



T.C.

ÇANAKKALE ONSEKİZ MART ÜNİVERSİTESİ

FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

DOKTORA TEZİ



HİDRODİNAMİK ŞOK DALGALARINDA VİSKOZİTE ETKİSİNİN

ARAŞTIRILMASI VE SONUÇLARIN KORONAL KÜTLE

ATIMLARINDAN SONRA OLUŞAN ŞOK DALGALARINA

UYGULANMASI

Arzu KURT

Fizik Anabilim Dalı

ÇANAKKALE

T.C.
ANAkkALE ONSEKİZ MART ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
DOKTORA TEZİ

HİDRODİNAMİK ŞOK DALGALARINDA VİSKOZİTE ETKİSİNİN
ARAŞTIRILMASI VE SONUÇLARIN KORONAL KÜTLE
ATIMLARINDAN SONRA OLUŞAN ŞOK DALGALARINA
UYGULANMASI

Arzu KURT

Fizik Anabilim Dalı

Tezin Sunulduėu Tarih:30/06/2016

Tez DanıŐmanı:

Doç.Dr. Hüseyin ÇAVUŞ

ANAkkALE

Arzu KURT tarafından Doç. Dr. Hüseyin ÇAVUŞ yönetiminde hazırlanan ve 30/06/2016 tarihinde aşağıdaki jüri karşısında sunulan “**Hidrodinamik Şok Dalgalarında Viskozite Etkisinin Araştırılması ve Güneş Atmosferinde Koronal Kütle Atımlarından Sonra Oluşan Şok Dalgaları için Örnek Bir Uygulama**” başlıklı çalışma, Çanakkale Onsekiz Mart Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü **Fizik Anabilim Dalı**’nda **DOKTORA TEZİ** olarak oybirliği/oyçokluğu ile kabul edilmiştir.

JÜRİ

Prof. Dr. İsmail TARHAN

Başkan

Doç. Dr. Hüseyin ÇAVUŞ

Üye

Doç. Dr. İbrahim BULUT

Üye

Yrd. Doç. Dr. Taner TANRIVERDİ

Üye

Yrd. Doç. Dr. Sinem ERDEN GÜLEBAĞLAN

Üye

Prof.Dr. Levent GENÇ

Müdür

Fen Bilimleri Enstitüsü

Sıra No:.....

İNTİHAL (AŞIRMA) BEYAN SAYFASI



Bu tezde görsel, işitsel ve yazılı biçimde sunulan tüm bilgi ve sonuçların akademik ve etik kurallara uyularak tarafımdan elde edildiğini, tez içinde yer alan ancak bu çalışmaya özgü olmayan tüm sonuç ve bilgileri tezde kaynak göstererek belirttiğimi beyan ederim.

Arzu KURT

TEŞEKKÜR

Bu tezin gerçekleŐtirilmesinde, çalıŐmam boyunca benden bir an olsun yardımlarını esirgemeyen saygı değer danışman hocam Doç.Dr. Hüseyin ÇAVUŞ, alıŐma süresince tüm zorlukları benimle göğüsleyen ve hayatımın her evresinde bana destek olan değerli aileme sonsuz teŐekkürlerimi sunarım.

Arzu KURT
anakkale, Haziran 2016



SİMGELER VE KISALTMALAR

M_{\odot}	Güneş'in Kütlesi
R_{\odot}	Güneş'in Yarıçapı
ρ_{\odot}	Güneş Ortalama Yoğunluğu
g_{\odot}	Güneş'in Yüzey çekim İvmesi
v_{\odot}	Yüzeyden Kaçış Hızı
SGM	Standart Güneş Modeli
CME	Koronal Kütle Atımı
c_s	Ses Hızı
γ	Adyabatik indis
ρ	Yoğunluk
M	Mach Sayısı
μ	Dinamik Viskozite Katsayısı
Re	Reynolds Sayısı
κ	Sıkışma Oranı
S	Entropi
T	Sıcaklık

ÖZET

HİDRODİNAMİK ŞOK DALGALARINDA VİSKOZİTE ETKİSİNİN ARAŞTIRILMASI VE SONUÇLARIN KORONAL KÜTLE ATIMLARINDAN SONRA OLUŞAN ŞOK DALGALARINA UYGULANMASI

Arzu KURT

Çanakkale Onsekiz Mart Üniversitesi

Fen Bilimleri Enstitüsü

Fizik Anabilim Dalı Doktora Tezi

Danışman: Doç.Dr. Hüseyin ÇAVUŞ

30/06/2016, 52

Şok dalgaları, akışkan özelliklerinin bir denge durumundan diğer bir denge durumuna dönüştüğü geçiş katmanlarıdır. Şoklar, yerel ses hızından daha büyük akış hızlarının bulunduğu gaz dinamiği, akışkanlar mekaniği, aerodinamik, astrofizik, Güneş fiziği ve uzay fiziğinde sık sık karşımıza çıkar. Şok dalgaları Navier-Stokes denklemleri olarak da adlandırılan korunum yasaları ile incelenebilir. Bu eşitlikler akışkan hareketini karakterize eden non-lineer denklemlerdir. Analitik çözümlere ulaşılması çoğu zaman mümkün olmadığından, sayısal çözümler aramak daha uygundur. Sayısal çözümlerin kalitesi, işlem zamanı ve çözünürlüğü ise işlemlerin yapıldığı bilgisayar sistemi ve kullanılan nümerik çözümleyici ile doğrudan bağlantılıdır.

Güneş'ten çıkan yüksek hızlı Güneş parçacıkları gezegen atmosferine çarpar ve bunun sonucu olarak gezegenin Güneş'e dönük tarafında şok dalgası gözlenebilmektedir. Bu tez çalışmasında, CME' ler neticesinde gezegenler arası ortamda oluşan şok dalgalarının incelemesi yapılmıştır. Bu inceleme için viskozite teriminin de dâhil edildiği Navier-Stokes akışkan denklemleri kullanılmıştır. Bu amaca bağlı olarak, viskoziteyi de dikkate alan gerçekçi bir model yardımıyla yapılacak inceleme sonucunda, 13 Aralık 2006 tarihinde meydana gelen CME neticesinde gezegenler arası ortamda meydana gelen şokun Dünya atmosferi ve yakın uzay üzerindeki olası etkileri araştırılmıştır. Bu çalışma Güneş aktivitelerinin Dünya ve yakın uzay çevresine etkilerinin daha detaylı olarak araştırılması çalışmalarına da katkı sağlayacaktır. Tez ileride oluşacak bir CME aktivitesinden sonra meydana gelebilecek ve uzayın fiziksel yapısını büyük oranda değiştirme potansiyeline

sahip şok dalgalarının teorik olarak önceden incelenmesine de imkân tanımaktadır.

Anahtar Sözcükler: Şok Dalgası, Viskozite, Reynolds Sayısı, Koronal Kütle Atımı, Yakın Uzay, Gezegenler Arası Ortam



ABSTRACT

THE INVESTIGATION OF VISCOSITY EFFECTS IN THE HYDRODYNAMICAL SHOCK WAVES AND ITS APPLICATION TO THE SHOCK WAVES OCCURRED AFTER CORONAL MASS EJECTIONS

Arzu KURT

Çanakkale Onsekiz Mart University

Graduate School of Natural and Applied Sciences

Doctoral Dissertation in Physics

Advisor: Assoc.Prof. Hüseyin ÇAVUŞ

30/06/2016, 52

Shock waves are the layers where fluid equilibrium property turned into another equilibrium property. Shocks arise frequently in the cases where the velocity of fluid is greater than the local sound speed, such as, gas dynamics, fluid mechanics, aerodynamics, astrophysics, solar physics and space physics. Shock waves can be analyzed by means conservation laws called Navier-Stokes equations. These equations are nonlinear equations which characterize the fluid motion. It is suitable to solve them numerically, since it is not possible to solve them analytically. The operation time, the quality and the resolution of the solutions are directly depended on the computer system used for computations.

As the high-speed solar particles collide with the atmosphere of a planet, it can create a shock wave in the sunward side. In this thesis study, investigation of the shock waves occurred after CMEs was done. Navier-Stokes equations including viscosity term were used for this investigation. Main purpose of the thesis is to investigate the shock waves in the interplanetary medium occurred after CME activities. With this purpose, the probable effects of these shock waves occurred after 13 December 2006 CME on the Earth atmosphere and near Earth space were searched after an investigation using a realistic model included viscosity. This study will be a contribution to more detailed research studies for the effects for this type solar activity on the Earth and its space environment. There is also a possibility of applying results of thesis to shock waves happened after future solar CME activities since they have a capability change structure of near Earth space and interplanetary medium.

Keywords: Shock Wave, Viscosity, Reynolds Number, Coronal Mass Ejection, Near-Earth Space, Interplanetary Medium



İÇİNDEKİLER

Sayfa No

TEZ SINAVI SONUÇ FORMU	ii
İNTİHAL (AŞIRMA) BEYAN SAYFASI.....	iii
TEŞEKKÜR	iv
SİMGELER VE KISALTMALAR	v
ÖZET	vi
ABSTRACT.....	viii
ŞEKİLLER DİZİNİ	xii
ÇİZELGELER DİZİNİ	xiii
BÖLÜM 1	1
GİRİŞ	1
1.1. Güneş.....	2
1.1.1 Güneşin İç Katmanları.....	4
1.1.1.1. Çekirdek.....	4
1.1.1.2. Işınım Bölgesi.....	4
1.1.1.3. Ara Bölge.....	4
1.1.1.4. Konvektif Bölge.....	5
1.1.2. Güneş Atmosferindeki Katmanlar.....	5
1.1.2.1. Fotosfer.....	6
1.1.2.2. Kromosfer.....	7
1.1.2.3. Geçiş Bölgesi.....	8
1.1.2.4. Korona.....	8
1.1.3. Güneşin Manyetik Alanının Oluşumu	9
1.2 Koronal Kütle Atımı (CME).....	10
1.3 Şok Dalgaları.....	13
1.4 Koronal Kütle Atımlarından Sonra Oluşan Şok Dalgaları.....	17
BÖLÜM 2	19
ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR	19
BÖLÜM 3	25
MATERYAL VE METOT	25
3.1 Temel Formülasyon	26
3.2 Entropiye Ait Formülasyon.....	29
3.3 Modele Ait Bazı Sonuçlar	30

3.3.1 Şok Sonrası Reynolds Sayısının Değeri	31
3.3.2 Mach Sayısına Göre Parametrelerin Değişimi	32
3.3.3 Reynolds Sayısına Göre Değişimler	36
BÖLÜM 4	38
ARAşTIRMA BULGULARI VE TARTIşMA	38
BÖLÜM 5	46
SONUÇ VE ÖNERİLER.....	46
KAYNAKLAR	I
EKLER.....	II
ZGEÇMİř.....	II



ŞEKİLLER DİZİNİ

Sayfa No

Şekil 1.1. Güneşin iç ve dış katmanları (Anonim).....	3
Şekil 1.2. Güneş Atmosferindeki Fotosfer sonrası yüksekliğe göre yoğunluk ve sıcaklık değişimi.....	9
Şekil 1.3. 1870 ile 2010 yılları arasındaki güneş lekelerinin enleme bağlı ortalama sayının tarihe göre değişimini gösteren kelebek diyagramı.....	10
Şekil 1.4. Zamana göre basınç değişimi ve şok dalgası oluşumu.....	15
Şekil 1.5. Sonlu- genlikli dalga profiline şok dalgası oluşturmak üzere dikleşmesi.....	16
Şekil 1.6. Piston.....	17
Şekil 3.1. CME'den sonra oluşan şok dalgasına ait fiziksel parametreler için uydu gözlemlerinin temsili olarak gösterilmesi.....	26
Şekil 3.2. M_1 'in farklı değerleri için Re_1 'in fonksiyonu olarak Re_2 'ni davranışı.....	32
Şekil 3.3. Şok öncesi Mach sayısı M_1 ' e göre Re_2/Re_1 (Cavus H., 2013).....	32
Şekil 3.4. Şok öncesi Re 'nin farklı değerleri için M_1 'e göre sıkıştırma oranı değişimi.....	33
Şekil 3.5. Re_2/Re_1 oranına göre sıkıştırma oranındaki değişim(Cavus H., 2013).....	34
Şekil 3.6. Re_1 'in farklı iki değeri için Mach sayısı oranının (M_2/M_1) Re_2/Re_1 oranına göre değişimi (Cavus H. 2013).....	35
Şekil 3.7. Re_1 'in farklı iki değeri için entropi farkının (S_2-S_1) Re_2/Re_1 oranına göre değişimi (Cavus H., 2013).....	35
Şekil 3.8. Re_1 'in farklı iki değeri için entropi farkının (S_2-S_1) M_1 'e göre değişimi.....	36
Şekil 3.9. Şok öncesi dört farklı Mach sayısı değerinde sıkıştırma oranının Re_1 'e göre değişimi (Cavus H., 2013).....	36
Şekil 3.10. Dört farklı M_1 değeri için entropi farkının (S_2-S_1) Re_1 değeri ile değişimi (Cavus H., 2013).....	37
Şekil 4.1. M_1 ve Re_1 ' e göre Şok sonrası Reynolds sayısının (Re_2) şok öncesine bağımlılığı (Cavus H., 2015).....	39
Şekil 4.2. Şok sonrası yoğunluğun ($1/cm^3$) sırasıyla M_1 ve Re_2/Re_1 değerlerine göre değişimi (Cavus H., 2015).....	39
Şekil 4.3. p_2 (nanopaskal) değerlerinin sırasıyla M_1 ve Re_2/Re_1 değerlerine göre bağılılığı (Cavus H., 2015).....	40
Şekil 4.4. T_2 sıcaklığının sırasıyla M_1 ve Re_2/Re_1 değerlerine göre davranımı.....	40
Şekil 4.5. u_2 'nin sırasıyla M_1 ve Re_2/Re_1 değerlerine göre değişimi (Cavus H., 2015).....	41
Şekil 4.6. Ses hızları oranının sırasıyla M_1 ve Re_2/Re_1 değerlerine göre değişimi.....	41
Şekil 4.7. Şok sonrası Reynolds sayısının (Re_2) sırasıyla şok öncesi M_1 ve Re_1 göre değişimi (Cavus H. ve Kurt A., 2015).....	42
Şekil 4.8. S_2-S_1 Entropi farkının M_1 göre değişimi (Cavus H. ve Kurt A., 2015).....	43
Şekil 4.9. S_2-S_1 entropi farkının Re_2/Re_1 göre değişimi (Cavus H. ve Kurt A., 2015).....	43
Şekil 4.10. Bazı fiziksel parametrelerin entropi farkına göre S_2-S_1 değişimi.....	44
Şekil 4.11. Entropi farkının sırasıyla şok öncesi Mach sayılarına göre değişimi.....	45

ÇİZELGELER DİZİNİ

	Sayfa No
Çizelge 1.1. Güneş'in Genel Özellikleri (Gombosi, 1998; Selam, b.t.2013)	3
Çizelge 1.2. Hız rejimi tanımları	17
Çizelge 3.1. Viskoz olmayan şok dalgaları için fiziksel parameterlerin değişimi	33
Çizelge 3.2. $Re_1=50$ ve $Re_1=4500$ değerleri için M_1 e göre basınç oranının (p_2/p_1) değişimi (Cavus H., 2013)	34
Çizelge 3.3. Reynolds sayısı Re_1 , M_1 ve Re_2/Re_1 farklı değerleri için M_2/M_1 ve p_2/p_1 bağımlılığı (Cavus H., 2013)	37
Çizelge 4.1.13 Aralık 2006 yılında meydana gelen Koronal Kütle Atımı kaynaklı şok dalgalarının şok öncesi fiziksel parametreleri (Liu ve ark., 2008)	38
Çizelge 4.2. M_1 ve Re_2/Re_1 'nin farklı değerleri için bazı fiziksel parametrelerin dağılımı (Cavus H., 2015)	38
Çizelge 4.3 Entropinin şok öncesi M_1 ve Re_2/Re_1 değerlerine göre değişimi	42

BÖLÜM 1

GİRİŞ

Şok dalgaları herhangi bir akışkan veya gazın sesten hızlı akışlarında oluşan genel bir fenomendir. Eğer bir ortam şoka maruz kalırsa, şokun önündeki bulunan parçacıklar sıkıştırıcı kuvvete maruz kalır ve böylelikle bu parçacıklar denge pozisyonundan uzaklaşmaya zorlanırlar. Bu parçacıkların şok dalgası etkisi altındaki davranışları birçok yazar tarafından çalışılmış ve çalışılmaktadır (Önceki Çalışmalar bölümünde detaylandırılmıştır).

Sürekli bir ortam içindeki herhangi bir değişiklik başta basınç gradyanı olmak üzere birçok fiziksel sonuçlar ortaya çıkarabilir. Bu yüzden akışkana ait hız dağılımında homojen olmayan davranışlar ortaya çıkar. Sonuç olarak akışkan içerisindeki kohezyon kuvvetlerinin dağılımındaki dirençlilik değişimi hızlardaki bu düzensizliğin ortadan kaybolmasında önemli rol oynar. Bu dirençlilik etkisi akışkan hareketi içinde viskozite adı verilen fenomeni doğurur. Viskozite teriminin etkisi hareket denklemleri içindeki en önemli etkilere biridir, bu nedenle hesaplara katılması gerekir. İngiliz bir bilim adamı olan Osborne Reynolds 1883'te, laminar akıştan çalkantılı akışlara geçişleri tanımlamak için Reynolds sayısı olarak bilinen ve boyutsuz bir sayı tanımlamıştır. Bu boyutsuz sayı akışkanın eylemsizlik ve viskoz kuvvetleri arasındaki ilişkiyi verir.

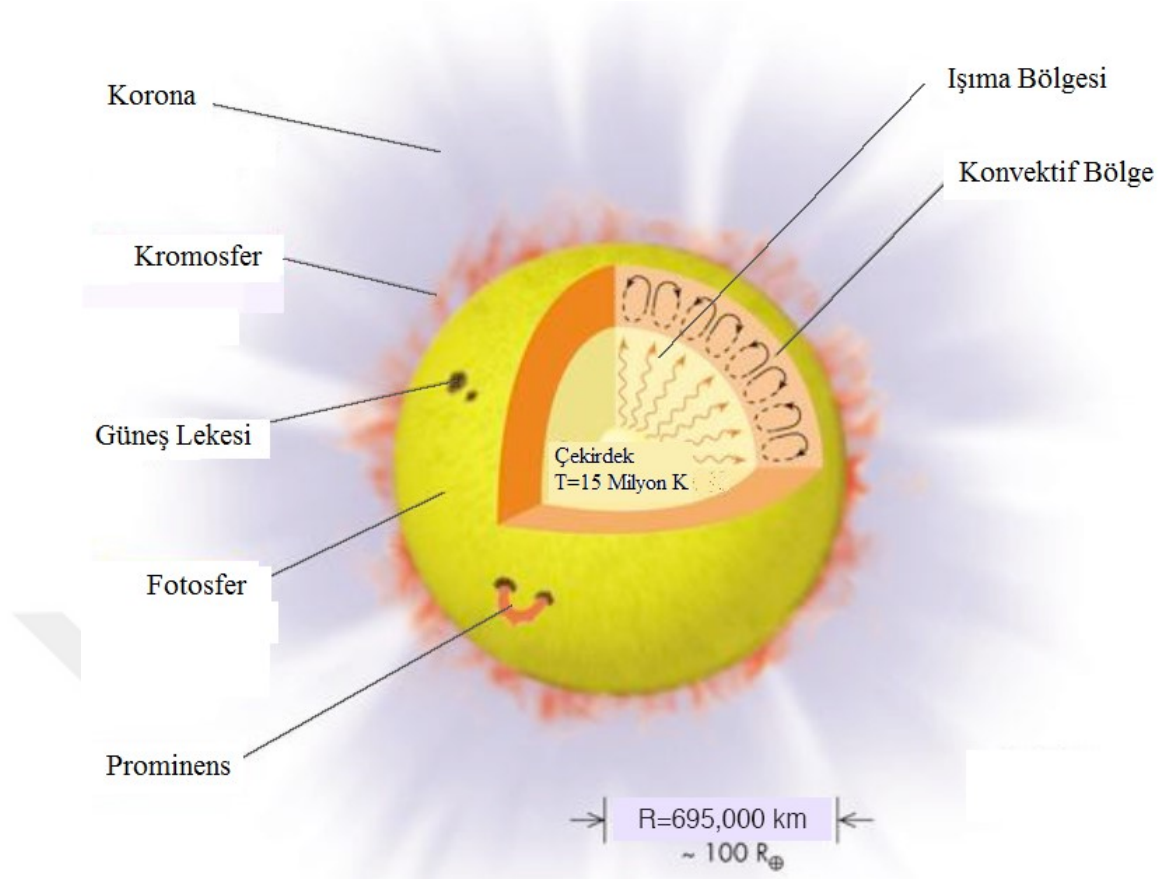
Şok dalgalarının gözlemlendiği en önemli doğa olayları başında Güneş rüzgârları gelmektedir. Şok dalgaları koronal kütle atımları içinde uydular vasıtası ile algılanabilmekte ve makroskopik termodinamiksel nicelikleri türetilmektedir. Bu çalışmada akışkan içindeki şok dalgasının gelişimi hidrodinamik yaklaşımlar kullanılarak modellenmiş şok dalgası sonrası ortaya çıkan termodinamiksel makroskopik parametreler entropi farkı bağlamında çalışılmıştır. Oluşturulan model 13 Aralık 2006 tarihinde gerçekleşmiş olan koronal kütle atımı sonrası ortaya çıkan şok dalgası verilere uygulanmıştır.

Tezin giriş kısmında Güneş, dalgalar, şok dalgaları ve koronal kütle atımının tanımları ve fiziksel süreçler verilmiştir. Tezin ikinci bölümünde koronal kütle atımı sonrası ortaya çıkan şok dalgaları ve şok dalgaları üzerine yapılan çalışmaların tarihçesi sunulmuştur. Üçüncü bölümde modelin temel hesaplarına ve fiziksel sınırlarına değinilmiştir. Dördüncü kısmında 13 Aralık 2006 tarihli koronal kütle atımına ait STEREO, Ulysses ve ACE uydu verilerinin modele uygulanması ve ortaya çıkan katsayılar sunulmuştur. Tezin son bölümü olan sonuçlar kısmında elde edilen sonuçlar listelenmiş ve

literatürle karşılaştırılmıştır. Bu çalışmanın sonuçları Astrophysical Bulletin dergisinde Astrophysical Bulletin, 2015, Vol. 70, No. 2, pp. 220–225, künyesi ile yayınlanmıştır.

1.1. Güneş

Güneş, sistemimizin merkezine konumlanmış ve dünyamızdan $1,49 \times 10^6$ km uzaklıkta bulunan ve bize en yakın olan yıldızdır. Güneş G2V spektral sınıfına sahiptir, aydınlatma gücü $L_{\odot} = 3,84 \times 10^{26}$ Watt, kütlesi $M_{\odot} = 1,9889 \times 10^{30}$ kg ve yarıçapı ise $R_{\odot} = 6,959 \times 10^8$ m dir (Foukal, 2004). Güneş yaklaşık $4,6 \times 10^9$ yıl önce dev bir moleküler bulutun gravitasyonel çöküşü ve çekirdeğinde hidrojen çekirdek füzyonunun başlamasıyla doğmuştur (Bouvier ve Wadhwa, 2010; Montmerle ve ark., 2006). Bu füzyondan üretilen enerji sonucunda gravitasyonel daralmaya karşı yeterli basınç üretilmekte ve hidrostatik denge etrafında salınmaktadır. Bu işlemler süresince serbest bırakılan enerji dünyadan algılanabilen aktivitelerede kaynak olan enerjidir. Bu aktiviteler sonucu ortaya çıkan etkileri anlamadan önce Güneş'in iç yapısının daha detaylı anlaşılması gereklidir. Güneş'in iç yapısını tanımlayan ve ne tür aktivitelere sahip olduğunun teorik yaklaşımı Standart Güneş Modeli (SGM) olarak bilinir. SGM ilk olarak hidrojen helyum ve diğer ağır elementlerin gravitasyonel çöküşünden doğduğu fikri üzerine şekillenmiştir. İkinci olarak, Güneş içindeki her bir radyal uzaklıkta gravitasyonel kuvvetlerin basınç gardiyanı ($\nabla P = -\rho g$) tarafından dengelendiği hidrostatik dengenin yapısal bütünlüğü sağladığını kabullenir. SGM'indeki üçüncü ana fikir, Güneş'in enerjisinin kaynağını içermesidir. Güneş'in genel özellikleri Çizelge 1.1.'de verilmektedir.



Şekil 1.1: Güneş'in iç ve dış katmanları (Anonim).

Çizelge 1.1. Güneş'in Genel Özellikleri (Gombosi, 1998; Selam, b.t.)

