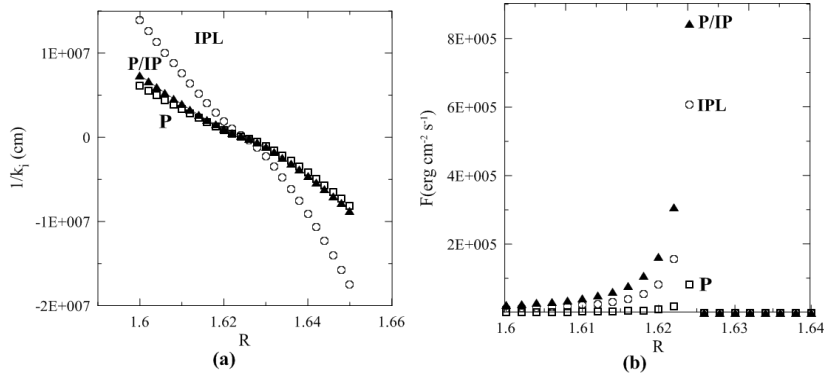
### 3.2. Paralel ısı iletiminin olduğu durum

Paralel ısı iletiminin olmadığı durumda MHD eşitliklerinin çözümünden üç kök elde edilmektedir.

### 3.2.1 $(X_1, Y_1)$ için Çözüm

$$k^2 (M - v_A^2) \left[ v_A^2 - \frac{\rho v}{\rho_0} i \omega \right] + 4\omega 0.6 \frac{1}{\rho_0} H_{\parallel} k - (M - v_A^2) \omega^2 = 0 \quad (3.9)$$

Viskozitenin olmadığı durumda dağılma bağıntısı dalgaların evanescent mod olan manyetik ses dalgası olduğunu göstermektedir ( $k_R = 0$  ve  $k_i > 0$ ). Eğer viskozite hesaba katılırsa dalga  $R = 1.6$  ile  $R = 1.625$  aralığında  $k_R > 0$  olduğu yayılan bir dalga modu elde edilmektedir (bkz. Şekil 3).



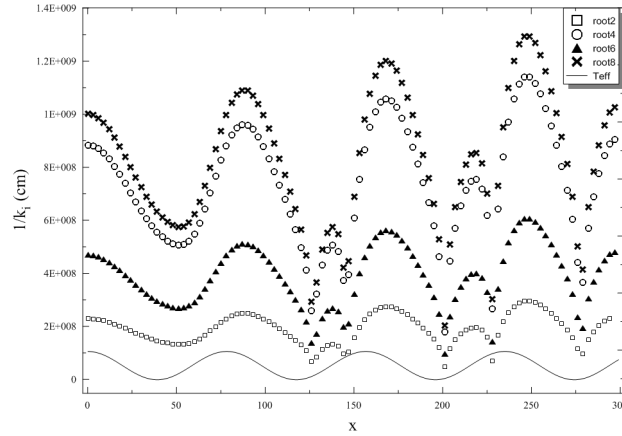
**Şekil 3:** Dalgaların sönümlenme uzunluk ölçeği (a) ve enerji akı yoğunluğunun (b) yarıçap doğrultusundaki uzaklığa göre ve dalgaların yayıldığı bölgelere bağlı olarak değişimi. Şekilde  $v = 10^{14} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  değeri alınmış ve  $x = 40''$  (P);  $x = 60''$  (P/IP) and  $x = 80''$  (IP), olmak üzere P, P/IP and IP sırasıyla “plume”, “plume/interplume geçiş sınırı” and “interplume” bölgeleri temsil etmektedir.

### 3.2.2 $(X_2, Y_2)$ için Çözüm

Paralel ısı iletiminin olması durumunda MHD denklemlerinin çözümünden  $(X_2, Y_2)$  kökü için 10. dereceden bir dağılma bağıntısı elde edilmiştir. Dağılma bağıntısı 5 farklı mod verir. Şekil 4’de 4 farklı modun sönümlenme uzunluk ölçeği gösterilmiştir. 5. Modun sönümlenme uzunluk ölçeği çok küçük olduğu ( $10^{-4} \text{ cm}$ ) için bu mod üretildiği yerde sönümlendiği görülmektedir. IPL’de yayılan dalgaların sönümlenme uzunluk ölçeği PL’de yayılan dalgalarınkinden daha büyüktür.  $x$ ’in büyük değerlerinde sıcaklık gradyentinin pozitif olduğu durumda (plumedan interplume giderken) sönümlenme uzunluk ölçeğinde ani bir artma ve azalma ( $125 < x < 150$  ve  $200 < x < 225$  aralığındaki küçük genlikli değişimler) görülür.