Parametre	Sembol	Değer	Birim
Kütle	M_{\odot}	$1,99 \times 10^{30}$	Kg
Çap	R_{\odot}	$6,96 \times 10^8$	M
Ortalama Yoğunluk	ρ_{\odot}	$1,41 \times 10^3$	Kg.m^{-3}
Yüzey çekim ivmesi	g_{\odot}	274	m.s^{-2}
Yüzeyden kaçış hızı	v_{\odot}	618	km.s^{-1}
Yüzeydeki ortalama sıcaklık	T_{\odot}	5.800	$^{\circ}\text{K}$
Merkezdeki ortalama sıcaklık	$T_{\text{çek}}$	$1,50 \times 10^7$	$^{\circ}\text{K}$
Işınım Gücü	L_{\odot}	$3,86 \times 10^{26}$	Watt/s
Ekvator açısal hızı	Ω_{\odot}	$2,8 \times 10^{-6}$	Rad/s^{-1}
Ortalama Dünya'dan uzaklığı	AU	$1,5 \times 10^{11}$	m

Güneş'in çapı Dünyamızın yaklaşık 109 katıdır (1,5 milyon km), Güneş kendi eksenini etrafında saatte yaklaşık 70.000 km hızla döner. Bir turunu ortalama 25 günde tamamlar, ancak Güneş plazma halinde olduğundan kutuplardaki ve ekvatordaki dönüş hızı farklı olmaktadır. Bu hız ekvatorunda 25 gün iken, kutuplarda yaklaşık 35 gündür. Dünya üzerinde ölçtüğümüz ekvatorial hız ise 28 gündür, bunun sebebi gözlem noktamızın Güneş ile birlikte dönüyor olmasıdır.

1.1.1 Güneş'in İç Katmanları

Güneş'in iç yapısını içten dışa doğru çekirdek, ışınım bölgesi, ara bölge ve konvektif bölge olmak üzere 4 katmana ayrılabilir.

1.1.1.1. Çekirdek

Güneş'in enerji üretim işlemi, temel olarak dört proton helyum çekirdeğini oluşturmak için kaynaşır. Bu işlem değişik yollarla oluşur, Güneş'in çekirdeğindeki sıcaklık 15×10^6 K ve yoğunluk $1,48 \times 10^2$ g/cm³ tür. Füzyon Güneş çapının ilk % 25'lik yarıçapında meydana gelir. Çap $0,25 R_{\odot}$ ötesine geçtiğinde sıcaklık 8×10^6 K ne düşer, bu sıcaklıkta füzyon işlemi biter ama serbest proton ve elektronlar halen mevcuttur.

1.1.1.2. Işınım bölgesi

$0,25 - 0,7 R_{\odot}$ çap aralığında fotonlar sürekli olarak serbest parçacıklardan saçılır. Bu bölge ışınım bölgesi (radiative zone) olarak bilinir ve yoğunluğu 20 ile $0,2$ g/cm³ aralığındadır. Bu bölgedeki ortalama foton serbest yolu 0,9 cm civarındadır. Bu bölgeden ışığın yüzeye çıkması çok uzun zaman alır (yaklaşık 10^5 yıllar mertebesinde) (Mitalas ve Sills, 1992). Güneş yarıçapı $0,7 R_{\odot}$ olduğunda sıcaklık 1×10^6 K düşer, bu sıcaklıkta bağlı elektronlar protonlarca yakalanır.

1.1.1.3. Ara bölge

Uydular ile yapılan gözlemsel çalışmalar ve bunlar yardımıyla yapılan SGM analizleri konveksiyon bölgesinde Güneş yüzeyinden içeri girildikçe diferansiyel bir dönmenin olduğunu göstermiştir. Hâlbuki ışınım bölgesinin derinlikleri tıpkı katı bir cisim gibi dönmektedir. Konvektif bölgeden ışınım bölgesine giderken Güneş içi çevrimsel dinamiklerde ani dramatik geçişler vardır (Thompson ve ark., 2003). Bu ani değişimler ışınım ve konveksiyon bölgeleri arasında sıkıştırılmış bir bölge doğurur. Bu tabaka son

derece aktiftir. Bu yüzden, Güneş manyetik alanın oluşmasında ve gelişmesinde önemli bir rol oynadığına inanılır.

Işınım bölgesi ile konvektif bölge arasında kalan bu ince tabakada akışkan hareketlerin ve ışımsal bölge özelliklerinin etkisi görülür. Bu tabaka boyunca akışkanların hızında oluşan değişimler manyetik alan kuvvet çizgilerini gererek şeklini değiştirebilir ve manyetik alanın şiddetini arttırabilir. Burada, plazma olan Güneş maddesi, elektrik akımı üreterek manyetik alan oluşturabilir (Selam, b.t.).

1.1.1.4. Konvektif bölge

Atomik yörüngelerdeki elektronların varlığı sonucu plazmanın opaklığı dramatik biçimde artar ve böylelikle sıcaklık gradyanı artar (Turck-Chieze ve Cauvidat,2011). Artan sıcaklık gradyanı konvektif dengesizlikler sebebi ile Güneş yüzeyine doğru enerjinin akmasını sağlar. Bu dengesizlik yıldız içindeki sıcaklık gradyanı varsa, adyabatik sıcaklık gradyanından daha kademelidir.

$$\left| \frac{dT}{dr} \right|_{\text{yıldız}} > \left| \frac{dT}{dr} \right|_{\text{adyabatik}}$$

Bu Schwarzschild kriteri olarak bilinir ve Güneş çapının 0,7-1 R_{\odot} olduğu bölgeyi kapsar ve konvektif bölge olarak bilinir. Bu bölgede sıcaklık ve yoğunluk yükseklik arttıkça düşer ve son noktada sıcaklık 6.000 K, yoğunluk 1×10^{-8} g/cm³ olur. Bu bölgedeki yoğunluk ve sıcaklığa dair ölçümler heliosismoloji algılamalarının sonuçlarından ve SGM hesaplarından hassas biçimde bulunabilmektedir.

1.1.2. Güneş Atmosferindeki Katmanlar

Güneş'in atmosferi, fotosfer olarak bilinen ve Güneş'in görünen yüzeyinin üzerinde başlar. Bu bölgede, Güneş görünebilir ışımaya yapar ve bu bölgeden kaçan ışınlar için optik bölgede gözlenebilir. Bu görünür bölgenin daha ötesinde, Güneş kromosferi ve Güneş rüzgârlarının olduğu korona bölgesi vardır. Bu tabakaların her birinde oldukça kompleks fenomenler mevcuttur. Güneş atmosferi, içten dışa doğru sırasıyla, fotosfer, kromosfer, geçiş bölgesi ve koronadan oluşur.

1.1.2.1. Fotosfer

Fotosfer Güneş'in oldukça ince ve görünebilen tabakasıdır. Yaklaşık kalınlığı 500 km civarındadır. Güneş atmosferinin bu katmandan başladığı genel gören bir kabuldür. Fotosfer düz, parlak olarak görünmesinin yanında yüksek çözünürlüklü fotoğraflama teknikleriyle parlak granüllerin varlığı görülmüştür. Bu granüler yapı, tüm Güneş yüzeyini kapsar. Granüllerin merkezi sınırlarına göre daha parlaktır, bunun sebebi sıcak ortamdan doğan ve görece daha soğuk bölgelerden sıcak bölgelere doğru boylamsal olarak plazma akışının varlığıdır. Bu hücrelerin tipik çapları 700-1.500 km arasında iken birbirinden uzaklıkları yaklaşık 1.800 km'dir. Ortalama yaşam süreleri ise yaklaşık 8 dakikadır. Granül büyüklüğü 800 km olduğunda parçacık hızları 0,4 km/sn civarında ölçülmüştür Bu sonuçtan merkezdeki parçacığın granülün plaj bölgesine ulaşma süresinin 30 dakika olduğu sonucu çıkarılabilir. Bu hareketlilik her bir hücre içinde durağan olmayan ve sabit bir konveksiyon hareketinin varlığını göstermektedir.

Sıcaklığın minimum olduğu bölgelerin yüksek çözünürlüklü gözlemleri ultraviyole salınımının büyük kısmının Güneş yüzeyinin % 10'unu kapsayan küçük granülerden (Bu küçük granüllerin çapları 1.500 km olup yaşam süreleri 1-4 dakika arasındadır) ve Güneş'in aktivesiz bölgeleri (4.300-4.800 K) ile plaj bölgelerden (4.300-5.000 K) geldiğini göstermiştir. Küçük ölçekli granüler hızlara ilaveten mezogranülasyon ve süpergranülasyon olarak bilinen büyük ölçekli granüler hızlarda mevcuttur. Granüllerin ortalama periyodu fotosfer içinde 5 dakika iken yüksekliğin artmasıyla yavaşça düşer. Hızların büyüklüğü alçak fotosfer içinde yaklaşık 0,15 km/sn'den alçak kromosfer içinde 0,5 km/sn tipik değerlere yükselir.

Fotosferdeki bir diğer yapı olan mezogranülasyonun özellikleri az çalışılmış bir olgudur. Mezogranüller tipik olarak 5.000-10.000 km arasındaki büyüklüklere sahiptir ve yaklaşık 60 m/sn'lik enlemsel ve boylamsal hızlar gösterir. Mezogranüllerden daha büyük olan süpergranülasyonlar ilk defa Leighton ve ark. (1962) tarafından detaylıca çalışılmıştır. Süpergranüller tipik değeri 0,3-0,4 km/sn hızına sahip parçacıkların dikey olarak yavaşlayarak 0,1 km/sn hıza ulaştığı büyük konveksiyon hücrelerini içerir. Süpergranül hücreleri düzensiz şekillere sahiptir ve çapları 20.000 ile 54.000 km arasında değişmektedir. Süpergranüller normal aktif bölgenin % 10'undan daha büyük bölgeyi kapsar. Fotosferde gözlemler sırasında parlaklık değişimi varsa bunun sebebi süper granüllerin varlığıdır, boylamsal hareket şekli olarak yaklaşık ilmek şeklini gösterir. Süpergranüllerin sınırları kromosfer içinde profili belirgin bir şekilde görülür ve manyetik akının daha da yoğunlaştığı bölgelerdir. Fotosferik manyetik alan düzenli dipol yapısından

oldukça uzaktır. Bunun yerine küçük manyetik elamanlardan meydana gelir. Bu manyetik elamanlar hızlıca gelişir ve kendi etrafına kapanır. Fakat bu küçük ölçekli manyetik yapılar büyük ölçekli çeşitli yapılar içinde şekillenmektedir.

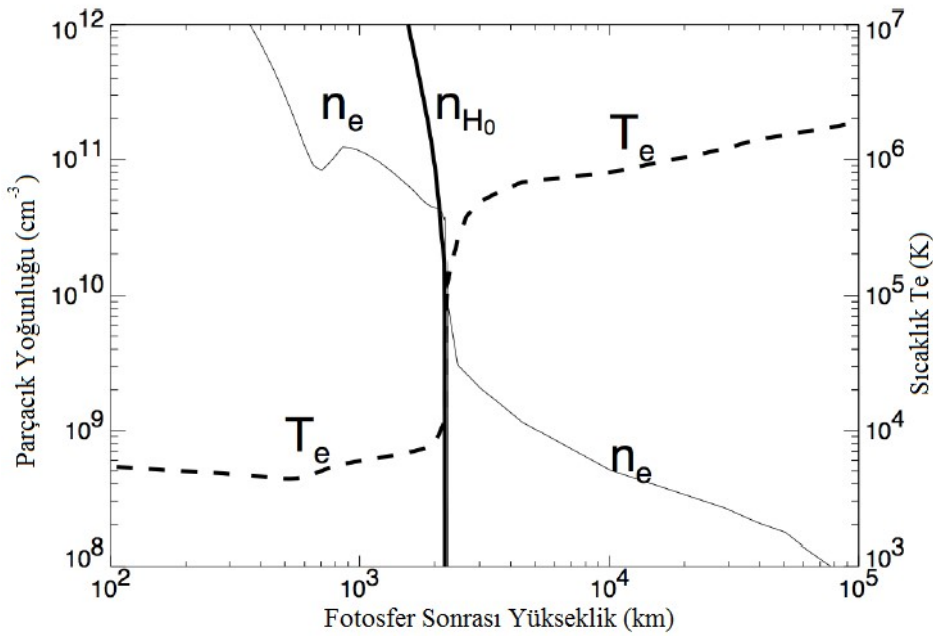
Güneş lekeleri manyetik akının en yoğun konsantrasyonun olduğu yerlerdir. Bunlar Alfven dalgalarının yoğun kaynağı olarak da davranır. Güneş lekeleri aşağıda tanımlanan olguların sıralanmasıyla ortaya çıkar; (a) Manyetik akı süpergranülasyon hücrelerinin merkezinden yukarı doğru ortaya çıkar; (b) Sonraki 4-5 saat süresince hücre sınırları iz oluşturur ve manyetik akı yaklaşık 45 dakika boyunca gözeneklerin olduğu yerde ortaya çıkarak üç hücrenin kesişim noktasında yoğunlaşma eğilimine girer; (c) Gözenekler kendisini çevreleyen fotosfer bölgesinden daha karanlık olur ve yarıgölgeye sahip olmaz; (d) sonraki saatler veya günlerde gözenekler küçük Güneş lekelerine dönüşür. Güneş lekесinin 3 ile 10 gün arasındaki gelişim fazı süresince ilk ortaya çıkan manyetik akıya daha fazlası eklenir. Bu olay 0,25 ile 1 km/sn hızlı hareketli manyetik boğumların görünümü sayesinde ispatlanabilmektedir. Bu manyetik alanların her biri aynı polariteye sahiptir ve çoğu görünebilir beyaz ışık gözenegi olarak ortaya çıkar. Tipik olarak lekeler çiftler olarak oluşur. Oluşan ilmeğin boyutu süper granülün 5 katı boya kadar ulaşır ve yaklaşık 150.000 km'lik mesafeye yayılır. Pek çok Güneş lekесi birkaç gün içinde ortadan kaybolur, fakat çapı büyük olanların yaşam süreleri biraz daha uzundur birkaç ay içerisinde yavaş yavaş yok olurlar (Priest, 2000).

Fotosferdeki en göze çarpıcı olgu Güneş lekeleridir, yukarıda belirtildiği üzere yoğunlaşmış manyetik alan çizgileri Güneş atmosferi içinde konvektif bölgeden saçılırlar. Lekeler 4.000 K sıcaklığa sahiptir, bu sıcaklık 5.800 K'lik kara cisim ışımasından daha soğuktur. Güneş lekelerindeki tipik manyetik alan şiddeti kilo-gauss mertebelerindedir, hâlbuki fotosferin sakin bölgelerinde manyetik alan yoğunluğunun 10 Gauss mertebelerinde alan olduğu bilinmektedir. Fotosfer ve daha yukarı bölgelerdeki sıcaklık ve yoğunluk değerleri genellikle Fraunhofer çizgilerinin (H_{α} - CaII, H-K çizgileri gibi) analizleri ve modellemeleriyle belirlenir. Fotosfer üzeri yüksekliğin fonksiyonu olarak sıcaklık ve yoğunluk değerleri Şekil 1.2'de gösterilmektedir.

1.1.2.2. Kromosfer

Fotosferin üzerinde 2.000 ~ 3.000 km'ye kadar uzanır. Güneş tutulmasında ince pembe bir katman olarak gözlemlenir. Sıcaklık kromosferde artarak 20.000 K'e kadar ulaşır (Gombosi, 1998). Fotosferde olduğu gibi süper granülasyon kromosferde de

mevcuttur. Atmosfer tabakalarının atmosferin bu tabakası granüller arası şeritler içinde izole bölgelerce sınırlandırılmış manyetik alan bileşimlerinin veya yoğunluklarıyla manyetik olarak yapılandırılır. Manyetik alandaki bu yoğunlukların kromosferik ısıtma içinde rol oynadığına inanılır (Carlsson ve Stein, 1997). Kromosferdeki diğer dinamik olgular olan spiküller, küçük ama yaygındırlar. Bunlar yaklaşık 10^4 km mesafelere ulaşan plazma jetleridir. Atmosfer içinde 100 km/sn hızla hareket ederler ve dakikalar içinde sönmümlenirler. Bu spiküllerin Güneş atmosferinden sıcaklık ve plazma atımında önemli rolleri vardır (De Pontieu ve ark., 2004). Spiküllerin kromosferde başlamasına rağmen sıcaklığın arttığı atmosferin daha üst tabakalarına saçılırlar, 2.000 K olan sıcaklıktaki bu keskin gradyanın olduğu bölge geçiş bölgesi olarak adlandırılır.



Şekil 1.2: Güneş Atmosferindeki Fotosfer sonrası yüksekliğe göre yoğunluk ve sıcaklık değişimi (Fontenla ve ark., 1988, Gabriel, 1976, Vernazza ve ark., 1981).

1.1.2.3. Geçiş Bölgesi

Kromosfer ve korona arasındaki sıkışmış alan geçiş bölgesidir. Yaklaşık olarak 10^5 K sıcaklık ile tanımlanan bu bölge son derece dardır. Genişliği sadece 200 km'dir.

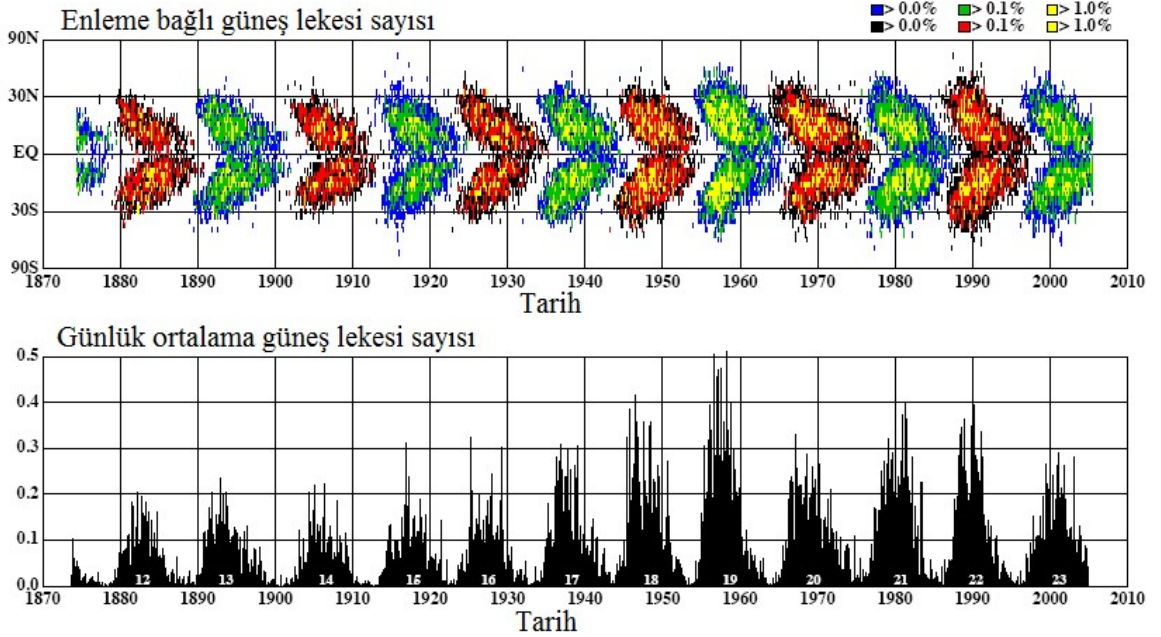
1.1.2.4. Korona

Güneş atmosferinin en dış katmanı korona olarak bilinir. Fotosferin 2.500 km üzerinde olarak başlar. Korona 10^9 cm⁻³ elektron yoğunluğuna sahip olarak başlar, Güneş

yüzeyinden $1 R_{\odot}$ uzaklıkta 10^6 cm^{-3} düşer. Bu kadar yüksek bir sıcaklık değeri, yüksek iyonizasyonlu ağır elementlerin oluşmasını sağlar. Bu yüksek iyonize olmuş parçacıkların varlığı koronanın nadir bölgelerinde $1-2 \times 10^6 \text{ K}$ lik sıcaklıklara sahip olduğunu gösterir. Hâlbuki $1 \times 10^6 \text{ K}$ 'den daha düşük sıcaklıklarda koronal delikler oluşabilir. Parlayan aktif bölgelerin sıcaklıkları $10 \times 10^6 \text{ K}$ mertebelerine ulaşabilen daha sıcak bölgelerdir. Yüksek iyonizasyona sahip ağır metallerin varlığı alçak koronada ultraviyole ve X-ışınları ile gözlemlenebilmesini sağlar. Morötesi ve beyaz ışık gözlemleri alçak ve genişleyen koronanın görüntülenmesinde temel metotlar olsa da korona tüm radyo frekanslarını yayımlar.

1.1.3. Güneş'in Manyetik Alanının Oluşumu

Güneş manyetik alanı, Güneş atmosferindeki enerjik aktivitelerin oluşmasında çok önemli bir rol oynar. Güneş aktivitesi minimumdayken Güneş manyetik alanı poloidal dipolar yapıya sahiptir. Aktivite maksimuma doğru döngüsünü sürdürürken alan güçlü bir toroidal bileşen kazanır daha dinamik bir karmaşık yapı ortaya çıkar. Bu kompleks toroidal bileşenler yüzeyde Güneş lekeleri olarak ortaya çıkar, böylelikle disk üzerindeki Güneş lekelerinin sayısı manyetik aktivitenin belirlenmesinde kullanılır. Bu aktivite yaklaşık 11 yıllık periyotlara sahiptir.



Şekil 1.3: 1870 ile 2010 yılları arasındaki Güneş lekelerinin enleme bağlı ortalama sayının tarihe göre değişimini gösteren kelebek diyagramı.

Aktivite periyodunun başlangıcında Güneş lekeleri ekvatorun boylamsal olarak $\pm 30^\circ$ bölgesi içinde ortaya çıkma eğilimindedir. Aktivite periyodu ilerlerken döngünün sonuna gelip ortadan kaybolana kadar, Güneş lekeleri daha düşük enlemlerde ortaya çıkmaya başlar. Zamana göre Güneş lekesinin enlemsel dağılımı Şekil 1.3'te gösterilmiştir. Bu davranım kelebek diyagramı olarak bilinir. Güneş aktivite periyodu sürerken Güneş lekelerinin maksimum olduğunda Güneş kutup değiştirir. 11 yıllık aktivite periyodunda Güneş manyetik alanlarının kompleks davranımı genellikle Güneş dinamo teorisi sayesinde açıklanır. Bu teori, Güneş içindeki büyük ölçekli akım durumlarını içeren manyeto-hidrodinamik modelle ilgilidir. Güneş'in dinamo teorisi aktif bir araştırma olmasına rağmen, genellikle Bobcock (1961) tarafından önerilen Güneş aktivite döngüsü için önerilen yaklaşımlar kabul edilir. Bu mekanizma Güneş'in konvektif bölgesinin diferansiyel rotasyonunu içerir. Bu rotasyonda manyetik alan polodial pozisyondan torodial pozisyona değişme eğilimindedir. Bu bozulan alanın yoğunlaştığı bölge konvektif bölgenin üzerindeki taç olarak bilinen bölgedir. Manyetik alan yüzeyselleştiği zaman fotosferde Güneş lekelerini ortaya çıkarır, Güneş atmosferindeki karmaşık manyetik yapı aktif bölge olarak bilinir (Fan, 2009). Bu aktif bölge kendiliğinden tabakalanır, burulur ve genellikle yüksek oranda potansiyel enerji oluşturabilir. Potansiyel enerjiden termal ve kinetik enerjiye dönüşüm Güneş parlaması ve koronal kütle atımının sebepleridir.

1.2 Koronal Kütle Atımı (CME)

Güneş koronası manyetik enerjinin oluşması ve serbest kalmasının sebep olduğu dinamik ve yüksek enerjili aktivite türlerine ev sahipliği yapar. Koronada konumlanan tüm bu aktiviteler ve enerjinin serbest kalmasının en büyük göstergesi koronal kütle atımlarıdır (coronal mass ejections – CME). CME'lerdeki parçacık hızları 10^3 km/sn mertebelerinde iken kütlesi 10^{13} - 10^{16} gr mertebesinde ve kinetik enerjileri de 10^{29} - 10^{32} erg düzeylerindedir.

Güneş sistemindeki en enerjili patlama olayı olan koronal kütle atımı yakın Dünya çevresi ve uzay havasının temel şekillendiricisidir. CME, Güneş rüzgârının ani olarak artmasına neden olan patlamalardır. Patlama esnasında Güneş koronasındaki hafif izotoplar ve plazma Güneş manyetik alanı boyunca uzaya yayılır. CME'ler ile Güneş patlamaları ve Güneş lekeleri arasında net bir ilişki mevcuttur. Güneş lekelerinin arttığı dönemde, Güneş patlamalarından kaynaklı, CME'lerde artış meydana gelmektedir. Örneğin Güneş Maksimum döneminde üç günde bir CME gerçekleşirken, minimum

dönemde beş günde bir gerçekleşmektedir. CME'lerin oluşum nedeni Güneş manyetik alanındaki, bölgesel yeniden bağlanmalardır. Bu yeniden bağlanmalar ise gravitasyonel, manyetik ve diğer etkiler sonucu oluşmaktadır.

Bir CME oluştuktan 1-5 gün içerisinde Dünyaya ulaşır. CME'nin oluşturduğu parçacıkların yükü, hızı, toplam kütlesi Dünya'yı ne kadar etkileyeceğini tanımlar. CME'ler temelde Güneş yüzeyinden dışa doğru yüksek hızlarda hareket eden Güneş plazmasının manyetik yığınıdır. Büyük bir kabarcık gibi görünen bu yapı; hızlıca genişleyen ve gezegenler arası uzayda 300 ile 2.000 km/sn arasında değişen hızlarla milyarlarca kilometre uzaklara giden büyük kütleli, sıcak Güneş plazmasıdır, 10 ile 100 km/sn hızlara sahip atımlarda mevcuttur. CME'nin dünyaya ulaşması ortalama 100 saat alır, yaklaşık olarak 10^{13} kg'dan daha fazla madde fırlatılabilir. Büyük patlamaların kinetik enerjileri çok fazla olabilir (10^{32} erg) ve hacimleri ise Güneş'in birkaç yüz katı olabilir. Kütle aktarım oranı Koronal Madde Atımında yaklaşık 2×10^8 kg/sn olur. Bu gibi büyük miktarda Güneş plazması Dünya'ya çarptığında bazı önemli jeomanyetik ve yersel sonuçlar oluşur.

CME'nin öndeki kenarı gezegenler arası ortama ulaştığında bir 'öncü şok' oluşur. Güneş maksimumu boyunca CME'nin ortaya çıkmasının ortalama frekansı yaklaşık 3.5 etkinlik/gün civarındadır, minimum boyunca bu 0,2 etkinlik/gün'e kadar iner. CME'lerin ortaya çıkma frekansları 11 yıllık Güneş çevrimini takip eder. CME'lerin Güneş yüzeyinden salınmasının her seferinde, koronal materyalin 5×10^{12} ile 5×10^{13} kg kadarını uzay boşluğuna atar. Günde 2 CME gerçekleştiğini varsayarsak, Güneş diskinin her yıl 36×10^{14} ile 36×10^{16} kg civarında materyal kaybettiği sonucuna varabiliriz. Koronal Kütle Atımları kabuk ya da kabarcık gibi eğrisel şekillere sahiptir ve kapalı manyetik yapılara benzerlik gösterir.

Manyetik ilmeklerin üst kısmı müthiş yüksekliklere ulaşabilir. Plazma manyetik alan çizgileriyle birlikte uzaya doğru yükselir. Ne zaman ki manyetik alan çizgileri artık tutunamayacak duruma gelirse, o zaman CME'ler ortaya çıkar. CME'ler şok dalgalarına neden olur ve bol miktarda yüksek hızlı parçacıklar yayarlar. Tipik büyüklükte bir CME yaklaşık 10^{32} erglik bir enerji yayar bu büyük bir Güneş Parlamasına denktir. CME'lerin hacmi $10^5 - 10^8 \text{ cm}^{-3}$ civarında olabilir. Son yıllarda CME'ler üzerindeki çalışmalar artmıştır, bunun nedeni CME'lerin Güneş ve Dünya üzerindeki etkisidir. Örneğin, büyük ölçekli Güneş manyetik alanların tekrar yapılanması, yeni akının oluşumu, patlayan prominensler, disparition brusque(aniden yok olmalar), Güneş Parlamaları, jeomanyetik etkiler gibi uzay gözlemleri CME'lerin oluşumu, evrimi, yayılımı hakkında bize daha sağlıklı ve yeni bilgiler sunmaktadır. CME'lerin nerede ve nasıl oluştuğu, oluşumunu

sağlayan etkenlerin ne olduğu tam olarak bilinmemekte ve günümüzde aktif olarak araştırılmaktadır. Koronal Kütle Atılımlarının enlemsel dağılımları ve süreleri, koronal ışık hüzmeleri, prominensler ve filamentlere göre farklılıklar gösterir. CME ler genellikle bağımsız olaylar olmakla beraber çıkış noktası parlamalara dayandırılır. Bu tür atımların nedeni olarak manyetik alanların birleşimi gösterilmektedir. Atımlar elektronlar, protonlar ve az miktarda da helyum, oksijen ve demir gibi ağır elementlerden oluşur.

Tarihteki en büyük parlama kayıtlara göre 1 Eylül 1859 tarihinde gerçekleşmiştir. Carrington, (1859) bu patlama sonrası yaklaşık 17 saatlik bir kayıt almıştır. Bu güçlü jeomanyetik fırtına Dünya’da başladığında parlak Aurora’lar oluşturmuş ve Atlantik okyanusunun her iki tarafındaki telgraf sistemlerine zarar vermiştir. 1919 yılına kadar bu olguyu açıklayan herhangi bir teori ortaya konamamıştır. 1919 yılında (Lindemann, 1919) Dünyadaki etkilere ve Aurora’ların oluşmasına Güneş kaynaklı jeomanyetik aktivitelerin sebep olduğunu ileri sürmüştür. Fakat II. Dünya savaşı süresince radyo algılayıcılarının gelişmelerine takiben Güneş radyo patlamalarına daha fazla ilgi vermiştir ve Güneş’ten 500 km/sn’ den daha yüksek hızlara uzaklaştığı tespit edilmiştir. Akabinde gelen kozmik ışın çalışmaları Güneş atmosferi içinde şok hareketler tarafından parçacıkların ivmelendiği ile ilişkilendirilmiştir. 1962 yılında Gold tarafından tüm bu aktiviteler özetlenmiştir. Gold Güneş atmosferinden manyetize olmuş plazmanın çıkışını hipotezlemiştir. Bu hipotezde gezegenler arası uzaya hızlanan parçacıklarla şok oluşumu gösterilmektedir. Günümüzde hala bu hipotez geliştirilmektedir. CME ölçümlerinin modern çağı SOHO uydusunun 1995 yılında uzaya gönderilmesi ile başlar. Bu uydu oldukça sofistike algılayıcılara sahiptir. Bunlardan en önemlisi geniş açılı spektrometrik koronograf (LASCO). 2006 yılında gönderilen STEREO uydusu üzerinde olan daha gelişmiş LASCO sistemi alçak güneş atmosferinden gezegenler arası uzaklıklara kadar koronal CME’ lerin algılanmasına olanak sağlamıştır. Uzaydaki koronograf operasyonunun geçmiş kırk yılında on binlerce CME algılanmıştır. Bu algılamalar CME’ lerin fiziksel özelliklerin belirlenmesine olanak sağlamıştır. Bu tez çalışmasında da bu algılamalar neticesi elde edilen veriler, önerilen modele uygulanmıştır.

1.3 Şok Dalgaları

Fizikte dalga hareketi “salınım hareketi” olarak bilinir. Dalga hareketi bir noktadan diğerine enerji transferidir. Genellikle ortam parçacıklarının kalıcı olmayan yer değiştirmesidir. Ortamı oluşturan parçacıkların sabit konumları etrafında titreşimi veya salınımını içerir.

İki temel dalga türü vardır. Birincisi, mekanik dalgalardır. Ortam içinde yayılır ve ortamın alt bileşenlerinde deformasyon olur. Bu deformasyon geri çağırıcı kuvvetler tarafından tersinirdir. Ses dalgası bu tür dalgalara örnektir. Ses dalgaları komşu moleküllerin birbirleri ile çarpışması sonucu yayılır. İkincisi, elektromanyetik dalgalardır. Bu dalgaların yayılması için ortama ihtiyaç duyulmaz. Bir dalga titreşim doğrultusuna bağlı olarak enine ve boyuna dalgalar olmak üzere ikiye ayrılır. Enine dalgalarda, ilerleme yönü titreşim (enerji transfer) doğrultusuna diktir. Boyuna dalgalarda ise ilerleme yönü titreşim doğrultusuna paraleldir. Mekanik dalgalar enine ve boyuna dalgalar olurken elektromanyetik dalgalar enine dalgalardır.

Ses, bir ortam içinde basınç, gerilim, parçacık yer değiştirmesi, parçacık hızları gibi özelliklerdeki titreşimin ilerlemesi veya bu özelliklerin üst üste binmesi olarak tanımlanır. Bu titreşim ve salınım ortamı içsel kuvvetlerini belirleyen esnekliğe ve akışkanlığa (viskoziteye) bağlıdır. Hava, su ve katı bir madde gibi sıkıştırılabilir ortamlarda boyuna dalga olarak ilerleyebilir. Ses dalgaları titreşen diyafram gibi kaynaklarca üretilir. Ses kaynakları onu çevreleyen ortam içinde vibrasyonlar yaratır. Ortamı titreştirirken titreşimler kaynaktan ses hızı ile uzaklaşır. Kaynaktan sabit bir uzaklıkta ortamın basıncı, hızı ve yer değiştirmesi zamanla değişir. Eğer zaman durdurulsa bu nicelikler koordinatların değişimi ile değişir. Burada dikkat edilmesi gereken nokta ortamı oluşturan parçacıkların ses hızı ile hareket etmemesidir. Ses dalgasının yayılma davranımı etkileyen üç temel parametre vardır;

1. Basınç ve yoğunluk arasındaki ilişkidir. Sıcaklıktan etkilenir. Ortam içindeki ses hızını belirler.
2. Yayılma ortamının kendiliğinden hareket etmesinden etkilenir.
3. Ortamın viskozitesi ses dalgasının hareketlerini etkiler.

Ses hızı, dalganın içinden geçtiği ortama bağlıdır. Malzemenin temel özelliklerinden biridir. Ses hızını belirlemedeki en önemli çabayı gösteren bilim insanlarının başında Newton gelmektedir. Newton’a göre malzeme içindeki ses hızı (c);

$$c = \sqrt{\frac{p}{\rho}}$$

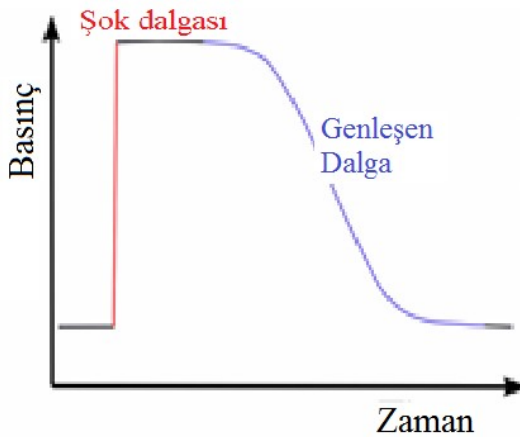
ile verilir. p , ρ sırasıyla malzemenin belli kısmına etkiyen basıncı ve yoğunluğu gösterir.

Laplace, Newton'un ses hızı için getirdiği tanımın doğru olmadığını göstermiş sesin ilerleme fenomeninin izotermal olmadığını göstermiştir ve bu formüle γ çarpanı eklemiştir. Buna göre ses hızı (c_s);

$$c_s = \sqrt{\gamma \frac{p}{\rho}}$$

ifade edilir.

Ses dalgası sıvı, gaz veya plazma içindeki ses hızından daha hızlı hareket ettiğinde şok dalgasına dönüşür. Sıradan bir dalga gibi şok dalgası da enerji taşır ve ortam içinde ilerleyebilir. Şok dalgası ortamın basıncı, sıcaklığı ve yoğunluğundan hemen hemen süreksiz değişimlerce karakterize edilir. Bir şok dalgası malzeme içinden geçtiğinde toplam enerji korunur, fakat enerji tanımından entropinin arttığı yapılan işinde azaldığı sonucunu çıkarabiliriz. Şok dalgalarınca karakterize edilen ortamın makroskopik değişkenlerindeki süreksizlik faz geçişi olarak görülebilir.



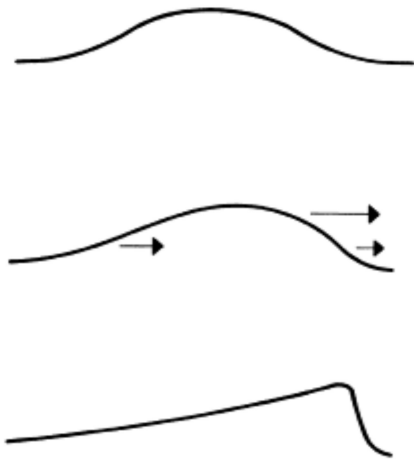
Şekil 1.4: Zamana göre basınç değişimi ve şok dalgası oluşumu (Priest, 2000).

Şekil 1.4' te süpersonik hızla hareket eden parçacık için basınç zaman grafiği gösterilmektedir. Sistemin makroskopik parametrelerinde ani değişimler olursa (faz

geçişleri) şok dalgalarının oluşmasına sebep olur. Akışkanın veya gazın bir fazdan diğer bir faza geçtiği bölgedeki şok dalgası, o bölgedeki gazların anlık sıkışmaları olarak tanımlanabilir. Eğer gaz sabit basınç (p_1) ve sabit yoğunluğa (ρ_1) sahip ise sesin yayılma hızı (c_{s1});

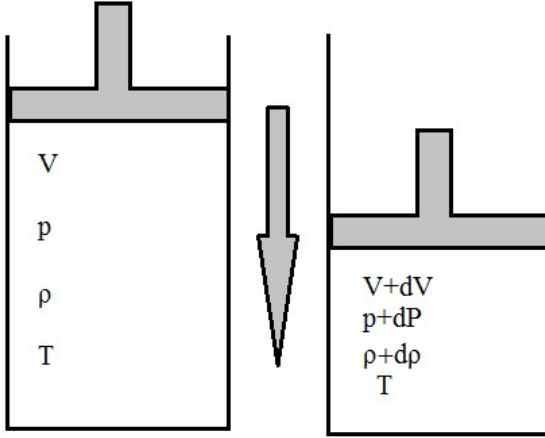
$$c_{s1} = \left(\frac{\gamma p_1}{\rho_1} \right)^{1/2}$$

denkliği ile ifade edilir. Ses dalgası sabit görünüş şeklini korur. Bir başka deyişle dalganın her bir parçası aynı hızla hareket eder. Fakat dalga belli bir genliğe ulaştığı zaman lineer olmayan terimler önem kazanır. Ses dalgasının tepesi köşelerinden daha hızlı hareket eder. Şok dalgasının tepe noktasının kıyılarından daha hızlı hareket etmesi dalga şeklinin bozulmasına sebep olur. Basınç, sıcaklık ve yoğunluktaki değişimler ihmal edilemez hale gelir. Bu durumda viskozite ve termal etkileri dikkate almak gerekir (Priest, 2000).



Şekil 1.5: Sonlu- genlikli dalga profilinin şok dalgası oluşturmak üzere dikleşmesi (Priest, 2000)

Buraya kadar yaptığımız tanımlardan, şok dalgalarının gazların veya akışkanların anlık sıkışmaları olarak tanımlanabileceği sonucu çıkarılabilir. Bir akışkanın sıkıştırılabilirliği basınç altında birim kütle başına hacim değişimi ile karakterize edilebilir.



Şekil 1.5: Piston (Knight, 1998)

Şekilde gösterilen kapalı silindiri göz önüne alalım. Piston yavaşça çok küçük bir mesafede sıkıştırılsın. Hacimdeki artış $d\mathcal{V}$, basınçtaki artış dp , , yoğunluktaki artış $d\rho$ kadar olur. Akışkanın sıcaklığı sabit T değerinde tutulursa sıkıştırılabilirlik (τ);

$$\tau = -\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dp}$$

ile ifade edilir. Burada $\mathcal{V} = 1/\rho$ olmak üzere birim kütle başına düşen hacmi ifade eder. Gazlar yüksek sıkıştırılabilirlik değerlerine sahiptir. Akışkanın sıkıştırılabilirliği akışkan içindeki ses hızının (c_s), tipik akışkan hızına oranı (u) olarak tanımlanır. Bu oran Mach sayısı (M),

$$M = \frac{u}{c_s}$$

olarak bilinir. Gazlar için ses hızı sıcaklık ve basınç ile değişir. Fakat, basınca bağımlılığı oldukça düşüktür. Sıkıştırılabilir akışkanların hız davranımı Mach sayısı ile tanımlanır(Knight, 1998).

Çizelge 1.2. Hız rejimi tanımları (Knight, 1998)

Tanım	Mach aralığı	Örnek
Sıkıştırılamaz	$M < 0.3$	Sualtı
Subsonik	$0.3 < M < 0.6$	Sönmemiş volkan
Ses ötesi	$0.7 < M < 1.2$	Boeing 777
Süpersonik	$1.2 < M < 5$	Concorde
Hipersonik	$5 < M$	Uzay aracı

1.4 Koronal Kütle Atımlarından Sonra Oluşan Şok Dalgaları

Korona, Güneş Parlamaları ve Koronal Kütle Atımı gibi çok sayıda yüksek dinamikli ve enerjili patlama türlerine ev sahipliği yapar. Bu patlamalar süresince kütle hareketleri sıklıkla yerel manyetosonik dalga hızları aşan hızlara ulaşabilir. Bunun sonucu olarak da koronal plazma içinde şok dalgaları oluşur. Plazma içindeki şoklar elektromanyetik spektrumun her bölgesinde oldukça karmaşık fenomenler olarak gözlemlenebilmektedir. Koronal kütle atımları sıklıkla plazma şokları ve rölativistik hızlı parçacıklarla ilişkilendirilir. Fakat günümüzde hala, CME, şoklar ve parçacık hızlanmaları ile ilişkili mekanizmaların altındaki sebepler yoğun ilgi konusu olmaktadır. Bu fenomene münhasır karakteristikleri açıklayabilmek için patlayıcı plazma olaylarının doğası ile birlikte yüksek enerjili parçacıkların ivmelenmesi ve şok dalgalarının gelişiminin açıklanması gerekmektedir. Temel Güneş Fiziği, Plazma Fiziği ve uzay havası tahminleri için bu tür işlemlerin anlaşılması çok önemlidir.

Şokları içeren koronal kütle atımları spektral bandın değişik bölgeleri kullanılarak yapılan ölçümlerde gözlemlenebilmektedir. En yüksek yayınının olduğu bölge radyo frekansı bölgesidir. Bu bölge kullanılarak yapılan ölçümler, Güneş koronası içindeki koronal şokların ve ivmeli parçacıkların belirlenmesinde etkindir. Koronal kütle atımının pek çok özelliğinin ve pek çok belirsizliğini içeren iki boyutlu koronograf görüntülerinden üretilmektedir. Üç boyutlu görüntülemenin eksikliğine rağmen CME kinematikleri ve genel hız ile ivmelenmenin gelişimi üzerine çok sayıda çalışma yapılmıştır. Fakat kütle hesabı, mekanik enerjileri ve kuvvetler gibi CME'nin dinamik özellikleri üzerine çalışmalar oldukça sınırlıdır. CME'lerin kütle ölçümlerini ilk Skylab ve Amerikan askeri uyduları üzerindeki koronograf verilerini kullanarak Munro (1979), ile Pollard (1981), saçılma teorisini kullanarak ortaya koymuşlardır.

Şok dalgaları, herhangi bir akışkanın sestem hızlı akışlarında yaygın olarak gerçekleşir. Bu dalgalar akışkanlar mekaniği, aerodinamik, Güneş fiziği ve uzay fiziği gibi hidrodinamik ile ilgili alanların çoğunda karşımıza çıkar. Eğer bir ortamda şok dalgaları oluşursa, şok tabakasının arkasındaki parçacıklara sıkıştırıcı bir kuvvet uygulanır. Bu itme parçacıkları buldukları orijinal denge durumundan uzaklaştırır.

Şok dalgalarının görüldüğü ortamlardan biriside Güneş rüzgârlarıdır. Güneş rüzgârları doğrudan Güneş aktiviteleri ile bağlantılıdır. Korona Güneş atmosferinin en dış bölgesini oluşturduğu söylenmişti. Bu bölgeyi karmaşık plazma yapısı ve manyetik alanlar şekillendirir. Özellikle açık ve kapalı manyetik alan yapıları korona içindeki yapıları şekillendiren iki önemli olgudur. Antiacos'a göre koronal kütle atımı kapalı manyetik alan halkaları içinde üretilen büyük plazma bulutundan gezegenler arası uzaya atılır. Stix (1991)'de yayınladığı makalede plazmadaki hızlı akışın açık manyetik alan çizgilerinin açık yapısından kaynaklandığını ileri sürmüştür (Stix, 1991). Atılan kütle ile yerel gezegenler arası ortamın etkileşmesi nedeniyle Güneş rüzgârındaki parçacıkların sestem hızlı akışları şok dalgalarına sebep olabilmektedir. Suzuki (2004) ve Nakariakov'a (2000) göre şoklar Güneş rüzgârı parçacıklarının gezegenler arası ortamda ses hızının ortalama değeri 100 km/sn iken, Güneş'ten 500- 700 km/sn hızlar ile yayılmasından doğar. Bu da analitik ve sayısal hesaplamalar yardımıyla şok dalgalarının çalışılması zorunluluğunu ortaya koyar. Bundan sonraki konu ile ilgili literatür özetinin verildiği Önceki Çalışmalar bölümü verilecektir.

BÖLÜM 2

ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR

Korona Güneş atmosferinin en dış kısmıdır ve Güneş'in kromosfer tabakasının hemen yukarısında başlar. Korona da sıcaklık birkaç bin Kelvin sıcaklıktan birkaç milyon Kelvin sıcaklıklara sıçrar (Parker, 1991). Bu ani sıcaklık değişimi, koronadaki halkalar, ipliksi ağlar ve flamalar içeren özelliklerin değişmesinde önemli rol oynar. Bu oluşumların karmaşık doğası Güneş fizikçilerinin ilgisini çekmiştir. Koronanın bu fiziksel özellikleri ve onun şekli Güneş leke döngüsü ile değişir.

Koronadaki manyetik yapı, karmaşık plazma hareketleri tarafından karakterize edilir. Özellikle, kapalı ve açık manyetik yapılar olmak üzere iki basit yapı elementi vardır. Güneş koronasında da manyetik alan ve plazma arasındaki etkileşim meydana gelen olayların çeşidini açıklar (Priest, 2000). Koronal iplikçiklerin altında yer alan kapalı ve açık manyetik halkalar, gezegenler arası uzaya Güneş parçacıklarının atımını ve yayılımını başlatabilir. Sonuç olarak gezegenler arası ortamda büyük plazma bulutunu üreten geçici Koronal Kütle Atımı (CME) meydana gelir. Gezegenler arası uzayda manyetik etki ve Güneş rüzgârı basıncı ile hızlanan parçacıklar ultrasonik hızlara ulaşabilirler. Güneş rüzgârında ultrasonik hızla hareket eden parçacıklar bölgesel olarak termodinamiksel niceliklerde süreksizliğe ve ani sıçramalara yol açar. Bu ani sıçramalar ve süreksizlikler uzay atmosferini önemli ölçüde etkilediğinden dolayı değişik gruplar ve bilim insanları ilgi çeken bir çalışma konusu olmuştur. Aşağıda kısaca bu konuda çalışan bilim insanları ve çalıştıkları konularla ilgili bir literatür özeti verilmiştir.

Koronal genişleme ile ilgili ilk teori 1958 yılında Parker tarafından ileri sürülmüştür. Koronada ortaya çıkan deliklerin en önemli sebebi bölgesel olarak ortaya çıkan manyetik kutuplardaki açık manyetik alan çizgileridir. Ortaya çıkan koronal deliklerden gezegenler arası uzaya maddesel bir plazma akışı oluşur, bu akış Güneş rüzgârı olarak adlandırılır. Güneş rüzgârındaki dinamikler ile ilgili ilk denklemler Parker tarafınca üretilmiştir. Parker ileri sürdüğü teori ile yüksek hızlı Güneş rüzgârının Dünya yakın bölgesinde de gözlemlenebildiğini göstermiştir. Parker ortaya koyduğu modelde Güneş rüzgârının yoğunluk ve hız ölçümlerini temel yaklaşım olarak benimsemiştir (Parker, 1958).

Garry (2001) yılında yayınladığı makalede, Güneş aktif bölgesi üzerindeki plazmanın beta faktörüne göre, Güneş atmosferini fotosfer, kromosfer, korona ve Güneş rüzgârının hızlanma bölgesi olmak üzere 4 kısma ayırmıştır. Bu dört bölgenin sınırları Güneş'in atmosferinin başlangıç noktası referans alınarak fotosfer için $10^{-2} \sim 10^{-1} \times 10^6$ m,

kromosfer için $\sim 10^{-1}-10 \times 10^6$ m, korona için $10-10^3 \times 10^6$ m ve Güneş rüzgârı hızlanma bölgesi için $10^3-10^4 \times 10^6$ m olduğunu belirtmiştir. Bu bölgelerin her biri için manyetik alan, basınç ve bu değişkenlerin parçacık hızına etkisini modelleyerek yaklaşımlarda bulunmuştur. Garry ortaya koyduğu modele “Plazma Beta Modeli” ismini vermiştir. Plazma içindeki Betanın 1 etrafındaki değerleri için modeli revize ederek sınıflandırdığı her bir bölge için modelin geçerliliğini yayınladığı makalede sunmuştur. Garry’nin tanımladığı beta faktörü Güneş rüzgârındaki plazma manyetik alan ve basınç oranından türetildiğinden daha sonra bu konuda çalışma yapanlar için temel parametrelerden biri olmuştur (Garry, 2001).