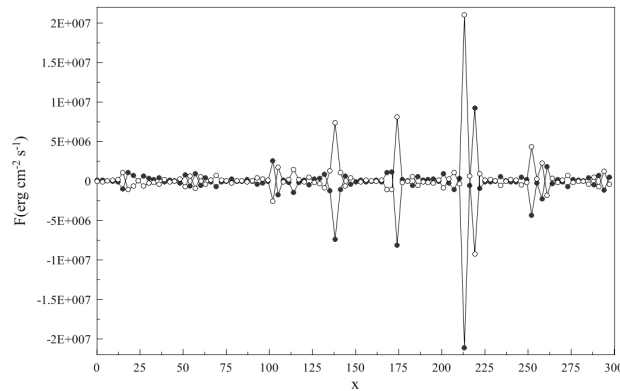
Bu modların erke akı yoğunluğu  $10^{10} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  düzeylerindedir, ancak bu büyük değerler grup hızının ışık hızından daha büyük olmasından kaynaklanır. Bu nedenle bu modlara ilişkin enerji akı yoğunlukları grup hızını içeren bağıntı ile belirlenememiştir. Bu çalışmada MHD dalgalarının ışık hızından büyük hızlarla yayılabileceğine ilişkin sonuçlar elde ettik. NPCH dağıtıcı karakteristiklere sahip soğurucu bir ortamdır.  $R = 1.7$  değeri bu çalışmada kabul ettiğimiz dalga frekansı ile iyon-cyclotron frekanslarının aynı değerde olduğu bir yeri temsil etmektedir. Bu nedenle iyon-cyclotron rezonans süreci ve dalga soğurulmasının  $R = 1.7$ ’de olması beklenmelidir. Olağandışı bir soğurma ortamındaki MHD dalgalarının grup hızı, nedensellik ilkesi ve/veya özel görelilik teorisini bozmadan

ışık hızından daha hızlı, sonsuz yada negatif değerli olabilmektedir (Bolda & Chiao, 1993, Chu & Wong, 1982).



Şekil 4:  $R = 1.7$  ve  $\nu = 10^{14}$  için sönümlenme uzunluk ölçeğinin ve sıcaklığın  $x$ 'e göre değişimi.

Dalgaların enerji akı yoğunluğunun  $x$ 'e göre değişimi Şekil 5'de verilmiştir. Bu şekilde  $R=1.7$  değeri alınmıştır. Şekil 5, modlardan birinin enerji akı yoğunluğunun pozitif ve negatifler alabildiğini göstermektedir. Bu moda ilişkin forward (ileri yönde giden) ve backward (geri yönde giden) bileşenler içi dolu ve boş daireler ile gösterilmiştir. Enerji akı yoğunluğundaki sıfır düzeyine göre simetrik dağılıma bakarak, *vuru frekansında* ( $|\omega - \omega_{ci}| / 2\pi$ ) plazma parçacıkları ve dalgalar arasındaki enerji alışverişinin gerçekleştiğini söyleyebiliriz. Dalganın frekansı iyonların cyclotron frekansına giderek daha çok yaklaştıkça parçacıkların Larmor yarıçapı ve kinetik enerjisi artar, vuru frekansı daha da azalır ve  $\omega = \omega_{ci}$  olduğunda, dalgadan parçacığa enerji aktarımı gerçekleşir. Bir çok model dalga ile parçacıklar arasında gerçekleşen iyon-cyclotron rezonans sürecini kuzey güneştaçı deliğinin ısıtılmasında temel ısı kaynağı olduğunu kabul etmektedir.



Şekil 5:  $H_{||} = 0$ ,  $\nu = 0$  için  $R = 1.7$ 'de dalgaların enerji akı yoğunluğunun  $x$ 'e göre değişimi.