Sturrock ve Spreiter (1965) yılında yaptığı Güneş rüzgârı ve jeomanyetik fırtınalardaki şok dalgalarını tanımlamıştır. Sturrock’a göre bazı jeomanyetik fırtınalar ani negatif atımların yanı sıra ani pozitif atımlarda gösterebilmektedir. Sturrock, bir kaynaktan gaz akışındaki hız (kaynağa göre) süpersonik ise, hız anice artıyor ise ve belirli yan koşullarda ortada ise bir şok dalgası çiftinin üretilerek kaynaktan uzaklaşacağını bu çalışmasında belirtmiştir. Hızlı şoklar, ortam gazının temas yüzeyinden uzaklaşarak yayılırlar, yavaş şoklar ise itici gazın temas yüzeyinden uzaklaşarak yayılırlar. Hızlı ve yavaş şok dalgaları yayılımı problemi Güneş parlamalarınca üretilen Güneş rüzgârı genişlemesi kaynaklı Güneş rüzgârının genişlemesi ile ortaya çıkan şok dalgası çifti üretimi ile ilişkilendirilerek tartışılmıştır. Sturrock şok dalgası hızları ile onun bulunduğu ortam arasındaki ilişkiyi veren denklemleri bu makalesinde türeterek güçlü şok yaklaşımını çok basit hale indirgeyebilmiştir. Ortaya koyduğu bu yaklaşımı 11 Temmuz 1959 yılında gerçekleşen manyetik fırtınaya uygulayarak teorisinin temellerinin tatminkâr olduğunu göstermiştir (Sturrock, Spreiter; 1965).

Suzuki (2004) yılında yayınladığı yüksek-düşük hızlı Güneş rüzgârının koronal ısınma ve ivmelenmelerini MHD şok yaklaşımı kullanarak tanımlamıştır. Bu çalışmasında hızlı ve yavaş manyeto-hidrokinamik dalgaların MHD akış içinde şokların yayılımını çalışmıştır. Bu çalışmasında lineer polarize olmuş Alfvén dalgalarını (hızlı şoklar) ve akustik dalgalarını (yavaş şoklar) ısınan ve ivmelenen plazmaya göre hidrodinamik şok treni ve hızlı açılıp kapanan şok trenleri gibi düşünerek tanımlamıştır. Suzuki’nin modeline göre kutup açıklıklarından yüksek hızlı rüzgârların orta ve düşük enlemlilerden düşük hızlı Güneş rüzgârlarının olma eğilimini göstermiştir. Yüksek hızlı Güneş rüzgârının bir gezegenin atmosferi ile çarpışması, Güneş’e bakan kıyısında bir şok dalgasının yaratılabileceğini bu çalışmada belirtilmiştir. Şok dalgası Güneş rüzgârı içinde sürüklenen parçacıkların gezegenler arası ortamda hızı 100 km/sn iken, Güneş’ten 500-700 km/sn

hızlar ile yayılmasından doğar (Suzuki, 2004; Nakariakov ve ark., 2000). Fakat hızların mutlak değeri dalgalanmalar nedeni ile ortam yoğunluğa bağlıdır. Gezegenler arası uzayda ortaya çıkan şoklar, SOHO/LASCO gibi uydularca gözlemlenmektedir. Stepanova ve Kosovichev şokların Güneş rüzgarı ve CME'lerin en küçük bazı durumlarında algılanabildiğini göstermişlerdir (Stepanova ve Kosovichev, 2000).

Eselevich ve Eselevich (2012) yılında yaptığı çalışmada koronal kütle atımı ile şok dalgalarının oluşumunu ve bozunmuş bölgelerin oluşumunu tanımlamıştır. Bu çalışmasında CME önünde bozunmuş bir bölgenin varlığını kanıtlamıştır ve CME hızı artışı ile bozunmuş bölgenin gelişimini çalışmıştır. CME hızlarının bölgesel Alfvén hızlarına yakın veya daha üzerinde olduğunda bozunmuş bölgenin önünde plazma yoğunluk dağılımında süreksizlikler olduğunu ve bu süreksizliğin şoka delil olduğunu göstermiştir. Eselevich ve Eselevich çalışmalarında Güneş merkezinden $r < (15-20) R_{\odot}$ mesafelerdeki bölgeleri çalışmış ve ölçülen şokun genişliğini proton-proton çarpışmaları için ortalama serbest yol düzeyinde olabileceğini belirtmiştir. CME önündeki yapının büyüklüğünün Güneş'ten uzaklaştıkça arttığını belirtmiştir. Bu bozulmuş bölgenin karakteristiği piston şok oluşumu özellikleri ile örtüşmektedir. Eselevich ve Eselevich'in bu makalede ortaya koyduğu en önemli sonuç, piston özelliği gösteren şokun Güneş merkezinden $r < 6R_{\odot}$ radyal uzaklıklarda çarpışmalı olması ve $r > 6R_{\odot}$ uzaklıklarda ise çarpışmasız hale gelmesidir. Bu sonuçlar Güneş rüzgârındaki şok dalgaları konusunda çalışma yapan gruplar için önemli bir referans olmuştur (Eselevich ve Eselevich, 2012).

Vandegriff ve arkadaşları (2005) yılında yaptığı makalede gezegenler arası bölgede oluşan ve Dünya'ya ulaşan şok dalgalarını belirlemek için bir model sistem geliştirmişlerdir. Geliştirdikleri sistem NASA'nın ACE uydusu üzerinde olup elektron, proton ve alfa parçacıklarını algılamaktadır. Bu çalışmalarında elektron, proton, alfa görüntüleme verilerini kullanarak gezegenler arası şok belirleme algoritmasını oluşturmuşlardır. Vandegriff ve arkadaşları çalışmalarında enerjik parçacık yoğunluk dataları arasındaki belirlenebilir işaretleri kullanarak bu şokları belirlenmesi yaklaşımını benimsemişlerdir. Kullandıkları bu yaklaşımla daha önce belirlenemeyen 19 tane şoku belirleyebilmişlerdir (Vandegriff ve ark., 2005).

Liu ve arkadaşları, 13 Aralık 2006'da gerçekleşen CME'den sonra meydana gelen şok dalgalarını gözlemsel olarak çalışmışlardır. Bu çalışmalarını, Güneş'ten gezegenler arası uzaya kütle atımına genel bir bakış başlıklı makalelerinde yayınlamışlardır. Liu ve arkadaşları bu çalışmalarında SOHO, STREO, ACE, WIND ve Ulysses uydularından elde edilen verileri zamansal değişimleri vererek yayınlamışlardır (Liu ve ark., 2008).

Yaptığımız çalışmada Liu ve arkadaşlarının bu makalede sunduğu uydu verileri kullanılmıştır. Bunun nedeni 13 Aralık 2006 tarihindeki kütle atımının tarihte görülmüş en büyük Güneş aktivitelerinden birisi olmasıdır.

Samow ve Spector, (1982), Güneş atmosferinde meydana gelen parlamalar esnasında hidrodinamik şok dalgalarının basit mekanizmalarını çalışmıştır (Samow ve Spector, 1982). Gezegenler arası şok dalgalarında Güneş rüzgârı plazmasının homojen olmayan etkileri Heinemann (2002), tarafından çalışılmıştır. Magara ve Shibita,(2008) Güneş atmosferinde plazma atımı sebebi ile şok dalgaları üzerinde çalışmışlardır. Khidr ve Mahmoud, (1985), Mach sayısı ve sıcaklık terimlerinde viskozite için değiştirilmiş güç kanununu kullanarak keyfi Prandtl sayısı durumunda sonuçlar elde etmişlerdir.

Kuznetsov (1989) yaptığı çalışmada şok dalgalarının kararlılıkları üzerine çalışmıştır. Bu çalışmada bu konuda yapılacak sonraki çalışmalar için şok dalgalarının kararlılıkları ve bazı yaklaşımların genel bir dökümünü vermiştir. Problemin çözümü için temel iki yaklaşım benimsemiştir. Bunlardan birincisi, dalga salınım bölgesinde oluşan olayların hidrodinamik süreksizlikleri hesaba katmadan şok dalgası kararlılığıdır. İkincisi, bir şok dalgasının salınım bölgesindeki akış kararlılığıdır. Gerilme problemin teoriksel yönünü oluşturmaktadır. Şok dalgasının kararsızlık kriterinin potansiyel salınımını da göz önünde bulundurmuştur (Kuznetsov, 1989).

Hamad (1998), yaptığı çalışmada gazlar içindeki şok dalgalarına karşılık gelen entropi davranımını çalışmıştır. Hamad bu çalışmada gaz ve parçacık fazları için Navier- Stokes denklemlerini kullanarak şok dalgalarına karşılık gelen entropi davranımını hesaplamıştır. Dört tane otonom lineer olmayan diferansiyel denklem setini, altı tane lineer olmayan basit diferansiyel denklem setine indirgemıştır. Bu çözümleri gaz dinamik bölgesinde parçacıkların hem hızlarını hem de sıcaklıklarını sabit kabul ederek elde etmiştir. Entropiyi içeren denklemlerin detaylı çözümleri, entropi profilinin şok cephesi içinde maksimum değere sahip olduğunu göstermiştir. Buna ilaveten Hamadın çalışmaları, entropinin Mach sayısı ve parçacık yoğunluğunun artmasıyla şok dalgasına karşılık sürekli arttığını göstermiştir (Hamad, 1998). Yapacağımız çalışmada temel karşılaştırma kriterimiz bu makalede elde ettiği sonuçlar olacaktır.

Kabin (2001) yılında “MHD şoklar içinde sıkıştırma oranları üzerine bir not” başlıklı makalesini yayınlamıştır. Bu makalede MHD şoklar içindeki sıkıştırma oranlarının analizini sunmuştur. Yıllarca literatürde denklemlerinin tanımladığı sıkıştırma oranları olmasına rağmen, Kabin elde ettiği sonuçları daha önceki çalışmaları tamamlayıcı ve ilginç olduğuna inanmaktaydı. O çalışmalarında şok normali ile plazma hızı arasındaki açının bir

fonksiyonu olarak “bow” şoklardaki sıkıştırma oranlarının davranımına odaklanmıştır. Yaptıkları çalışmalarda detaylıca araştırılan kararlı rejimler içindeki tekil olmayan çözümleri bulmuştur. Bu çözümlere ilaveten bölgesel maksimumların ortaya çıktığı hızlı bow şoklar içindeki sıkıştırma oranlarının rejimlerinde bu çalışmasında göstermiştir (Kabin, 2001).

Escudero (2006) yılında yaptığı çalışmada Kabin’in sonuçlarından yola çıkarak ve Euler denklemlerinde göz önünde bulundurarak tek boyutlu hidrodinamik modelleri ortaya koymuştur (Escudero, 2006). Daha yeni bir çalışmada, Swift ve arkadaşları (2008), dinamik sıkıştırma esnasında akış karakteristiklerinin yerel eğrilme üzerinde temellenen şok oluşumu için ifadeler türetmişlerdir (Swift ve ark., 2008).

Hareket, cisim kuvvetleri ve basınç grandyanlarına benzer bazı dış sebepler nedeni ile sürekli ortamda meydana gelir. Bu yolda, genelde akış hızı dağılımı homojen kabul edilmez. Sonuçta, akışlardaki yapışkan kuvvetlerin dağılımında direnç varyasyonu, homojen olmayan durumu kaldırmak için önemli hale gelir. Bu tür direnç etkileri akış hareketlerinde viskozite olayını üretir (Warsi, 1999). Bu yüzden, hızın bir fonksiyonu olarak akış sisteminin direncini ölçen viskozite, hareket denklemlerinde çok öneme sahip bir etki olarak hesaplar içerisine alınması gerekir.

Güneş koronasındaki şok ısıtma için, Orta ve arkadaşları (2003), şok tabakası kalınlığı ve profilini viskozite, direnç ve onlardan dolayı meydana gelen ısıtmaya bağlı olduğunu elde etmişlerdir. Dağıtıcı şok dalgaları, Ballai ve arkadaşları (2007) tarafından çalışılmıştır. Ballai ve arkadaşları bu çalışmalarında, parçacık hız dağılımının şok dalgalarının yayılma hızı ve genliğine dönüştürüleceğini göstermişlerdir. Sesten hızlı akışlar için viskozite etkili şok dalgalarının ilginç özellikleri üretilebilmektedir. Şok dalgalarındaki viskozitenin etkisinin dikkate alınması akışkanlara önemli bir özelliktir (Blazek, 2001). Teorik ve sayısal ilgi viskoz ortamda yayılan şok dalgasının kuvvetlenmesi ile ifade edilmesi gerekir. Güneş rüzgârı akışının viskoz etkileşimleri Korzhov tarafından çalışılmış ve Kelvin Helmholtz kararsızlığının tabakalanmış akışlarının varlığı sebebi ile uyarıldığını bulmuşlardır (Korzhov ve ark., 1985).

Reynolds sayısı akış hareketini tanımlayan diğer bir özelliktir. Reynolds, laminar akıştan turbulent akışa geçişi Reynolds sayısı olarak tanımlanan boyutsuz bir sayı ile alakalı olduğunu göstermiştir (Reynolds,1883). Bu boyutsuz sayı sıvı akışlarında eylemsizlik ve viskoz kuvvetleri arasındaki ilgiyi belirleyen temel parametrelerden birisidir. Eylemsizlik kuvvetleri büyük ise (akış oranı yüksektir), akış turbulent olacaktır, viskoz kuvvetleri eylemsizlik kuvvetlerine oranla büyük ise, akış laminar akışkan akışı

gözlenebilecektir. (Suzuki, 2004) ve (Nakariakov, 2000) göre şoklar Güneş rüzgârı parçacıklarının gezegenler arası ortamda ses hızı 100 km/sn iken, Güneş'ten 500-700 km/sn hızlar ile yayılmasından doğar. Şok dalgası oluşması için doğru değerler çalkalanmadan dolayı doğrudan ortam yoğunluğuna bağlıdır.

Morduchow ve Libby (1949), viskozite ve ısı iletkenliğin etkilerini dikkate almadan şok tabakasında entropi dağılımını çalışmıştır. Diğer fiziksel parametrelerin monoton bir şekilde davranırken entropi şok dalgasının merkezinden öne doğru bölgede arttığını diğer arka tarafında ise azaldığını görmüştür. Bu termodinamiğin 2. Yasası ile tutarlı bir durum değildir. Fakat sistemin tamamına bakıldığında 2. Yasaya aykırı bir durum görülmediğini bulmuşlardır (Morduchow ve Libby, 1949).

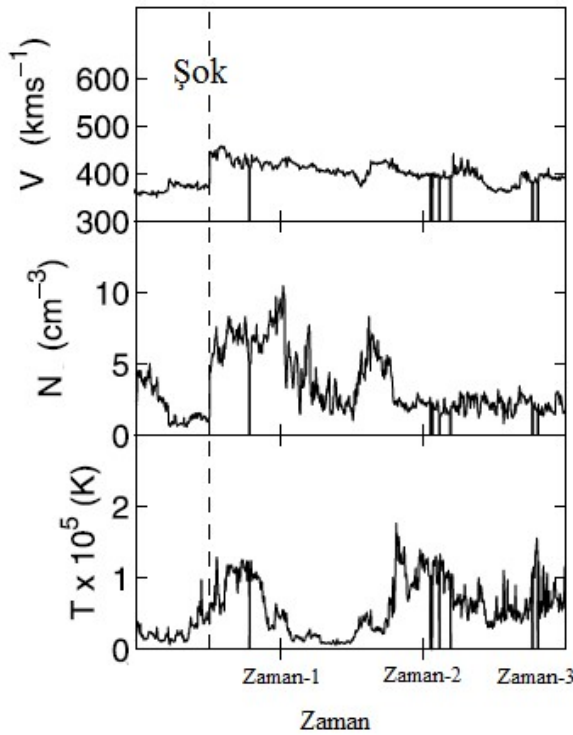
Bir önceki bölümde anlatıldığı gibi CME ve Güneş Rüzgârı, Güneş aktivitesinin en temel sonuçlarından biridir. Bu olaylar gezegenler arası şok dalgaları ve sürdürülebilir jeomanyetik fırtınalar üretebilir. Bu olayların çalışılması uzay hava çalışmaları için çok önemlidir. Sıkıştırılabilir gaz akışlarının sesten hızlı bölgesinde, viskozite ile şok dalgasının etkileşimi önemli problemlerden biridir. Şok işlemlerinin bu tipini açıklamak için Navier-Stokes denklemlerinin çözülmesi gerekir. Matematiksel olarak bu işlemlerde hidrodinamik yaklaşımlar kullanılabilir. Bu çerçevede, bir sonraki bölümde Materyal ve Metot konusu işlenecektir.

BÖLÜM 3

MATERYAL VE METOT

Güneş atmosferinin fiziksel yapısı, manyetik basınç ve gaz basıncının karşılıklı olarak baskın roller üstlendiği, karmaşık bir plazma biçimindedir. Bu baskınlık plazma β 'sı (gaz basıncının manyetik basınca oranı) olarak bilinen fiziksel parametre ile ifade edilebilir. Eğer gaz basıncı baskın ise β değeri 1'den büyük değerler alırken, β 'nın 1'den küçük değerleri için manyetik basıncın baskın geldiği söylenebilir. Görüldüğü gibi β oranı manyetik alanın değerine göre farklı değerler alabilmektedir. Gary (2001) Güneş rüzgarının hızlanma bölgesi içinde β 'nin 1'den çok yüksek değerler aldığını hatta teorik olarak da sonsuza yaklaştığını söylemektedir. Matthaeus ve ark. (1996) aynı bölge için yaptıkları modelde β değerini 44 ile sonsuz arasında almıştır. Bu sonuçlardan sonra gaz basıncının baskın rol oynadığını söylemek yanlış olmaz.

Bir koronal kütle atımı süreci ve aralığı yoğunluk, sıcaklık ve hız gibi fiziksel parametrelerin profillerinden anlaşılabilir. Şekil 3.1' de bir CME' den sonra oluşan bir şok dalgasında bu fiziksel parametrelerin değişimleri temsili olarak gösterilmiştir. Bu grafik yardımıyla fiziksel parametrelerde meydana gelen ani değişimler açıkça görülebilir.



Şekil 3.1: CME'den sonra oluşan şok dalgasına ait fiziksel parametreler için uydu gözlemlerinin temsili olarak gösterilmesi

3.1 Temel Formülasyon

Manyetize olmamış plazmaya ait temel denklem seti hidrodinamik denklemleri olarak bilinir. Korunumlu formdaki, kararlı-durum, sıkıştırılabilir ve viskoz akışkan için bu denklem seti aşağıdaki gibi yazılabilir (Landau ve Lifshitz 1959; Knight, 1998; Choudhuri, 1998; Cavus, 2013).

$$\int_A \rho u_j n_j dA = 0 \quad (3.1)$$

$$\int_A (\rho u_i u_j + p \delta_{ij} - \tau_{ij}) n_j dA = 0 \quad (3.2)$$

$$\int_A (\rho H - \tau_{ij}) u_j n_j dA = 0 \quad (3.3)$$

$$p = \rho RT . \quad (3.4)$$

Problemin incelenmesi için çözülmesi gereken bu denklemler sırasıyla kütle korunumu (süreklilik denklemi), momentum korunumu (hareket denklemi), adyabatik akış için enerji denklemi ve son olarak ise ideal gaz yasa denklemdir. Bu dört eşitlikte kullanılan ρ , u , dA , n_i , δ_{ij} , τ_{ij} , p ve H sembolleri sırasıyla yoğunluk, hız, yüzey integral elemanı, birim normal vektör ($i=1,2,3$), Kronecker delta, viskoz stres tensörü, basınç ve entalpiyi göstermektedir.

Yukarıdaki eşitliklerde eğer tüm değişkenler tam diferansiyelli ise (3.1)-(3.3) eşitlikleri aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$d(\rho u) = 0 \quad (3.5)$$

$$d(\rho u^2 + p - \tau) = 0 \quad (3.6)$$

$$d(\rho Hu - \tau u) = 0 . \quad (3.7)$$

Yukarıda sıralanan kararlı akış denklemlerini, şoktan öncesi için 1 ve şoktan sonrası için 2 alt indislerini kullanarak aşağıdaki gibi yeniden yazabiliriz.

$$\rho_1 u_1 = \rho_2 u_2 \quad (3.8)$$

$$\rho_1 u_1^2 + p_1 - \tau_1 = \rho_2 u_2^2 + p_2 - \tau_2 \quad (3.9)$$

$$\rho_1 H_1 u_1 - \tau_1 u_1 = \rho_2 H_2 u_2 - \tau_2 u_2 \quad (3.10)$$

$$\frac{p_1}{\rho_1 T_1} = \frac{p_2}{\rho_2 T_2} \quad (3.11)$$

Bu eşitlikler literatürde Rankin-Hugoniot eşitlikleri (Zel'dovich ve Raizer, 2002) olarak bilinir. Bu eşitliklerde verilen viskozluk terimi ve toplam entalpi aşağıdaki gibi yeniden yazılabilir (Khidr ve Mahmoud, 1985; Blazek, 2001; Priest, 2000; Cavus 2013)

$$\tau = \tau_{xx} = \frac{4}{3} \mu \frac{du}{dx} \quad (3.12)$$

ve

$$H = \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{p}{\rho} + \frac{1}{2} u^2 \quad (3.13)$$

Karşımıza çıkan μ ve γ sırasıyla; dinamik viskozite katsayısı ve adyabatik indisi göstermektedir. Son iki eşitlik yardımıyla momentum ve enerji denklemleri

$$\rho_1 u_1^2 + p_1 - \frac{4}{3} \mu \frac{du_1}{dx} = \rho_2 u_2^2 + p_2 - \frac{4}{3} \mu \frac{du_2}{dx} \quad (3.14)$$

ve

$$\left(\frac{\gamma}{\gamma-1} p_1 + \frac{1}{2} \rho_1 u_1^2 - \frac{4}{3} \mu \frac{du_1}{dx}\right) u_1 = \left(\frac{\gamma}{\gamma-1} p_2 + \frac{1}{2} \rho_2 u_2^2 - \frac{4}{3} \mu \frac{du_2}{dx}\right) u_2 \quad (3.15)$$

biçiminde yazılabilir. Reynolds sayısının (Re) tanımı viskoz terim $\mu(du/dx) \approx (\rho u^2)/Re$ biçiminde yeniden yazılarak Reynolds sayısı cinsinden ifade edilebilir (Cavus, 2013). Bu durumda (3.14) ve (3.15) denklemleri

$$\rho_1 u_1^2 + p_1 - \frac{4}{3} \frac{\rho_1 u_1^2}{Re_1} = \rho_2 u_2^2 + p_2 - \frac{4}{3} \frac{\rho_2 u_2^2}{Re_2} \quad (3.16)$$

$$\left(\frac{\gamma}{\gamma-1} p_1 + \frac{1}{2} \rho_1 u_1^2 - \frac{4}{3} \frac{\rho_1 u_1^2}{Re_1}\right) u_1 = \left(\frac{\gamma}{\gamma-1} p_2 + \frac{1}{2} \rho_2 u_2^2 - \frac{4}{3} \frac{\rho_2 u_2^2}{Re_2}\right) u_2 \quad (3.17)$$

halini alır. Elde ettiğimiz (3.8), (3.11), (3.16) ve (3.17) eşitlikleri, problemin çözümü için kullanılacak denklem setine karşılık gelmektedir. Yoğunluklar oranını

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \kappa, \quad (3.18)$$

biçiminde yazarken, şok öncesi Mach sayısını ise

$$M_1 = \frac{u_1}{c_{s1}}, \quad (3.19)$$

şeklinde ifade ettikten sonra şok öncesi ses hızını $c_{s1} = \sqrt{\gamma \frac{p_1}{\rho_1}}$ yazarak

$$\frac{u_2}{u_1} = \kappa^{-1} \quad (3.20)$$

$$\frac{p_2}{p_1} = \gamma M_1^2 (1 - \kappa^{-1}) - \frac{4}{3} \gamma M_1^2 \left(\frac{1}{Re_1} - \frac{1}{\kappa Re_2} \right) + 1 \quad (3.21)$$

$$\frac{p_2}{p_1} \frac{u_2}{u_1} = \frac{c_{s2}^2}{c_{s1}^2} \quad (3.22)$$

eşitliklerini elde ederiz. Bu eşitliklerde karşımıza çıkan sıkışma oranı κ ise gerekli işlemlerden sonra aşağıdaki gibi elde ettiğimiz eşitliğin pozitif çözümüdür.

$$\begin{aligned} & \left[\left(\frac{1}{2} - \frac{4}{3} \frac{1}{Re_1} \right) (\gamma - 1) M_1^2 + 1 \right] \kappa^2 \\ & - \left[\left(1 - \frac{4}{3} \frac{1}{Re_1} \right) \gamma M_1^2 + 1 \right] \kappa + \left(\frac{\gamma + 1}{2} - \frac{4}{3} \frac{1}{Re_2} \right) M_1^2 = 0 \end{aligned} \quad (3.23)$$

Son eşitlikte Re_1 ve Re_2 sırasıyla şoktan önceki ve sonraki Reynolds sayısına karşılık gelirken M_1 ise şoktan önceki Mach sayısını göstermektedir. Çözümü yoğunluklar oranı olarak da bilinen sıkışma oranı κ 'yı veren son eşitliğe genel eşitlik de denebilir. Bu eşitlik yardımıyla bulunacak sıkışma oranı sayesinde probleme ait diğer fiziksel parametreler de kolaylıkla bulunabilecektir. Genel denklem olarak ifade edilen son eşitlik dinamik viskozite katsayısının 0 olduğu durumda inviskoz duruma indirgenmektedir.

3.2 Entropiye Ait Formülasyon

Oluşacak şok dalgasında entropinin davranışını inceleyeceğimiz denkleme ulaşmak için, aşağıdaki eşitlik kullanılacaktır (Wesseling, 2001; Çavuş ve Kurt , 2015).

$$T \delta S = \delta e + p \delta(1/\rho) \quad (3.24)$$

Bu eşitlikte yer alan T , δ , e , p ve ρ sırasıyla sıcaklık, küçük değişimler, dahili enerji, basınç ve yoğunluğu göstermektedir. Dahili enerji e 'yi entalpi H 'yi kullanarak

$$e = H - \frac{p}{\rho} \quad (3.25)$$

biçiminde yazılabilir. (3.24) numaralı denklem ideal gaz için

$$\delta S = c_v \delta \ln\left(\frac{p}{\rho}\right) - R \delta \ln(\rho) \quad (3.26)$$

gibi yazılabilirken $c_v = R/(\gamma - 1)$ ve R sırasıyla sabit hacimdeki öz ısı ve gaz sabitini göstermektedir. (3.26) numaralı denklem $R = c_p - c_v$ yardımıyla ve sabit basınçtaki öz ısı (yani $c_p = \gamma R / (\gamma - 1)$) yardımıyla

$$\delta S = c_v \delta \ln(p) - c_p \delta \ln(\rho) \quad (3.27)$$

halini alır ve sabit c_v yardımıyla

$$S = c_v \ln(p / \rho^\gamma) \quad (3.28)$$

olur. (3.28) eşitliği yardımıyla entropi değişimi için

$$S_2 - S_1 = c_v \ln\left[\frac{p_2}{p_1} \kappa^{-\gamma}\right] \quad (3.29)$$

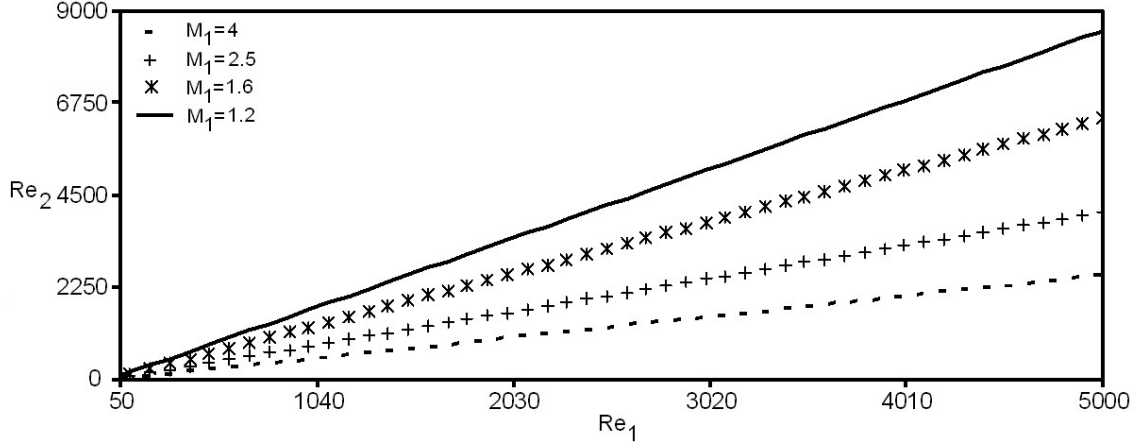
eşitliğine ulaşılabilir (Çavuş ve Kurt, 2015).

3.3 Modele Ait Bazı Sonuçlar

Bu bölümde, az önce teorisi ve formülasyonu verilmiş olan öne sürdüğümüz modeli test etmek için keyfi veriler kullanarak aşağıdaki işlemler yapılmıştır. Denklem (3.23) ve gelişmiş bir algoritma ile bir önceki bölümde verilen yöntem kullanılarak Rankine-Hugoniot sıçrama ilişkilerinden türetilen atlama ilişkilerinin bazı özel çözümlerini bulmak için çalışılmıştır ve elde edilen ilişkiler Maple 9.5 matematiksel yazılımına adapte edilmiştir. Çizelge 3.1' de viskoz olmayan şok dalgaları için fiziksel yapısını tanımlayan parametrelerin değişimi verilmektedir. Bu parametreler; sıkıştırma oranı, Mach sayıları

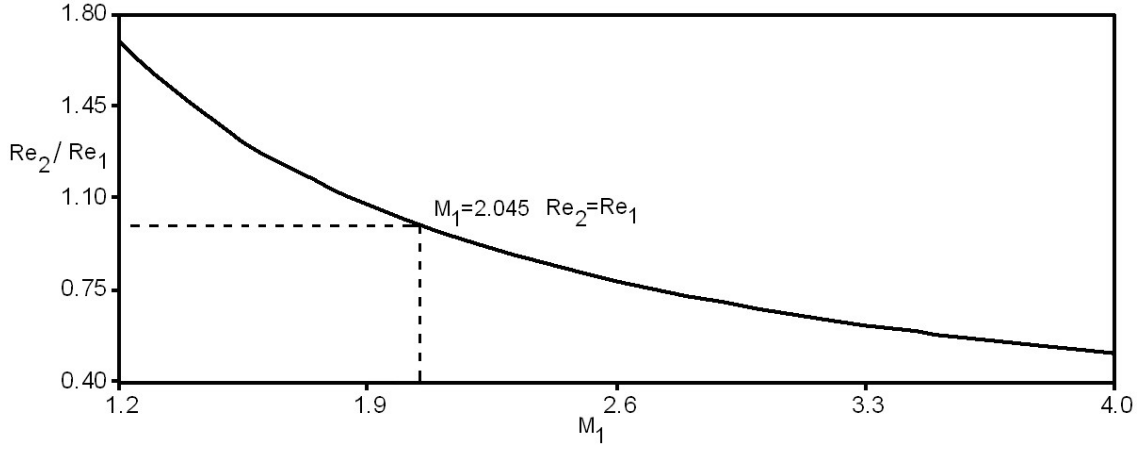
oranı (M_2/M_1), basınç oranı (p_2/p_1) ve hidrodinamik denklemlerden türetilen entropi farklarıdır (S_2-S_1). Bu değerler hem testte kullanılacak hem de hesaplarda referans değerler olarak kullanılacaktır.

3.3.1 Şok Sonrası Reynolds Sayısının Değeri



Şekil 3.2. M_1 'in farklı değerleri için Re_1 'in fonksiyonu olarak Re_2 'nin davranışı (Cavus, 2013).

Bruhn ve ark. (2005) yaptığı çalışmaya benzer olarak problem basitleştirmek amacı ile şok sonrası Reynolds sayısı (Re_2), Re_1 ve M_1 adyabatik indeksin bir fonksiyonu olarak ifade edilebilir. Şekil 3.2, monotonik gazlar için ($\gamma=5/3$) M_1 'in farklı değerlerinde Re_2 'nin Re_1 'e göre değişimini göstermektedir. Şok dalgası oluşması için şok öncesi Mach sayısı üzerinde bir limit vardır. Şok dalgaları herhangi bir sıvının sestten hızlı şok öncesi akışlarda ($M_1 > 1$) genel bir fenomendir. Denklem (3.23)'ün kuadratic yapısı ve M_1 değerindeki sınırdan Re_1 'in Şekil 3.2 yatay ekseninde görüldüğü gibi 50'ye eşit ve daha büyük olmak zorundadır. Bir başka deyişle Re_2 , M_1 'in daha küçük değerleri için daha büyük değerlere sahip olacaktır. Şekil 3.3' de Re_2/Re_1 oranı M_1 'in fonksiyonu olarak verilmektedir. Bu oran şok öncesi Mach sayısı artarken azalmaktadır ve Reynolds sayısı oranı Şekil 3.3'de gösterildiği gibi $M_1 \approx 2$ değerinde birim değere eşit olmaktadır ($Re_1=Re_2$). Literatürde, bu değer zayıf şoktan güçlü şoka geçiş noktası olarak kabul edilir.



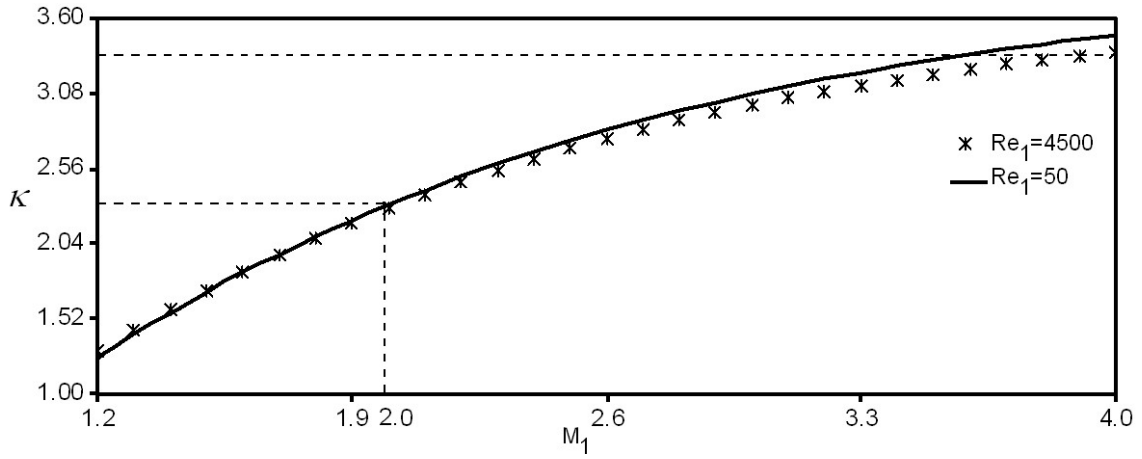
Şekil 3.3. Şok öncesi Mach sayısı M_1 ' e göre Re_2/Re_1 (Cavus, 2013).

3.3.2 Mach Sayısına Göre Parametrelerin Değişimi

Bir önceki kısımda da anlaşıldığı gibi fiziksel parametrelerin dağılımı denklem 3.23 çözümleri ve Rankine-Hugoniot ilişkilerinden elde edilebilir. Mach sayısı ve basınç oranları, sıkıştırma oranları ve entropi değişimi ile ilgili nicelikler $\gamma=5/3$ olan monatomik bir gaz için Şekil 3.4-3.8 ve Çizelge 3.1' de verilmektedir. Şekil 3.4, şok öncesi Mach sayısına göre sıkıştırma oranındaki değişimi göstermektedir. Şekil 3.5, Re_2/Re_1 'e göre sıkıştırma oranındaki değişimi göstermektedir. Şekil 3.4 Re_1 'in iki farklı değeri için çizilmiştir. $Re_1=50$ olduğu değer düz çizgi ile ifade edilmiş, Re_1 'in 4.500 olduğu durum ise (*) ile grafikte gösterilmiştir. Grafikteki bu davranım zayıf şoklar için ($M_1 < 2$) varyasyon yoktur, bu sonuç Khidr and Mahmoud (1985)' teki yayınları ile uyumludur. Fakat, güçlü şoklar ($M_1 > 2$) için Re_1 'in farklı değerlerinde sıkıştırma oranı değerleri arasında göze çarpan bir farklılık vardır. Güçlü şokların diğer önemli bir sonucu κ 'nın değeri viskoz olmayan değerine (3,368) değerine yaklaşmaktadır. Bu değer Şekil 3.4' te kesikli çizgiler olarak gösterilmektedir.

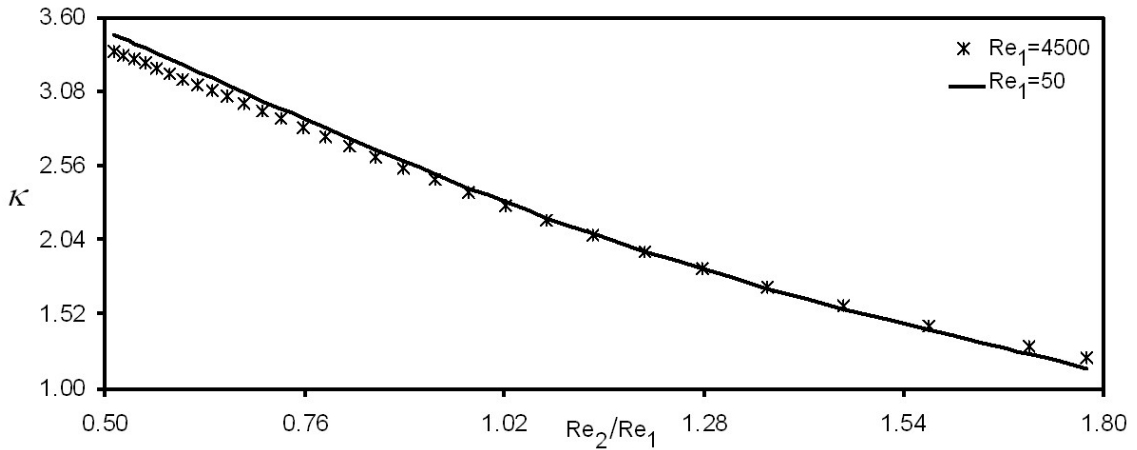
Çizelge 3.1. Viskoz olmayan şok dalgaları için fiziksel parameterlerin değişimi (Cavus, 2013).

M_1	κ	M_2/M_1	p_2/p_1	S_2-S_1
1,200*	1,297	0,705	1,550	0,055
1,900	2,185	0,328	4,263	1,839
2,600	2,770	0,210	8,200	5,061
3,300	3,136	0,154	13,363	8,574
4,000	3,368	0,123	19,750	11,961



Şekil 3.4. Şok öncesi Re 'nin farklı değerleri için M_1 'e göre sıkıştırma oranı değişimi (Cavus, 2013).

Şekil 3.5, κ 'nın Re_2/Re_1 'e bağımlılığını göstermektedir. Sıkıştırma oranı Re_2/Re_1 oranı artarken azalma eğilimindedir. Bu davranım ilginç bir özelliği göstermektedir. Reynolds sayısı oranlarının küçük değerleri için bu davranım Re_1 'in daha küçük değerlerinde daha yüksek sıkıştırmanın olduğunu gösterir. Bu Re_1 'in yüksek ve düşük değerleri için $Re_2/Re_1=1$ civarında yakın değerlere sahiptir. Fakat Re_2/Re_1 oranının daha büyük değerleri için grafiğin şekli görünür biçimde değişmektedir, $Re_1=4.500$ 'ün büyük değerleri içinde daha büyük sıkıştırma vermektedir.

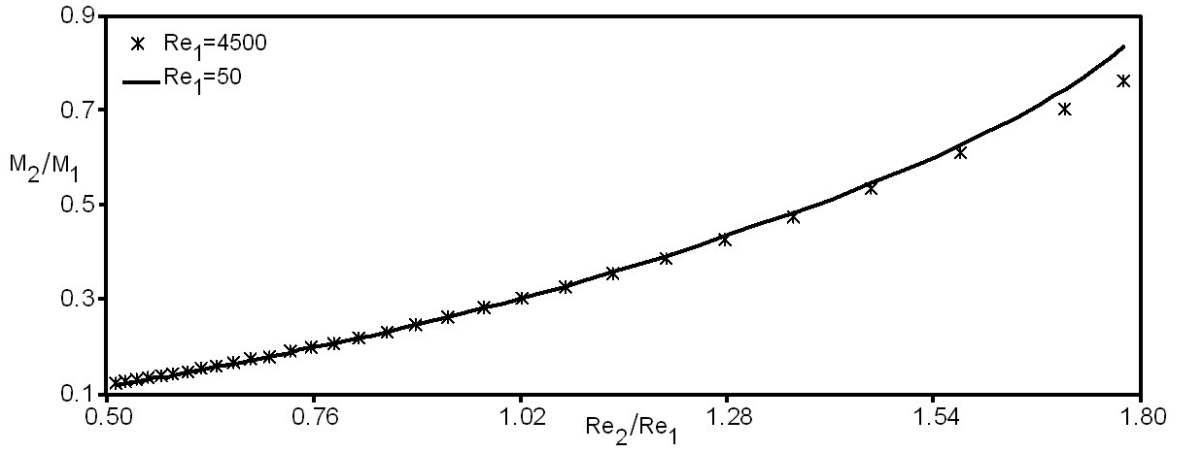


Şekil 3.5. Re_2/Re_1 oranına göre sıkıştırma oranındaki değişimi (Cavus, 2013).

Çizelge 3.2. $Re_1=50$ ve $Re_1=4.500$ değerleri için M_1 e göre basınç oranının (p_2/p_1) değişimi (Cavus, 2013).

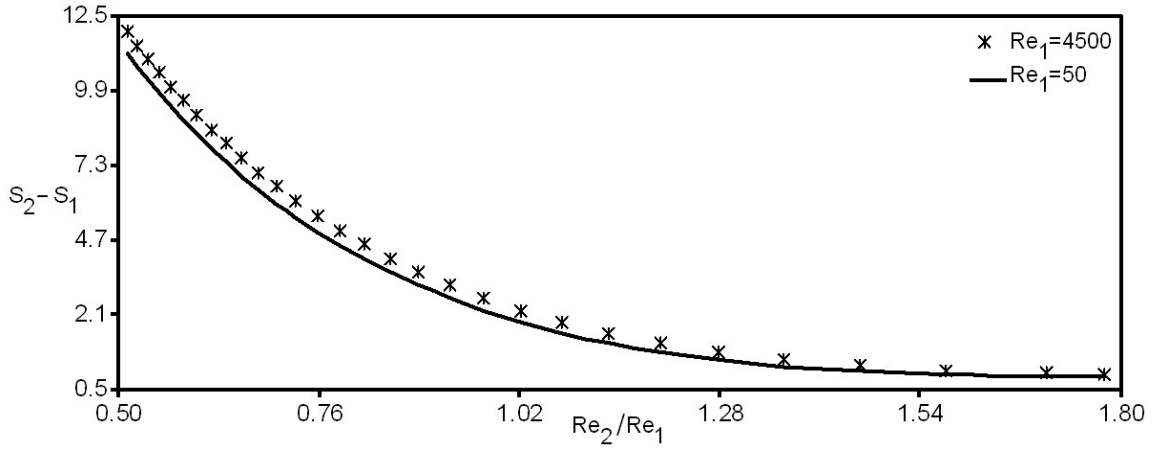
M_1	$Re_1=50$	$Re_1=4.500$
1,2	1,446	1,549
1,9	4,192	4,262
2,6	8,117	8,199
3,3	13,281	13,362
4,0	19,700	19,750

Çizelge 3.2’de Re_1 ’in farklı iki değeri için sesten hızlı bölge içinde şok öncesi Mach sayısı değerleri ile basın oranı (p_2/p_1) için elde edilen sonuçlar özetlenmektedir. Güçlü şoklar içinde Re_1 ’in yüksek değerleri için (p_2/p_1) oranı viskoz olmayan değerini ($p_2/p_1=19.750$)’ye yaklaşmaktadır.



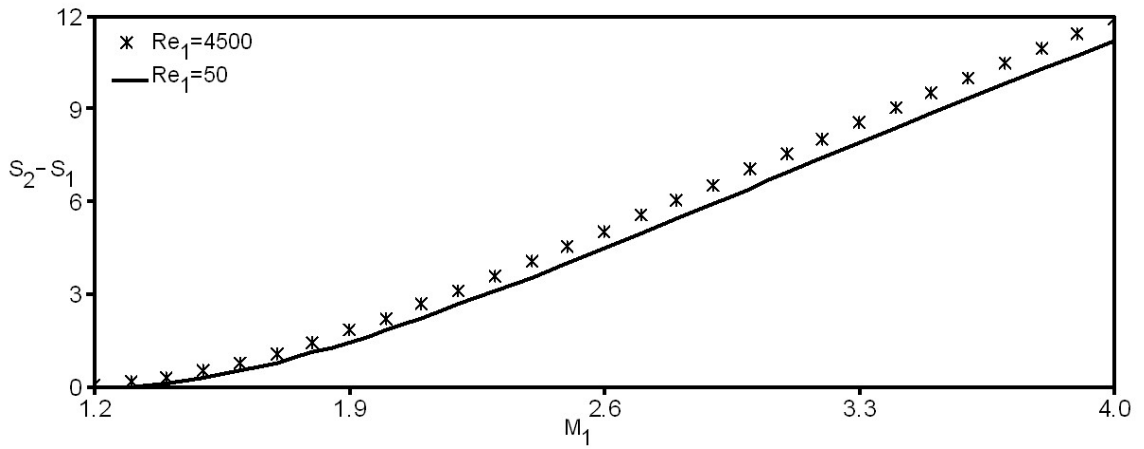
Şekil 3.6. Re_1 ‘in farklı iki değeri için Mach sayısı oranının (M_2/M_1) Re_2/Re_1 oranına göre değişimi (Cavus, 2013).

Şok öncesi Reynolds sayısının iki farklı değeri için Re_2/Re_1 oranındaki değişime göre M_2/M_1 oranındaki değişim Şekil 3.6’ da gösterilmektedir. M_2/M_1 oranı Re_2/Re_1 değerinin artmasıyla artma eğilimi göstermektedir. Bu parametre bir başka sonucu göstermektedir. Şok dalgası Re_2/Re_1 ’in çokyüksek değerlerinde Prandtl-Meyer ilerleme dalgası ($M_2 > M_1$) olmaktadır.



Şekil 3.7. Re_1 'in farklı iki değeri için entropi farkının (S_2-S_1) Re_2/Re_1 oranına göre değişimi (Cavus, 2013).

Re_2/Re_1 oranı artarken entropi farkındaki (S_2-S_1) değişim azalma eğilimindedir. Bu davranım Şekil 3.8'de görülebilir. Re_1 'in daha yüksek değerleri için entropi farkı beklendiği gibi daha yüksektir. Çünkü Reynolds sayısının daha yüksek değerleri Çizelge 3.1' de verildiği gibi viskoz olmayan akış değerleri durumuna yakındır.

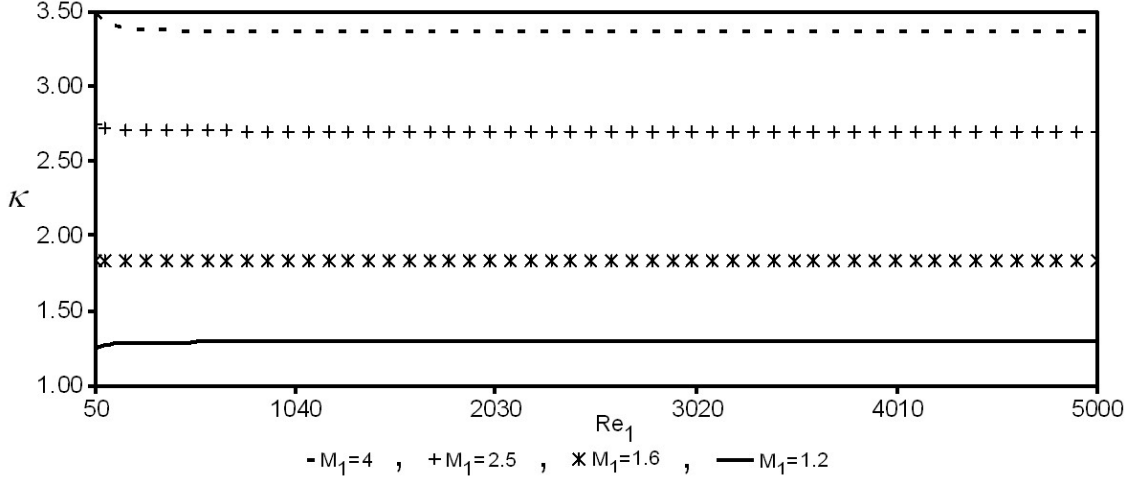


Şekil 3.8. Re_1 'in farklı iki değeri için entropi farkının (S_2-S_1) M_1 'e göre değişimi (Cavus, 2013).

Entropi farkının M_1 'in artmasıyla artma eğiliminde olduğu Şekil 3.7'de görülmektedir. Re_1 'in daha yüksek değerleri için (S_2-S_1) daha yüksek değere sahiptir.