### 3.2.3 ( $X_3, Y_3$ ) için Çözüm

Paralel ısı iletiminin olması durumunda MHD denklemlerinin çözümünden ( $X_3, Y_3$ ) kökü için (3.24) bağıntısı ile verilen 10. dereceden bir dağılıma bağıntısı elde edilmiştir. Viskozitenin olmadığı durumda dağılıma bağıntısının çözümünden elde edilen sönümlenme uzunluk ölçeği  $\sim 3000\text{km}$ 'dir ve değişiminin Şekil 5 ile benzer olduğu görülmüştür. Dalgaların enerji akı yoğunluğunun  $x$ 'e göre değişimi Şekil 5 ile benzer ancak akı

yoğunluk değerlerinin 1000 kat küçük olduğu görülmüştür. Viskoziteyi arttırdığımızda dalganın sönümlenme uzunluk ölçeği değişmezken dalganın enerji akı yoğunluğu değerleri giderek küçülmektedir ( $\nu = 10^{14}$  için  $F = 10^{-3} - 10^{-4}$ ). Sonuç olarak dağılma bağıntısının çözümü, dalgaların sönümlenme uzunluk ölçeğinin  $\sim 10^8$  cm olduğunu ancak dalgaların enerji akı yoğunluklarının düşük olması nedeniyle güneştacının ısıtılma sürecine katkıda bulunmadıklarını göstermektedir.

#### 4. Sonuçlar ve Tartışma

Kuzey Güneştacı deliğinin tabanında dikine ısı iletimi paralel ısı iletiminden daha baskın olduğu ve viskozitenin yüksek olduğu durumda hem ses hem de Alfven dalgaları için plumelerdeki ses dalgalarının sönümlenme uzunluk ölçekleri, interplumelerde yayılan dalgalardan daha küçüktür. Ses ve Alfven dalgalarının enerji akı yoğunluklarının, optikçe ince ışınım ve geçiş bölgesinin aşağısına ısı iletkenliği yolu ile kaybedilen enerjisi sağlayabilecek kadar yüksek ( $5.6 \times 10^5 \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ) olduğu belirlenmiştir.

Paralel ısı iletiminin gözönüne alındığı durumda elde edilen dağılma bağıntısında viskoziteyi olmadığı durumda  $R=1.62$ 'de evanescent modda manyetik ses dalgaları olduğu ve bu dalga modunun viskozitenin ( $\nu = 10^{14} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ) gözönüne alınması durumunda yayılan bir dalga olduğu belirlenmiştir. İkinci kökün çözümünden elde edilen dağılma bağıntısında manyetik ses dalgalarının 2000 km -  $0.02 R_{\odot}$  aralığında sönümlendiğini göstermektedir. Ancak bu dalgaların enerjileri hesaplanamadığı için NPCH ısıtılmasına katkısı belirlenememiştir. Ancak bu dalga modlarından birinin enerji akı yoğunluğunun değişimi dalga ile OVI iyonları arasındaki karşılıklı enerji aktarımına ilişkin ipuçları vermektedir.

#### Kaynaklar

- Braginskii, S.I. 1965, in Reviews of Plasma Physics, Vol. 1, ed. M. A. Leontovich (New York: Consultants Bureau), 205.  
Bolda, E.L., Chiao, R.Y., Garrison, J.C., 1993, Physical Rev. A., 48, 3890.  
Chu, S., & Wong, S., 1982, Phys. Rev. Lett., 48, 738.  
Cranmer, S.R., Panasyuk, A. V., & Kohl, J.L., 2008, ApJ, 678, 1480.  
Doyle, J.G., Teriaca, L., Banerjee, D., 1999, A&A, 349, 956.  
Hollweg, J.V., ApJ, 1986, 306, 730.  
Hollweg, J.V., J. Geophys. Res., 1999, 104, 24781.  
Kohl, J. L., Noci, G., Antonucci, E., et al. 1997, Solar Phys., 175, 613  
Ofman, L., 2004, J. Geophys. Res., 109, A07102.  
Pekünlü, E.R., Çakırlı, Özetken, E. 2001, MNRAS, 326, 675.  
Priest, E.R., 1984, *Solar Manyetohydrodynamics*, D. Reidek Pub. Co., Dordrecht.  
Spitzer, L. Jr., 1962, *Physics of Fully Ionized Gases*, Interscience Pub., NY.  
Voitenko, Y., Goosens, M., 2002, Sol., Phys., 206, 285.  
Wilhelm, K., Marsch, E., Dwivedi, et al., 1998, ApJ, 500, 1023.