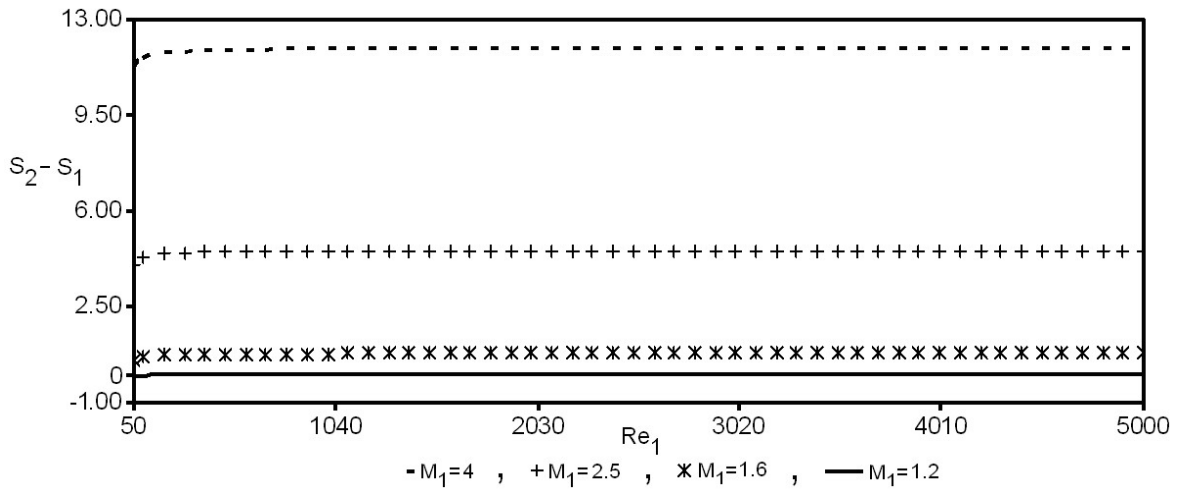
3.3.3 Reynolds Sayısına Göre Değişimler

Bu kısımda monatomik bir gaz için fiziksel parametrelerin dağılımı şok öncesi Reynolds sayısının bir fonksiyonu olarak verilmektedir. Bu hesaplamalara dair sonuçlar Şekil 3.9, Şekil 3.10 ve Çizelge 3.3'te verilmiştir.



Şekil 3.9.Şok öncesi dört farklı Mach sayısı değerinde sıkıştırma oranının Re_1 'e göre değişimi (Cavus, 2013).

Sıkıştırma oranı (κ) şok öncesi Mach sayısı değerinin artmasıyla artmaktadır. Sıkıştırma oranı değeri güçlü şok dalgası durumunda ($M_1=2,5$ ve 4) en yüksek değerine ulaşmaktadır.



Şekil 3.10. Dört farklı M_1 değeri için entropi farkının ($S_2 - S_1$) Re_1 değeri ile değişimi (Cavus, 2013).

Çizelge 3.3. Reynolds sayısı Re_1 , M_1 ve Re_2/Re_1 farklı değerleri için M_2/M_1 ve p_2/p_1 bağımlılığı (Cavus, 2013).

	$M_1=1,2$ ($Re_2/Re_1=1,704$)		$M_1=1,6$ ($Re_2/Re_1=1,278$)		$M_1=2,5$ ($Re_2/Re_1=0,818$)		$M_1=4$ ($Re_2/Re_1=0,511$)	
Re_1	M_2/M_1	p_2/p_1	M_2/M_1	p_2/p_1	M_2/M_1	p_2/p_1	M_2/M_1	p_2/p_1
100	0.7224	1.5017	0.4315	2.9166	0.2207	7.5220	0.1217	19.7281
1.000	0.7068	1.5454	0.4293	2.9467	0.2211	7.5585	0.1225	19.7481
2.000	0.7060	1.5477	0,4291	2,9483	0,2212	7,5605	0,1226	19,7491
3.000	0,7057	1,5485	0,4291	2,9489	0,2212	7,5612	0,1226	19,7494
4.000	0,7056	1,5489	0,4291	2,9492	0,2212	7,5615	0,1226	19,7495
5.000	0,7055	1,5491	0,4291	2,9493	0,2212	7,5617	0,1226	19,7496

Şok süresince entropi değişimi çok küçük Re_1 (örneğin <50) bölgesinde $M_1 \leq 1,2$ değerler için negatif olduğu Şekil 3.9'dan görülmektedir, Bu durum termodinamiğin 2. yasası ile tutarsızdır, Bu yüzden zayıf şok dalgaları hemen hemen izoentropiktir,

M_1 farklı değerleri için Re_1 'in Mach sayısı ve basınç oranı bağımlılığı Çizelge 3.3'te verilmiştir, Bu sonuçları en önemli olgularından biriside $Re_2/Re_1 > 1$ için Re_1 in artan değerlerinde M_2/M_1 oranının düşme eğiliminde olması $Re_2/Re_1 < 1$ değerlerinde artma eğiliminde olmasıdır, Bu dönüm noktası için Mach sayısının kritik değeri Şekil 3.2'deki gibi Reynolds sayısının birim değerine eşit olduğu bulunur, bu değer 2,045'tir, Bu nokta sadece Reynolds sayısı için önemli değil şok dalgasının gücü içinde önemlidir, Basınç oranı (p_2/p_1) Mach sayısının artması ile artan Reynolds sayıları için artma eğilimine sahiptir ve Çizelge 3.1' de verilen viskoz olmayan akışkanlara yakın bir değere ulaşır (Cavus, 2013),

BÖLÜM 4

ARAŞTIRMA BULGULARI VE TARTIŞMA

Oluşturulan model 13 Aralık 2006 yılında meydana gelen Güneş patlaması uydu verilerine uygulanmıştır, 13 Aralık 2006 yılında meydana gelen koronal kütle atımı kaynaklı şok dalgalarının şok sonrası değerlerini bulmak için, denklem (3.53)' nin çözümleri ve Rankiene-Hugoniot sıçrama parametreleri (Zeldovich ve Raizer, 2002) kullanılmıştır, Model Maple 9.5 matematik yazılımına uyarlanmıştır, Bazı fiziksel parametrelerin şok sonrası değerlerinin sonuçları Çizelge 4.2 ve Şekil 4.2–4.6' da gösterilmiştir.

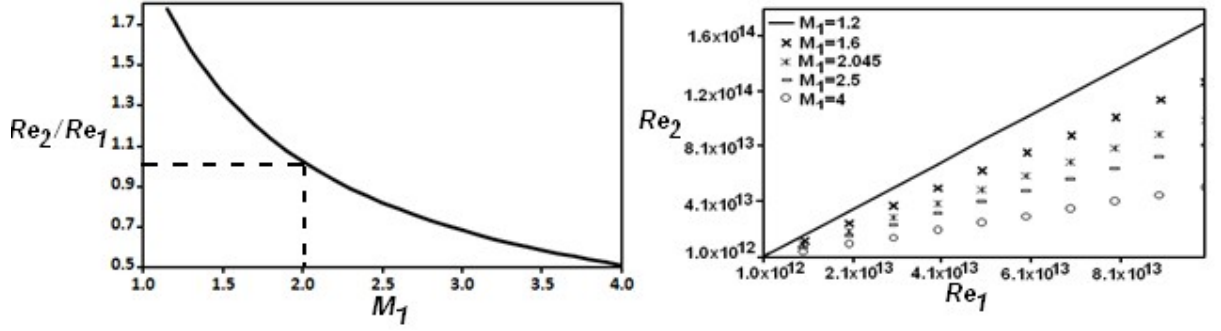
Reynolds sayısı (Re) şok bölgesi dinamiklerinde önemli rol oynar, Normal olarak Güneş rüzgârı içinde Reynolds sayısı büyük değerler alır ($Re \gg 1$), Güneş rüzgârı ivmelenme bölgesinde Re , 10^{12} ile 10^{14} arasında değerler alır (Veselovsky, 2001; Borovsky ve Funsten, 2003). Bu hesaplamalarda, Güneş rüzgârı için şok öncesi Reynolds değeri 10^{13} olarak alınmıştır. Problemin basitleştirilmesi için, şok sonrası Re_2 , Re_1 ve M_1 'in adyabatik indeksinin bir fonksiyonu olarak ifade edilmiştir (3.23).

Çizelge 4.1. 13 Aralık 2006 yılında meydana gelen Koronal Kütle Atımı kaynaklı şok dalgalarının şok öncesi fiziksel parametreleri (Liu ve ark., 2008).

n_1 ($1/cm^3$)	p_1 (nP)	T_1 (Kelvins)	u_1 (km/s)	β_1	M_1
1,812	0,982	$1,5 \times 10^5$	571	$1,17 \times 10^7$	5,7

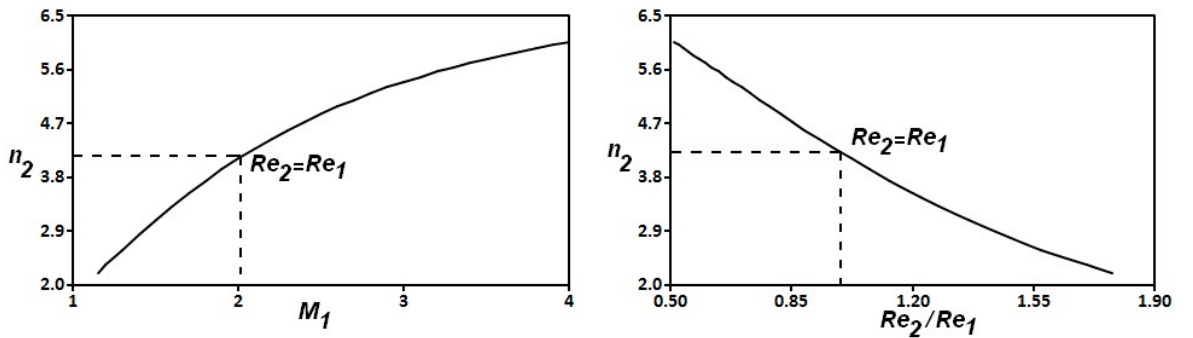
Çizelge 4.2. M_1 ve Re_2/Re_1 'nin farklı değerleri için bazı fiziksel parametrelerin dağılımı (Cavus, 2015).

	$M_1=1,2$ ($Re_2/Re_1=1,7$ 04)	$M_1=1,6$ ($Re_2/Re_1=1,2$ 78)	$M_1=2,045$ ($Re_2/Re_1=$ 1)	$M_1=2,5$ ($Re_2/Re_1=0,8$ 18)	$M_1=4$ ($Re_2/Re_1=0,5$ 11)
κ	1,297	1,842	2,329	2,703	3,368
p_2/p_1	1,550	2,950	4,978	7,563	19,75
T_2/T_1	1,195	1,602	2,137	2,798	5,863
M_2/M_1	0,705	0,429	0,294	0,221	0,123
u_2/u_1	0,771	0,543	0,437	0,437	0,297



Şekil 4.1. M_1 ve Re_1 ' e göre Şok sonrası Reynolds sayısının (Re_2) şok öncesine bağımlılığı (Cavus, 2015).

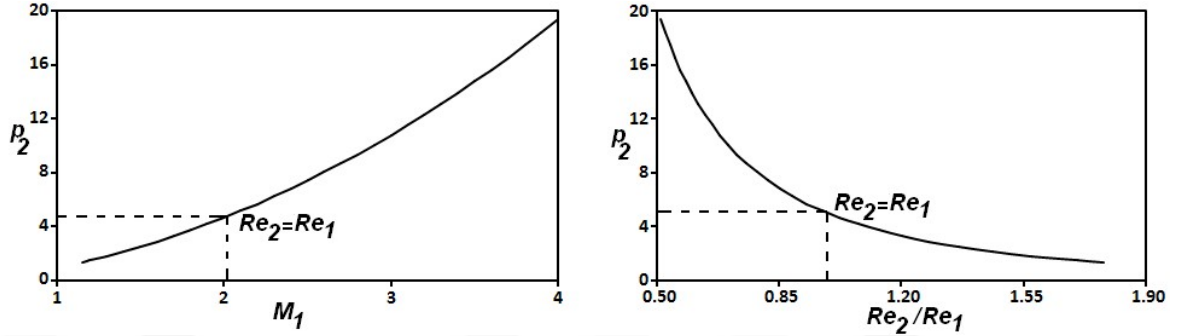
Çizelge 4.2' de, 13 Aralık 2006 tarihli koronal kütle atımı verilerine ait, şok öncesi Mach ve Reynolds sayılarının farklı değerleri için problemin fiziksel yapısını tanımlayan parametrelerin varyasyonları verilmektedir. Bu parametreler sıkıştırma oranı (n_2/n_1), basınç oranı (p_2/p_1), sıcaklık oranı (T_2/T_1) ve Mach sayısı oran (M_2/M_1) değerleridir. Bu değerler (3.23) denkleminin çözümlerinden ve sıçrama koşullarından elde edilmektedir. Bu değerlerin en önemlilerinden birisi M_2/M_1 ve u_2/u_1 oranlarıdır, bu oranların her ikisinin de $Re_2/Re_1 > 1$ koşulunda artmakta. $Re_2/Re_1 > 1$ durumunda ise azalmakta olduğu görülmüştür. Dönüş noktası için Mach sayısının kritik değerinin $M_1 = 2,045$ olduğu bulunmuştur. Bu durum Şekil 4.1' de verildiği gibi Reynolds sayısı oranına eşittir. Bu nokta hem Reynolds sayısı oranına hem de şok dalgasının şiddeti için önemlidir. Basınç oranı p_2/p_1 şiddetli şok dalgaları durumunda artma eğilimine sahiptir. Basınç oranındaki ile aynı şekilde, sıcaklık oranı da şok öncesi Mach sayısının artan değerlerinde artmaktadır (Cavus, 2015).



Şekil 4.2. Şok sonrası yoğunluğun ($1/cm^3$) sırasıyla M_1 ve Re_2/Re_1 değerlerine göre değişimi (Cavus, 2015).

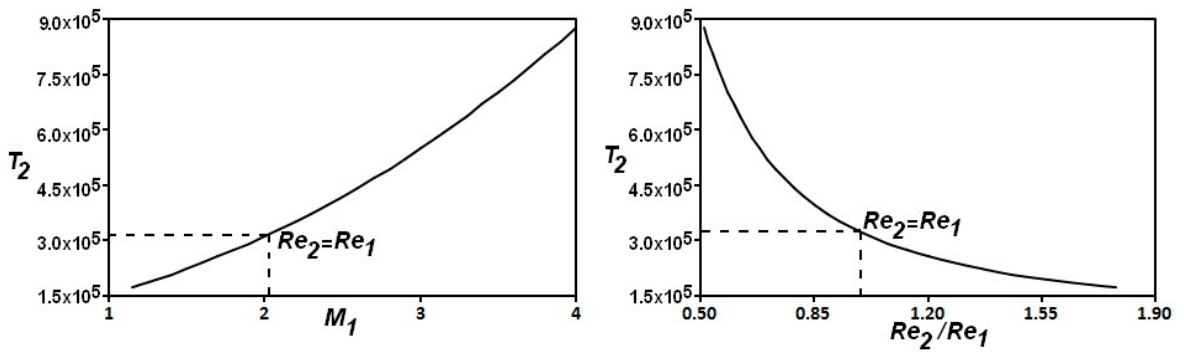
Şekil 4.2' de şok sonrası yoğunluğunun M_1 (a şekli) ve Re_2/Re_1 (b şekli) bağlı olarak nasıl değiştiğini göstermektedir. Çizelge 4.1' deki yoğunluk değerleri şok öncesi değerleri

olarak kullanılmıştır. Beklenildiği gibi n_2 değeri şok öncesi M_1 in yüksek değerleri için daha büyük değerlere sahip olmuştur. Fakat yoğunluk Reynolds sayısının değeri artarken ters orantılı olarak azalmaktadır. Yoğunluktaki değişim zayıf şoklar ($M_1 < 2$) doğrusal olarak, güçlü şoklar ($M_1 > 2$) için doğrusal değildir (Cavus, 2015).



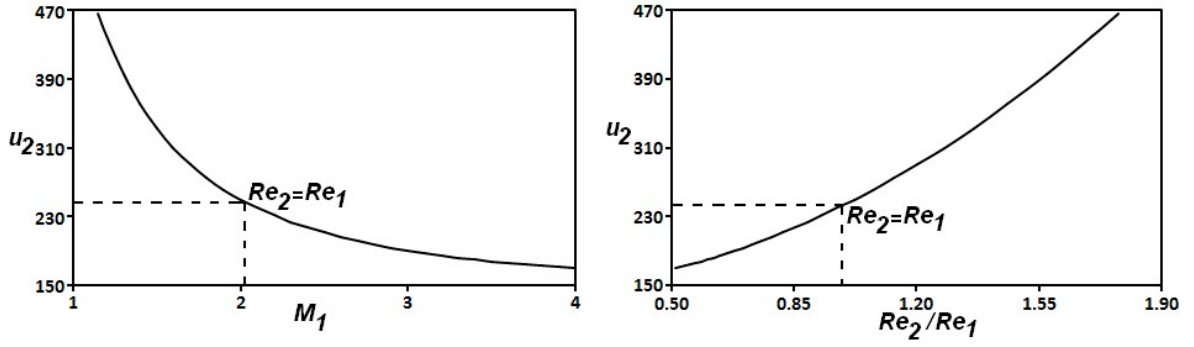
Şekil 4.3. p_2 (nanopaskal) değerlerinin sırasıyla M_1 ve Re_2/Re_1 değerlerine göre bağıllığı (Cavus, 2015).

Şekil 4.3., M_1 ve Re_2/Re_1 oranına bağlı olarak şok sonrası yoğunluk değişimini göstermektedir. Çizelge 4.1' de verilen şok öncesi değeri olarak 0,983 nanopaskal değeri kullanılmıştır. p_2 şok öncesi Mach sayısının yüksek değerleri ($M_1=4$) için daha büyük değere sahiptir. Çizelge 4.2' de görüldüğü gibi, $M_1 < 2$ için p_2 değerindeki değişimler oldukça küçüktür, fakat $M_1 > 2$ için p_2 değerindeki değişimler büyük olmaktadır (Cavus, 2015).



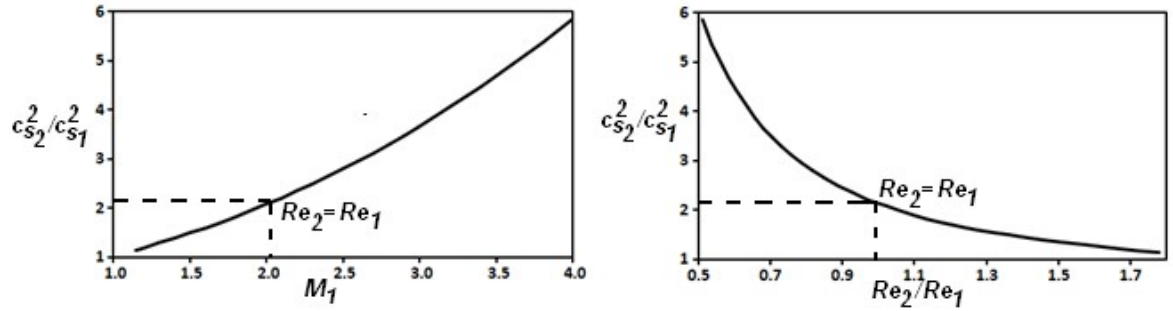
Şekil 4.4. T_2 sıcaklığının sırasıyla M_1 ve Re_2/Re_1 değerlerine göre davranımı (Cavus, 2015).

Şekil 4.4' te farklı M_1 ve Re_2/Re_1 değerleri için şok sonrası sıcaklıklarının (T_2) değişimleri gösterilmiştir. Buradaki hesaplamalarda şok öncesi değeri Çizelge 4.1.' den alınmıştır. Zayıf şok değerleri ($M_1 < 2$) için değişim, güçlü şoklar ($M_1 > 2$) için olan değişimlerden daha küçük olduğu gözlemlenmiştir (Cavus, 2015).



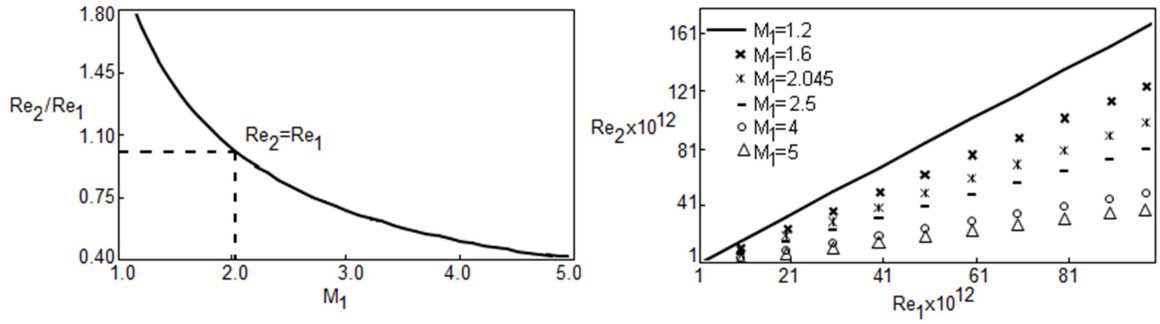
Şekil 4.5. u_2 'nin sırasıyla M_1 ve Re_2/Re_1 değerlerine göre değişimi (Cavus, 2015).

Şekil 4.5' te M_1 ve Re_2/Re_1 oranı değişimine göre şok sonrası hızındaki değişimler gösterilmiştir. Hızın şok öncesi değerleri doğrudan Çizelge 4.1' den alınmıştır. p_2 , ρ_2 ve T_2 gibi diğer parametrelerden farklı olarak, zayıf şoklar ($M_1 < 2$) için hızdaki değişim miktarı, güçlü şoklar ($M_1 > 2$) için olan değişim miktarından daha büyüktür (Cavus, 2015).



Şekil 4.6. Ses hızları oranının sırasıyla M_1 ve Re_2/Re_1 değerlerine göre değişimi (Cavus, 2015).

Şekil 4.6.' da c_{s2}^2/c_{s1}^2 oranının sırasıyla M_1 ve Re_2/Re_1 oranına bağlılığı gösterilmiştir, p_2 , ρ_2 ve T_2 gibi, şok öncesi Mach sayısı değerinin artmasıyla, c_{s2}^2/c_{s1}^2 oranının da artma eğilimine olduğu gözlemlenmiştir (Cavus, 2015).



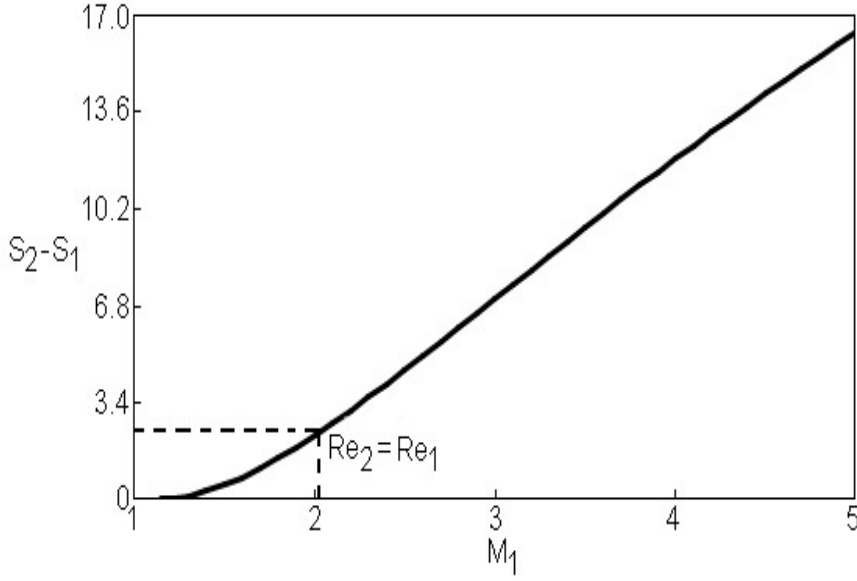
Şekil 4.7. Şok sonrası Reynolds sayısının (Re_2) sırasıyla şok öncesi M_1 ve Re_1 göre değişimi (Cavus ve Kurt, 2015).

Şekil 4.7a' da Re_2/Re_1 oranı M_1 'in fonksiyonu olarak verilmiştir. Şok öncesi Mach sayısı artarken bu oran düşmektedir ve Reynolds sayısının oranı Şekil 4.7(a)' da gösterildiği gibi $M_1 \approx 2$ değerinde birim değere ($Re_2=Re_1$) eşit olur. M_1 ' in bu değeri zayıf şoktan güçlü şoka geçiş noktası olarak değerlendirilir (Warsi, 1999). Farklı M_1 değerleri için Re_1 'e göre Re_2 değişimi monatomik gazlar için Şekil 4.7.(b)'de verilmektedir. Re_1 'in artan değerlerinde Re_2 'ninde arttığı hesaplamalardan ve grafikten elde edilmiştir. Bir başka deyişle, Şekil 4.7.(b)'den anlaşılan bir diğer önemli sonuç M_1 'in daha küçük değerleri için Re_2 'nin daha büyük değerlere sahip olduğudur (Cavus ve Kurt, 2015).

Çizelge 4.3. Entropinin şok öncesi M_1 ve Re_2/Re_1 değerlerine göre değişimi (Cavus ve Kurt, 2015).

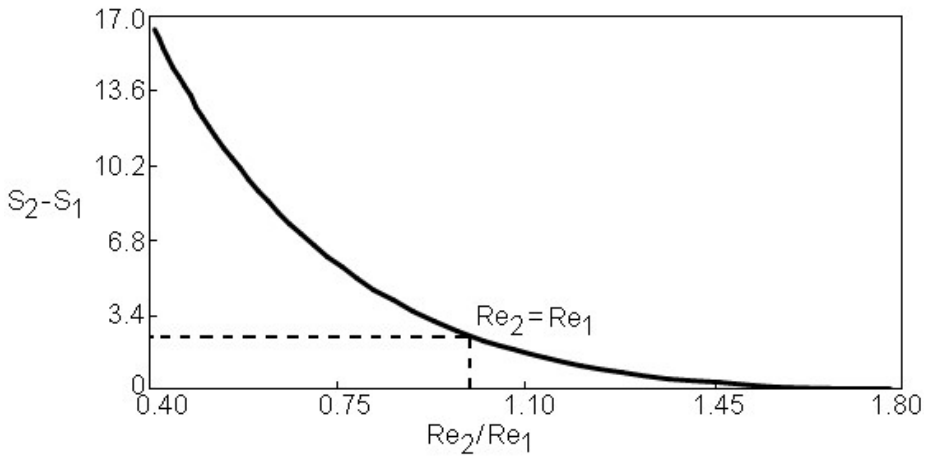
	$M_1 = 1,2$ $\frac{Re_2}{Re_1} = 1,704$	$M_1 = 1,6$ $\frac{Re_2}{Re_1} = 1,278$	$M_1 = 2,045$ $\frac{Re_2}{Re_1} = 1,0$	$M_1 = 2,5$ $\frac{Re_2}{Re_1} = 0,818$	$M_1 = 4,0$ $\frac{Re_2}{Re_1} = 0,511$	$M_1 = 5,0$ $\frac{Re_2}{Re_1} = 0,409$
$S_2 - S_1$	0,06	0,80	2,25	4,57	11,97	16,37

Çizelge 4.3 Şok öncesi Mach ve Reynolds Sayılarının farklı değerleri için entropi değişimlerini göstermektedir. S_2-S_1 dağılımı Reynolds sayısının artan değerleri ile azalma eğilimine sahiptir. Re_1 artan daha büyük değerleri için S_2-S_1 beklendiği gibi daha büyük değerlere sahiptir. Entropi farkının kritik değeri $M_1=2,045$ dönüm noktası için 2,25'e eşit olduğu bulunmuştur ($M_1=2,045$ Reynolds sayısı oranının birimsel değere eşit olduğu noktadır, Şekil 4.7) (Cavus ve Kurt, 2015).

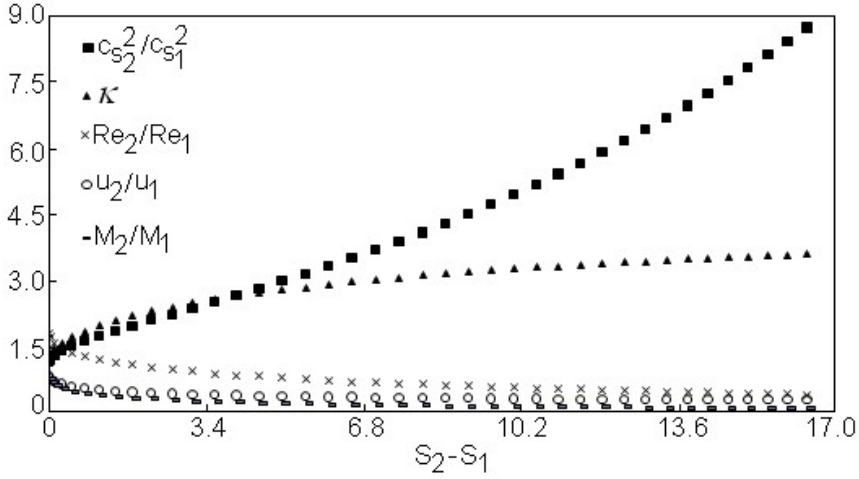


Şekil 4.8. S_2-S_1 Entropi farkının M_1 göre değişimi (Cavus ve Kurt, 2015).

Şekil 4.8’ de M_1 ’e göre S_2-S_1 entropi değişimi verilmiştir. Bu grafikten M_1 ’in küçük değerleri ($M_1 \leq 1,2$) için entropi değişiminin negatif olduğu görülür. Bu durum termodinamiğin 2. Kanununa aykırıdır. Böylelikle zayıf şok dalgaları ($M_1 \leq 1,2$) neredeyse izoentropik olur. Bir başka ifade ile Şekil 4.9’ ün sağ tarafındaki Reynolds sayısı oranının artmasıyla izoentropiklik eğilimindedir. Şok Re_2/Re_1 ’in artan değerleri için izoentropik olur (Cavus ve Kurt, 2015).

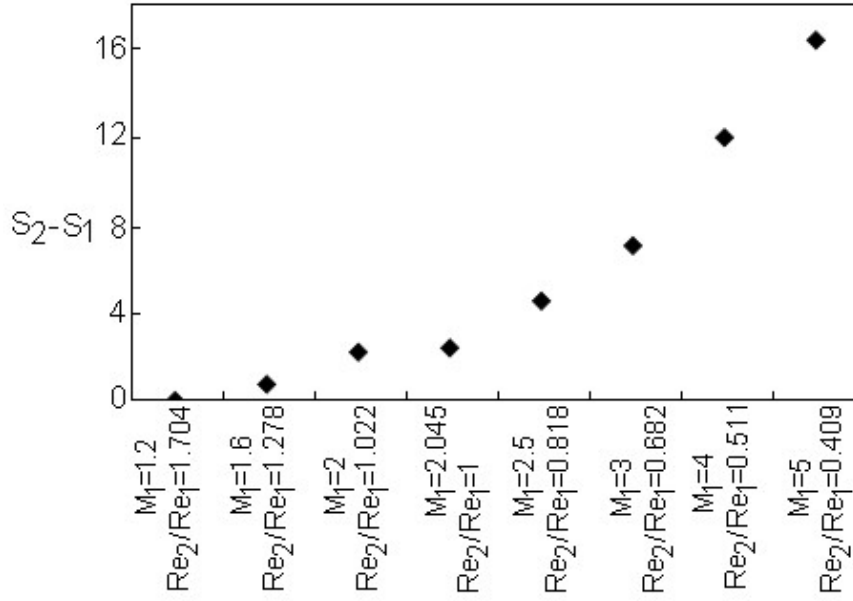


Şekil 4.9. S_2-S_1 entropi farkının Re_2/Re_1 göre değişimi (Cavus ve Kurt, 2015).



Şekil 4.10. Bazı fiziksel parametrelerin entropi farkı $S_2 - S_1$ 'e göre değişimi (Cavus ve Kurt, 2015).

Şekil 4.10 bazı parametrelerin değişim oranlarının $S_2 - S_1$ 'in bir fonksiyonu olarak gösterir. Koyu kare semboller şok önce ve sonrası bölge içindeki ses hızı oranlarını gösterir. Entropi farkının artan değerlerinde ses hızı oranı bir artma davranımına sahiptir. Üçgen semboller sıkıştırma oranı bağımlılığını gösterir. Tıpkı ses dalgaları oranında olduğu gibi $S_2 - S_1$ 'in artan değerleri için sıkıştırma oranı da artar. Çizgili noktalar M_2/M_1 oranını göstermektedir. M_2/M_1 oranı $S_2 - S_1$ artarken düşme eğilimindedir. Şok öncesinin şok sonrası hızlara oranı boş daire sembolleri ile gösterilmiştir. Entropi farkının artan değerleri için bu oran da düşme eğilimindedir. Hız oranlarında olduğu gibi Reynolds sayısı oranı da entropi farkı ile ters orantılıdır. Bu oranların tamamı izoentropik durum ($S_2 - S_1 = 0$) için, birim değerdedir. $S_2 - S_1 = 0$ için şok oluşumu yoktur. Çünkü $\kappa = 1$ olduğunda sıkıştırma yoktur.



Şekil 4.11. Entropi farkının sırasıyla şok öncesi Mach sayılarına göre değişimi (Cavus ve Kurt, 2015).

Şekil 4.11’ de entropi farkının M_1 ’e göre değişimi gösterilmektedir. Tıpkı Şekil 4.8’deki gibi M_1 değerleri büyürken entropi farkı da büyümektedir. Çok zayıf şoklar ($M_1 < 1,2$) entropi değişimi yoktur. Entropideki değişim güçlü şoklar ($M_1 > 2$) için büyüktür. Reynolds sayısı oranı artması ile entropi farkı Şekil 4.9’da olduğu gibi düşme eğilimine sahiptir (Cavus ve Kurt, 2015).

BÖLÜM 5

SONUÇ VE ÖNERİLER

CME' ler ve Güneş rüzgârları Güneş'teki aktivitelerinin temel göstergeleridir. Bu olaylar şok dalgalarını oluşturabilir ve jeomanyetik fırtınalar üretebilir. Bu yüzden bu olayların anlaşılması uzay havasının anlaşılması için çok önemlidir. Bir başka deyişle Güneş'ten gezegenler arası uzayda CME kaynaklı şok dalgaları uzay hava tahminleri için hayati önemlidir. Koronadan CME patladığı zaman ortamdaki gazlar ile etkileşime girer. Manyetik ve termal enerjileri de içeren karmaşık işlemler oluşur. Güneş'e yakın bölgelerde manyetik basınç baskındır. Güneş'ten uzaklaştıkça gaz basıncı önemli faktör olur. Bu yüzden hidrodinamik modeller CME' lerce sürülen Güneş rüzgârındaki şok dalgalarına uygulanabilir.

Bu çalışmada 13 Aralık 2006'daki CME' den sonra oluşan şok dalgaları çalışılmıştır. 1-boyutlu hidrodinamik sayısal modeli ile gezegenler arası uzay ortamında şokların oluşumunun analizi yapılmıştır. Bu analizler yapılırken Reynolds sayısının etkileri üzerine odaklanılmıştır. Sonuçlar aşağıda listelenmiştir;

- Liu ve ark., (2008) çalışmalarındaki sonuçlarla elde ettiğimiz sonuçlar karşılaştırıldığında fiziksel parametrelerin Şekil 4.2' de verilen ve tarafımızca sunulan modelde $M_1 \approx 4,5$ durumunda fit olmuştur. Güçlü şok ($M_1 > 4$) olduğundaki bu sonuçlar Güneş aktivite tarihindeki en güçlülerinden biri olan 13 Aralık 2006' daki CME' deki olgularla uyumludur.
- Reynolds sayı oranı Re_2/Re_1 , şok öncesi Mach sayısının verilen değeri için hemen hemen 0,45 eşittir (Şekil 4.1). Bu sonuç $Re_2 < Re_1$ olduğunu gösterir. Bir başka deyişle şok öncesi akışkan, şok sonrası akışkandan daha çalkantılı karaktere sahiptir. Bu sonuç (Warsi, 1999) ile tutarlıdır.
- Şokların bu tiplerinin sıkıştırma oranı 3'ten daha büyüktür.
- $M_1 \approx 4,5$ için, sunulan modelden elde edilen şok sonrası basınç ve sıcaklık değerleri hemen hemen 24,6 nPa ve $1,08 \times 10^6$ K'dir (Şekil 4.3 ve Şekil 4.4).
- Şekil 4.5' ten görüldüğü gibi $M_1 \approx 4$ için, şok sonrası hız 143 km/sn dir.
- Şok öncesi Mach sayısının 4,5'e yakın olması sonucundan, gezegenler arası uzaydaki ses hızı yaklaşık 102 km/sn dir (bu hesaplamalarda Çizelge 4.1'deki değerler kullanılmıştır). Bu sonuç Suzuki (2004) ve Nakariakov ve ark., (2000)

çalışmaları ile uyumludur. Suzuki ve Nakariakov ses hızının yaklaşık 100 km/sn değerine sahip olduğunu belirlemişlerdir.

- $M_1 \approx 4,5$ için, ses hızı oranı hemen hemen 7,19'a eşittir (Şekil 4.6). $M_1 \approx 4,5$ için, sesin şok sonrası hızı yaklaşık 274 km/sn' dir. Bu değerlerde Reynolds sayılarının oranı 0,5'e çok yakındır. Bu yukarıda verilen sonuçları desteklemektedir.
- Reynolds sayısının şok sonrası değeri M_1 'in küçük değerleri için daha büyük değerlere sahiptir.
- M_1 'in artarken, entropi farkıda (S_2-S_1) artma eğilimindedir, Zayıf şoklar ($M_1 < 1,2$) için, oluşan şok hemen hemen izoentropik olur.
- Entropinin değişimleri Re_2/Re_1 için, oluşan şok Reynolds sayısı oranı artarken izoentropik olur.
- Sıkıştırma oranı (κ) bağımlılığına bakılırsa, S_2-S_1 sıkıştırma oranının daha büyük değerleri için büyüme eğilimine sahiptir.
- Ses hızı oranı bağımlılığı göz önüne alındığında, entropi farkı ses hızı oranı değerleri artarken hızlı büyüme davranımına sahiptir.
- Sıkıştırma ve ses hızı oranı değişiminden farklı olarak, S_2-S_1 Mach sayısı ve sıvı akışkan hızı oranlarının artan değerleri için azalmaktadır.

Hamad (1998 ve 2000) çalışmaları ile bu doktora tezi kapsamında çalışılan entropi davranımı karşılaştırıldığında hız bağımlılığı için yüksek uyumluluk görülmüştür. Hamad'ın çalışmalarında da, bu çalışmadaki gibi entropi farkı için hıza göre ters orantılı olduğu bulunmuştur (Hamad, 1998, 2000). Macek ve Redaelli, Helios uzay uydusu verilerinin analizini yaparak şok dalgasını hesaba katmaksızın Güneş rüzgarı için entropinin belirlenmesi üzerine çalışmışlardır ve çalışmalarında entropinin arttığını göstermişlerdir (Macek ve Redaelli, 2000). Whang ve ark. Güneş rüzgarındaki şok ısınmalar üzerine çalışmışlar ve bu çalışmalarında entropi değerlerini sunmuşlardır, buldukları sonuçların bu çalışmadaki sonuçlarla tutarlı olduğu görülmektedir (Whang ve ark.,1990). Malara ve ark. Güneş rüzgârındaki yoğunluk sıcaklık korelasyonunun entropi düzensizliğine etkisi üzerine çalışmışlardır (Malara ve ark.,1999). Bu her iki gurubunda sonuçlarına bakıldığında literatür ve bizim sonuçlarımızla uyumlu olduğu görülmüştür.

KAYNAKLAR

- Antiochos S. K., De Vore C. R., Klimchuk, J. A., 1999. *The Astrophysical Journal*, 510, 485.
- Ballai I., Forgacs-Dajka E., Marcu A., 2007. *Astron. Nachr.*, 8, 734.
- Babcock H.W., 1961. *Astrophysics J.*, 133, 2, pp 572-587.
- Blazek J., 2001, *Computational fluid dynamics: principles and applications*, Elsevier,
- Borovsky J.E., Funsten H.O., 2003. *Journal of Geophysical Research*, 108, 13-1.
- Bouvier A., Wadhwa M., 2010, *Nature Geoscience*, 3, pp 637-641.
- Carlsson M. & Stein R.F., 1997. Formation of Solar Calcium H and K Bright Grains. *Astrophysical Journal*, 481, 500.
- Carrington, R.C., 1859. Description of a Singular Appearance seen in the Sun on September 1, 1859. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 20, 13-15.
- Cavus H., 2015. “On the effects of the viscosity in the shock wave observed in the solar wind after the 13/12/2006 coronal mass ejection”, *Astrophysical Bulletin*, 70, 117. (originally published in English; translated to Russian and distributed by Springer and MAIK Nauka/Interperiodica).
- Cavus H. ve Kazkapan D., 2013. “Magnetic Kelvin-Helmholtz Instability in the Solar Atmosphere”, *New Astronomy*, 2013, 25, pp89–94.
- Cavus H. ve Kurt A., 2015. “On the effects of the viscosity for the behaviours of entropy in the shock wave occurred after the 13/12/2006 coronal mass ejection”, *Astrophysical Bulletin* 70, pp220-225. . (originally published in English; translated to Russian and distributed by Springer and MAIK Nauka/Interperiodica).
- Cavus H., 2013. *Advances in Astronomy*, vol. 2013. “On the Effects of Viscosity on the Shock Waves for a Hydrodynamical Case—Part I: Basic Mechanism”, (doi:10.1155/2013/58296).
- Choudhuri A.R., 1998. *The Physics of Fluids and Plasmas*, Cambridge University Press, Cambridge.

- De Pontieu B., Erdelyi R. & James S.P., 2004. Solar chromospheric spicules from the leakage of photospheric oscillations and flows. *Nature*, 430, 536-539.
- Eselevich V., Eselevich M., 2012. *The Astrophysical Journal*, 761, 68.
- Escudero C., 2006. *Physica D* 217, 58.
- Fan Y., 2009. Magnetic Fields in the Solar Convection Zone. *Living Reviews in Solar Physics*, 6, 4.
- Fontenla J., Reichmann E.J. & Tandberg-Hanssen E., 1988. The Lyman-alpha line in various solar features. I - Observations. *Astrophysical Journal*, 329, 464-481.
- Foukal P.V., 2004. *Solar Astrophysics*, 2nd, Revised Edition. Wiley-VCH.
- Gabriel A.H., 1976. A magnetic model of the solar transition region. *Royal Society of London Philosophical Transactions Series A*, 281, 339-352.
- Gary G.A., 2001. *Solar Physics*, 203, 71.
- Gombosi T.I., 1998. *Physics of Space Environment*. Cambridge University Press, 211-255
- Hamad H., 1998. *Zeitschrift für angewandte Mathematik und Physik ZAMP*, 49, 827.
- Hamad H., 2000. *Acta Mechanica* 140, 65.
- Heinemann M., 2002. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 64, 315-325
- Kabin K., 2001. *Journal of Plasma Physics*, 66, 259.
- Khidr M.A., Mahmoud M.A.A., 1985. *Astrophysics and Space Science* 113, 289.
- Knight D.D., 1998. in R. W. Johnson (eds), *The Handbook of Fluid Dynamics*, Boca Raton Fla., CRC Press, 8-4.
- Korzhov N.P., Mishin V.V., Tomozov V.M., 1985. *Sov. Astron*, 28, 215.
- Kuznetsov N. M., 1989. *Soviet Physics-Uspekhi* 32 (11), 993.
- Landau L.D., Lifshitz E.M., 1959. *Fluid Mechanics*, Pergamon Press, New York, p310.
- Leighton ve ark., 1962. *Astrophysical Journal*, 135, p474.

- Lindemann F., 1919. Note on the Theory of Magnetic Storms. Philosophical Magazine Series 6, 38, 669.
- Liu Y., Luhmann J.G., Müller-Mellin R., Schroeder P.C., Wang L., Lin R.P., Bale S.D., Li Y., Acuna M.H., Sauvaud J.A., 2008. The Astrophysical Journal, 689, 563.
- Macek W.M., Redaelli S., 2000. Physical Review E, 62, 6496.
- Magara T. and Shibata K., 2008. Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics, 70 546–554.
- Malara F., Primavera L., Veltri P., 1999. Physical Review E, 59 6023.
- Matthaeus W.H., Ghosh S., Oughton S, Roberts D.A., 1996. Journal of Geophysical Research, 101, 7619.
- Mitalas R. & Sills K.R., 1992. On the photon diffusion time scale for the sun. Astrophysical Journal, 401, 759.
- Montmerle T., Augereau J.C., Chaussidon M., Gounelle M., Marty B., 2006. Moon and Planets, 98, 39-95.
- Morduchow M., Libby P.A., 1949. J. Aeron. Sci., 16, 674.
- Munro R.H., Gosling J.T., Hildner E., MacQueen R.M., Poland A.I. & Ross C.L., 1979. The association of coronal mass ejection transients with other forms of solar activity. Solar Physics, 61, 201-215.
- Nakariakov V.M., Ofman L., Arber T.D., 2000. Astronomy and Astrophysics, 353, 741.
- Orta J.A., Huerta M.A., Boynton G.C., 2003. The Astrophysical Journal, 2003, 596, 646.
- Parker E.N., 1958. The Astrophysical Journal, 128, 664.
- Parker E.N., 1991. The Astrophysical Journal, 372, 719.
- Poland A.I., Howard R.A., Koomen M.J., Michels D.J. & Sheeley N.R., 1981. Solar Physics, Coronal transients near sunspot maximum, 69, 169-175.
- Priest E.R., 2000. Solar Magnetohydrodynamics, D.Reidel Publishing Company, Dordrecht, Holland.
- Reynolds O., 1883. Philosophical Transactions of the Royal Society 174, 935.

- Selam S.O., (b.t.). AÜ. Astronomi ve Uzay Bilimleri Bölümü, Çeşitli Ders Notları, from [http:// science.ankara.edu.tr/selam/TRast404/ast404.html](http://science.ankara.edu.tr/selam/TRast404/ast404.html)
- Somow B.V., Spector A.R., 1982. Space Science Reviews, 32, 27.
- Stepanova T.V., Kosovichev A.G., 2000. Advances in Space Research, 9, 1855.
- Stix, M, 1991. The Sun, Springer Verlag.
- Sturrock P.A., Spreiter J.R. 1965. Journal of Geophysical Research, 70, 5345.
- Suzuki T., 2004. Monthly Notices of Royal Astronomical Society, 349, 1227.
- Swift D.C., Kraus R.G., Loomis E.N., Hicks D.G., McNaney J.M., Johnson R.P., 2008. Physical Review E 78, 066115-1.
- Thompson M.J., Christensen-Dalsgaard J., Miesch M.S. & Toomre J. (2003). Annual Review of Astronomy and Astrophysics 41 (1), 599-643
- Turck-Chi_eze, S. & Couvidat, S., 2011. Solar neutrinos, helioseismology and the solar internal dynamics. Reports on Progress in Physics, 74, 086901.
- Vandegriff J., Wagstaff K., Ho G., Plauger J., 2003. Advances in Space Research, 36, 2323.
- Vernazza, J.E., Avrett, E.H. & Loeser, R., 1981. Structure of the solar chromosphere. III - Models of the EUV brightness components of the quiet-sun. Astrophysical Journal Supplemental Series, 45, 635-725.
- Veselovsky, I., 2001. Astrophysics and Space Science, 277, 219.
- Warsi Z.U.A., 1999. Fluid dynamics: Theoretical and Computational Approaches, Boca Raton Fla., CRC Press, p52.
- Whang Y.C, Liu S., Burlaga L., 1990. Journal of Geophysical Research, 95, 18769.
- Wesseling P., 2001. Principles of Computational Fluid Dynamics, Springer, Berlin, Germany.
- Zel'dovich Y.B., Raizer Y.P., 2002. Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena, Dover Publications Inc., New York.



EKLERİ

ÖZGEÇMİŞ

KİŞİSEL BİLGİLER

Adı Soyadı : Arzu KURT

Doğum Yeri : İzmir

Doğum Tarihi : 05.04.1978

EĞİTİM DURUMU

Lisans Öğrenimi : Çanakkale 18 Mart Üniversitesi – Fizik Bölümü

Yüksek Lisans Öğrenimi : Çanakkale 18 Mart Üniversitesi – Fizik
Anabilimdalı

Bildiği Yabancı Diller : İngilizce

BİLİMSEL FAALİYETLERİ

- a) Yayınlar -SCI -Diğer : Cavus H., Kurt A., 2015, “On the effects of the viscosity for the behaviours of entropy in the shock wave occurred after the 13/12/2006 coronal mass ejection”, Astrophysical Bulletin 70, pp220-225, (originally published in English; translated to Russian and distributed by Springer and MAIK Nauka/Interperiodica),
- b) Bildiriler -Uluslararası -Ulusal
- c) Katıldığı Projeler

İŞ DENEYİMİ

Çalıştığı Kurumlar ve Yıl : MEB – 2004-....,

İLETİŞİM

E-posta Adresi : akurt17@yahoo.com

Contents

Vol. 70, No. 2, 2015

Simultaneous English language translation of the journal is available from Pleiades Publishing, Ltd.
Distributed worldwide by Springer. *Astrophysical Bulletin* ISSN 1990-3413.

Effects of Viscosity on the Behavior of Entropy Change in the Shock Wave Occurred After the
December 13, 2006 Coronal Mass Ejection

H. Çavuş and A. Kurt

123



Effects of Viscosity on the Behavior of Entropy Change in the Shock Wave Occurred After the December 13, 2006 Coronal Mass Ejection*

H. Çavuş** and A. Kurt

Çanakkale Onsekiz Mart University, Çanakkale, 17100 Turkey

Received October 15, 2014; in final form, December 29, 2014

Abstract—Coronal mass ejections (CMEs) and the solar wind are the two main demonstrations of solar activity. These events can drive a shock wave. The shock wave occurs where the solar wind changes from being supersonic (with respect to the surrounding interplanetary medium) to subsonic. The main purpose of this study is to apply the algorithm and the results given in our recent papers to the shock wave that happened after the December 13, 2006 CME, and evaluate the behavior of entropy during this solar activity.

DOI: 10.1134/S1990341315020017

Keywords: *solar wind—Sun: coronal mass ejections (CMEs)—Sun: activity*

1. INTRODUCTION

The corona is the outer part of the solar atmosphere. It is characterized by complex plasma and magnetic structures. Essentially two basic structural elements occur in the corona: magnetically closed and open structures. The interaction between the plasma and the magnetic field in the solar corona characterizes the type of activity [1]. CMEs occur because of a closed magnetic field loop which produces an enormous plasma cloud in the interplanetary space [2]. A fast stream of plasma (i.e., solar wind) occurs due to the open structures of magnetic field lines [3]. Plumes outside the coronal holes have also recently been suggested as sources of the slow solar wind [4]. Because of the interactions with the local interstellar medium, the supersonic flows of particles in the solar wind may cause a shock wave.

There are several ways to produce shocks in the solar wind, such as blast waves emitted from the Sun, CMEs, and the interactions between the fast and slow streams [5]. A shock arises, since the solar wind particles are emitted from the Sun at about $550\text{--}700\text{ km s}^{-1}$, while the speed of sound (in the interplanetary medium) is about 100 km s^{-1} [6, 7]. However, the exact value strongly depends on the density because of its fluctuations.

Eselevich and Eselevich [8] showed that the front structure of a CME gradually forms a disturbed region because of the interaction of the CME with the undisturbed solar wind. Its size increases as the CME

moves away from the Sun. Discontinuity formation at the disturbed zone front is observed in a narrow region. The characteristics of this disturbed zone satisfy the properties of being a piston shock. This piston shock is collisional at radial distances $r < 6 R_{\odot}$ from the center of the Sun (where R_{\odot} denotes the solar radius), and it becomes collisionless for $r > 6 R_{\odot}$.

The shock waves have been studied for more than a century. However, few of these studies dealt with the entropy across the shock wave. The behavior of entropy is a complicated subject to understand. Morduchow and Libby [9] studied the entropy distribution across the shock layer without taking into account effects of viscosity and heat conductivity. They found that entropy, unlike other physical parameters which behave monotonically, increases in the shock front up to its maximum at the center of the front and then decreases in the other half of the front. It seems that this violates the second law of thermodynamics. On the other hand, they explain this situation as follows: the second law is valid for the entire system, since it increases in the downstream region of the shock wave.

Hamad [10] studied the behavior of entropy across the shock waves in an ordinary dusty gas by using Navier–Stokes equations. He found that the entropy profile has its maximum within the shock front. Also he showed that the entropy increases across the shock wave with respect to the upstream Mach number and particle density. Hamad [11] worked on the effects of the Prandtl number on the behavior of entropy across an ordinary shock. He presented a solution for a simple gas and found that the entropy decreases with increasing viscosity, but oppositely, it

*The text was submitted by the authors in English.

**E-mail: h_cavus@comu.edu.tr

increases with increasing values of heat-conductivity and the upstream Mach number.

Vandegriff et al. [12] developed a model to predict the arrival of the interplanetary shocks at the Earth. Liu et al. [13] studied the shock wave that happened after the CME of December 13, 2006 using the STEREO, Ulysses, and ACE data. Çavuş [14, 15] (hereafter Paper I and II) studied the effects of viscosity by developing a new algorithm. In Paper I the mechanism and formation of the shock wave were given. In Paper II the model was applied to the December 13, 2006 CME in order to find the downstream values of the physical parameters. The main purpose of this article, unlike the previous papers, is to investigate the behavior of entropy for the shock wave in the solar wind after the December 13, 2006 CME. To define this type of shock process, the Navier–Stokes equations should be solved. Mathematically this type of process can be approximated by the hydrodynamic case. In this procedure, the viscous behavior of a fluid can be described by using the Reynolds number as in Papers I and II. The results will be compared with other similar works in Section 4, together with a discussion and conclusion.

2. PHYSICAL FORMULATION OF THE PROBLEM

2.1. Basic Physical Properties

The physical structure of the solar atmosphere is made up of complex plasma, in which magnetic and plasma pressures play important roles of interchanging dominance. The dominance of these forces is determined by the plasma β . This coefficient takes different values as a function of the magnetic field. Gary [16] stated that it has greater values ($\beta > 1$) for the solar wind acceleration region, theoretically equal to infinity. Matthaeus et al. [17] gave its value as 44 to infinity in their study. Therefore, one can easily say that gas pressure in the dynamics of fluid and gas plays a very crucial role in the dynamics of the solar wind [18].

A CME can be identified by the profiles of the density, pressure, temperature, and velocity. We use the shock wave that occurred after the CME of December 13, 2006. Complementary upstream parameters of this shock can be obtained from the ACE mission and are given in Table 1 [13]. This CME has been one of the biggest since the Halloween storm that happened in 2003. The purpose of this study is to calculate the behavior of entropy by using the algorithm and the results given in Papers I and II for the shock wave driven by the December 13, 2006 CME.

As noted above, the local sound speed in the interplanetary medium is about 100 km s^{-1} [7], therefore,

Table 1. Upstream physical parameters after the shock of the December 13, 2006 CME [13]

n_1, cm^{-3}	p_1, nPa	T_1, K	$u_1, \text{km s}^{-1}$	β_1
1.8	0.982	1.5×10^5	573	1.17×10^7

a shock wave can arise in this region, with the values given in Table 1.

2.2. Entropy Formulation

To calculate the behavior of the entropy across the shock wave, we consider the entropy equation [19],

$$T \delta S = \delta e + p \delta(1/\rho), \quad (1)$$

where T , δ , e , p , and ρ indicate the temperature, small changes, internal energy, pressure, and density respectively. The internal energy can be defined as $e = h - p/\rho$ using enthalpy h . For a perfect gas, equation (1) can be rewritten as

$$\delta S = c_v \delta \ln \frac{p}{\rho} - R \delta \ln \rho. \quad (2)$$

$c_v = R/(\gamma - 1)$ and R denote the specific heat at constant volume and the gas constant respectively. Equation (2) can be rewritten using the definition of $R = c_p - c_v$ in terms of specific heat at constant pressure (i.e., $c_p = \gamma R/(\gamma - 1)$) as follows

$$\delta S = c_v \delta \ln p - c_p \delta \ln \rho. \quad (3)$$

The last equation defines S up to a constant, which is chosen such that, assuming $c_v = \text{const}$, equation (3) becomes

$$S = c_v \ln(p/\rho^\gamma). \quad (4)$$

In the last equation γ denotes the ratio of specific heats (c_p/c_v), and its value is equal to $5/3$ for a monatomic gas. The upstream value of entropy for the shock wave driven by the December 13, 2006 CME can be calculated using the values of the physical parameters given in Table 1.

2.3. General Equation

The values of plasma β

$$\beta = \frac{p_{\text{gas}}}{p_{\text{mag}}} \quad (5)$$

are greater in the solar wind [16–18, 20]. Therefore, gas pressure plays a more important role than the magnetic field. The solar wind can mostly be driven by gas pressure at a high temperature. The problem becomes similar to the hydrodynamic case as it was given in the works of Parker [21, 22] and Holzer and Axford [23].

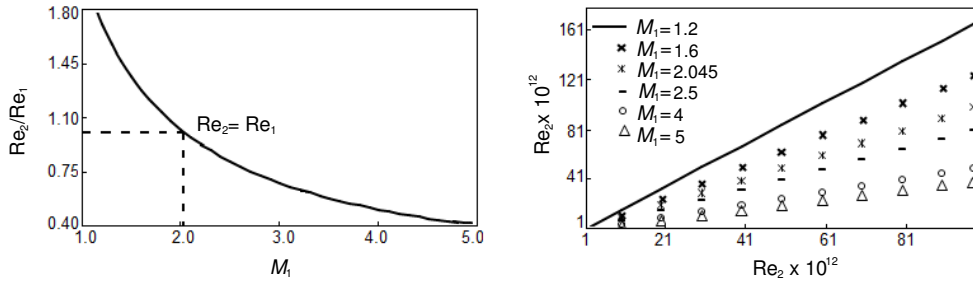


Fig. 1. The upstream dependences of the downstream Reynolds number (Re_2) with respect to M_1 (left) and Re_1 (right).

Table 2. Changes of entropy for different values of M_1 and Re_2/Re_1

	$M_1 = 1.2$	$M_1 = 1.6$	$M_1 = 2.045$	$M_1 = 2.5$	$M_1 = 4$	$M_1 = 5$
	$Re_2/Re_1 = 1.704$	$Re_2/Re_1 = 1.278$	$Re_2/Re_1 = 1$	$Re_2/Re_1 = 0.818$	$Re_2/Re_1 = 0.511$	$Re_2/Re_1 = 0.409$
$S_2 - S_1$	0.06	0.80	2.25	4.57	11.97	16.37

The physical formulation of the present problem will be in a structure similar to the one given in Paper I. For a compressible viscous shock wave in a steady flow, the general equation for the compression rate (i.e., ratio of downstream to upstream density) was obtained as (Paper I)

$$\left[\left(\frac{1}{2} - \frac{4}{3} \frac{1}{Re_1} \right) (\gamma - 1) M_1^2 + 1 \right] \kappa^2 - \left[\left(1 - \frac{4}{3} \frac{1}{Re_1} \right) \gamma M_1^2 + 1 \right] \kappa + \left(\frac{\gamma + 1}{2} - \frac{4}{3} \frac{1}{Re_2} \right) M_1^2 = 0. \quad (6)$$

The subscripts 1 and 2 represent the upstream and downstream of the shock front respectively. In equation (6), Re_1 and Re_2 are the up- and downstream Reynolds numbers. κ and M_1 are the compression rate and the upstream Mach number. The values of M_1 , Re_1 , and Re_2 have great importance for the distributions of the downstream physical parameters. The general equation can be solved numerically by imposing appropriate conditions. According to Eselevich and Eselevich [24], γ satisfies the relation $5/3 < \gamma < 3$ for a collisionless shock front. Equation (6) and the Rankine–Hugoniot jump relations [25] should be used to find the downstream values of the physical parameters. Using equation (4), The entropy change can be expressed in terms of the pressure ratio and compression rate as follows:

$$S_2 - S_1 = c_v \ln \left[\frac{p_2}{p_1} \kappa^{-\gamma} \right]. \quad (7)$$

2.4. Value of the Downstream Reynolds Number in the Solar Wind

The Reynolds number (Re) also plays an important role in the dynamics of this region. Normally, it has greater values ($Re > 1$) in the solar wind. Re takes the values between 10^{12} and 10^{14} in the region of solar wind acceleration [4, 26]. In order to simplify the problem, the downstream Reynolds number Re_2 was expressed as a function of the adiabatic index, Re_1 , and M_1 , similar to Bruhn et al. [27] and Paper I. In the left panel of Fig. 1, the ratio Re_2/Re_1 is given as a function of M_1 . It decreases as the upstream Mach number increases, and the Reynolds number ratio is equal to unity (i.e., $Re_1 = Re_2$) at $M_1 \approx 2$ as shown in this figure. This value of M_1 is considered as the transition point from weak to strong shocks [14, 28].

The change of Re_2 with respect to Re_1 for different values of M_1 is given for a monatomic gas in the right panel of Fig. 1. The values of the upstream Reynolds number are taken from the literature as 10^{12} – 10^{14} for the solar wind region [4, 26]. Using these values, we show that Re_2 increases with the increasing values of Re_1 . On the other hand, another important result deduced from this plot is that Re_2 is larger for smaller values of M_1 .

3. BEHAVIOR OF ENTROPY FOR THE SHOCK WAVE AFTER THE CME OF DECEMBER 13, 2006

We attempted to apply the model to find the downstream values of the shock driven by the CME of December 13, 2006 through some special solutions of equations (6) and (7) and the Rankine–Hugoniot jump relations [25] using the method given in Paper I

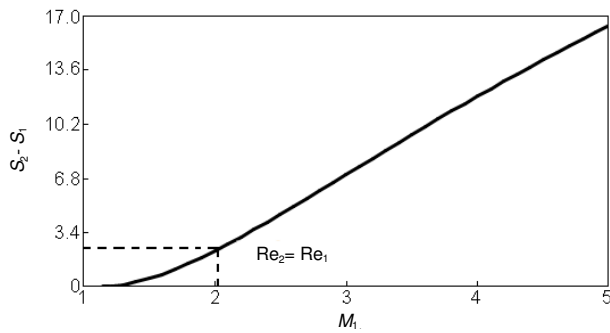


Fig. 2. Distribution of the entropy difference $S_2 - S_1$ as a function of M_1 .

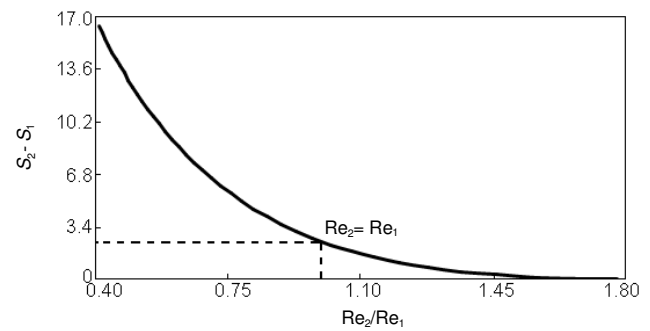


Fig. 3. Dependence of the entropy difference $S_2 - S_1$ on Re_2/Re_1 .

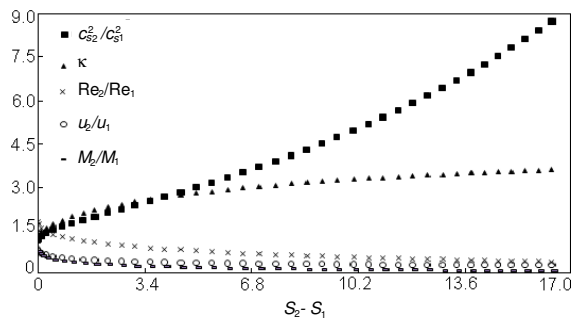


Fig. 4. Variations of some parameters with respect to the entropy difference $S_2 - S_1$.

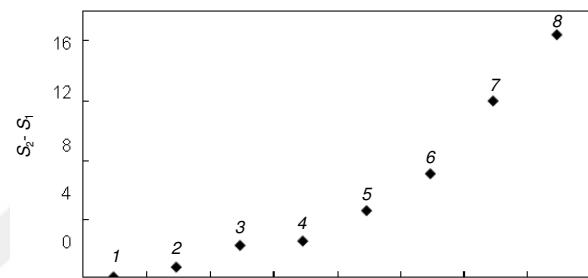


Fig. 5. Variation of the entropy difference with respect to the upstream Mach number: (1) $M_1 = 1.2$, $Re_2/Re_1 = 1.704$; (2) $M_1 = 1.6$, $Re_2/Re_1 = 1.278$; (3) $M_1 = 2$, $Re_2/Re_1 = 1.022$; (4) $M_1 = 2.045$, $Re_2/Re_1 = 1$; (5) $M_1 = 2.5$, $Re_2/Re_1 = 0.818$; (6) $M_1 = 3$, $Re_2/Re_1 = 0.682$; (7) $M_1 = 4$, $Re_2/Re_1 = 0.511$; (8) $M_1 = 5$, $Re_2/Re_1 = 0.409$.

and the results given in Paper II. The method was realized as an algorithm for the `Maple 9.5` system. The results for the behavior of entropy are presented in Table 2 and Figs. 2–5. In these calculations the upstream Reynolds number is taken as 10^{13} for the solar wind [4].

Table 2 presents the entropy variations for different values of the upstream Mach and Reynolds numbers. The distribution of $S_2 - S_1$ has a tendency to decrease with increasing values of the Reynolds number ratio. For higher values of Re_1 , $S_2 - S_1$ has larger values as expected. The critical value of the entropy difference was found to be equal to 2.25 for the turning point $M_1 = 2.045$, which equates the Reynolds number ratio to unity as in Fig. 1.

In Fig. 2 the dependence of the entropy change $S_2 - S_1$ on M_1 is given. It is seen that the entropy change is negative for smaller values of M_1 (i.e., $M_1 \leq 1.2$). This case violates the second law of thermodynamics (i.e., $S_2 - S_1 < 0$). Thus, the weak shock waves (i.e., $M_1 < 1.2$) are nearly isentropic. On the other hand, in Fig. 3 it has a tendency to decrease with the increasing Reynolds number ratio. The shock becomes isentropic for increasing values of Re_2/Re_1 .

Figure 4 shows the variations of some parameter ratios as functions of $S_2 - S_1$. The solid square symbols represent the ratio of the sound speeds in the downstream and upstream regions. It increases with the increasing values of the entropy difference. The triangles depict the dependence of the compression ratio. It has an increasing tendency for the increasing values of $S_2 - S_1$, similar to the sound speed ratio. However, the M_2/M_1 ratio, shown by dashed lines, has a decreasing tendency. The downstream-to-upstream velocity ratio is shown by circles. It has a decreasing tendency for the increasing values of the entropy difference. Similar to the speed ratio, the Reynolds number ratio is also inversely proportional to the entropy difference. All of these ratios are equal to unity for the isentropic case (i.e., $S_2 - S_1 = 0$). In other words, no shock occurs for $S_2 - S_1 = 0$, since $\kappa = 1$ (i.e., there is no compression).

In Fig. 5 the dependence of the entropy difference is represented with respect to M_1 (or the Reynolds number ratio). It has a tendency of growing with M_1 , similar to Fig. 2. The very weak shocks

(i.e., $M_1 < 1.2$) are again nearly isentropic. S_2 is very close to its upstream value. On the other hand, the variation is high for strong shocks ($M_1 > 2$). It has the tendency to decrease with the increasing Reynolds number ratio as in Fig. 3.

4. DISCUSSION AND CONCLUSION

In this work the main purpose was to apply the algorithm and results given in Papers I and II by using the shock wave that happened during the December 13, 2006 CME in order to evaluate the behavior of entropy during this solar activity. CMEs are the main demonstrations of solar activity. These events can not only generate geomagnetic storms but also drive shocks in the interplanetary space. The study of these events is very crucial for space weather purposes. With the current observational capabilities, it remains a very complicated task for the understanding of the key question, that is, the evolution of the physical parameters. When a CME explodes in the corona, there is a complex process involving magnetic and thermal energy besides the interaction with ambient gas. Magnetic pressure dominates near the Sun. Gas pressure becomes dominant beyond the Sun. Therefore, a hydrodynamic model can be applied to study CME driven shocks [16–18]. We analyzed the behavior of entropy for the shock wave that occurred on December 13, 2006 with a numerical 1D hydrodynamic model. The conclusions obtained from the model are presented item by item.

- The downstream values of the Reynolds number are larger for smaller values of M_1 .
- For the upstream Mach number (M_1) dependence, the entropy difference $S_2 - S_1$ increases with increasing M_1 . For very weak shocks of $M_1 < 1.2$, the shock becomes nearly isentropic.
- For the Re_2/Re_1 variations of entropy, the shock becomes isentropic for the increasing values of the Reynolds number ratio.
- For the dependence of the compression ratio κ , $S_2 - S_1$ has an increasing tendency for greater values of κ .
- For the sound speed ratio dependence, the entropy difference has a rapid growing behavior for the increasing values of the sound speed ratio.
- Unlike κ and the sound speed ratio variations, $S_2 - S_1$ decreases for the increasing Mach number and fluid velocity ratios.

In Paper II it was found that the downstream values of the physical parameters (such as the density of about 6 cm^{-3}) fit the $M_1 \approx 4.5$ case in comparing

Table 3. Downstream physical parameters after the shock of the December 13, 2006 CME

M_1	Re_2/Re_1	n_2, cm^{-3}	$u_2, \text{km s}^{-1}$	p_2, Pa
4.5	0.45	6.27	131	2.4×10^{-8}

the result with the study of Liu et al. [13]. With the use of this result, the complete list of the downstream physical parameters is given in Table 3.

In comparing the behavior of entropy with the works of Hamad [10–11], a good concordance was found for the velocity dependence. He found a similar inverse proportionality with respect to velocity. Macek and Redaelli [29] estimated the entropy for the solar wind without a shock wave by analyzing the Helios spacecraft data. They verify the increase in entropy. In their other study, Redaelli and Macek [30] worked on the Lyapunov exponent and entropy of the solar wind and found both to be positive. Shock heating of the solar wind and the effects of entropy inhomogeneity on the density-temperature correlation in the solar wind were studied by Whang et al. [31] and Malara et al. [32] respectively. They gave the value of entropy of the same order as given in this present work. It was demonstrated that the model presented in this study gives close results with the literature.

ACKNOWLEDGMENTS

The author acknowledges with thanks the technical and computing support from the Research Foundation of the Çanakkale Onsekiz Mart University (project No. 2011/012).

REFERENCES

1. E. R. Priest, *Solar Magnetohydrodynamics*, (D. Riedel Publ. Company, Dordrecht, 2000).
2. S. K. Antiochos, C. R. De Vore, and J. A. Klimchuk, *Astrophys. J.* **510**, 485 (1999).
3. M. Stix, *The Sun*, (Springer, Berlin, 1991).
4. J. E. Borovsky and H. O. Funsten, *J. Geophys. Research Space Physics* **108**, SMP 13-1 (2003).
5. P. A. Sturrock and J. R. Spreiter, *J. Geophys. Research* **70**, 5345 (1965).
6. T. Suzuki, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **349**, 1227 (2004).
7. V. M. Nakariakov, L. Ofman, and T. D. Arber, *Astron. and Astrophys.* **353**, 741 (2000).
8. V. Eiselevich and M. Eiselevich, *Astrophys. J.* **761**, 68 (2012).
9. M. Morduchow and P. A. Libby, *J. Aeron. Sci.* **16**, 674 (1949).
10. H. Hamad, *Zeitschrift für angewandte Mathematik und Physik*, **49**, 827 (1998).
11. H. Hamad, *Acta Mechanica* **140**, 65 (2000).

12. J. Vandegriff, K. Wagstaff, G. Ho, and J. Plauger, *Advances Space Research* **36**, 2323 (2003).
13. Y. Liu, J. G. Luhmann, R. Müller-Mellin, et al., *Astrophys. J.* **689**, 563 (2008).
14. H. Çavuş, *Advances in Astronomy* **2013**, 1 (2013).
15. H. Çavuş, *Astrophysical Bulletin* **70**, 117 (2015).
16. G. A. Gary, *Solar Phys.* **203**, 71 (2001).
17. W. H. Matthaeus, S. Ghosh, S. Oughton, and D. A. Roberts, *J. Geophys. Research* **101**, 7619 (1996).
18. J. A. González-Esparza, P. Corona-Romero, and E. Aguilar-Rodríguez, in *Proc. XXIX Int. Conf. on Phenomena in Ionized Gases* (Cancun, Mexico, 2009).
19. P. Wesseling, *Principles of Computational Fluid Dynamics* (Springer, Berlin, 2001).
20. D. Tsiklauri, V. M. Nakariakov, and T. D. Arber, *Astron. and Astrophys.* **395**, 285 (2002).
21. E. N. Parker, *Astrophys. J.* **128**, 664 (1958).
22. E. N. Parker, *Astrophys. J.* **134**, 20 (1961).
23. T. E. Holzer and W. I. Axford, *Annual Rev. Astron. Astrophys.* **8**, 31 (1970).
24. M. V. Eselevich and V. G. Eselevich, *Astronomy Reports* **55**, 359 (2011).
25. Y. B. Zel'dovich and Y. P. Raizer, *Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena* (Dover Publications Inc., New York, 2002).
26. I. Veselovsky, *Astrophys. and Space Sci.* **277**, 219 (2001).
27. F. C. Bruhn, K. Pauly, and V. Kaznov, in *Artificial Intelligence, Robotics, and Automation in Space*, Ed. by B. Battrick, ESA SP-603, id. 46.1 (2005).
28. Z. U. A. Warsi, *Fluid Dynamics: Theoretical and Computational Approaches*, 2nd ed. (CRC Press, Boca Raton Fla., 1998).
29. W. M. Macek and S. Redaelli, *Phys. Rev. E* **62**, 6496 (2000).
30. S. Redaelli and W. M. Macek, *Planetary Space Sci.* **49**, 1211 (2001).
31. Y. C. Whang, S. Liu, and L. Burlaga, *J. Geophys. Research*, **95**, 18769 (1990).
32. F. Malara, L. Primavera, and P. Veltri, *Phys. Rev. E*, **59** 6023 (1999).