

T.C.
ÇANAKKALE ONSEKİZ MART ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
YÜKSEK LİSANS TEZİ

PLAZMA FİZİĞİNDE MANYETOHİDRODİNAMİK
ŞOK DALGALARI VE EĞİK YOĞUNLUK
ARAYÜZLERİNDE KIRILMALARI

Beytullah Emre ÇIĞRIKÇI

Fizik Anabilim Dalı

Tezin Sunulduğu Tarih: **20/07/2011**

Tez Danışmanı:

Yrd. Doç. Dr. Hüseyin ÇAVUŞ

ÇANAKKALE

YÜKSEK LİSANS TEZİ SINAV SONUÇ FORMU

BEYTULLAH EMRE ÇIĞRIKÇI tarafından **YRD. DOÇ. DR. HÜSEYİN ÇAVUŞ** yönetiminde hazırlanan **“PLAZMA FİZİĞİNDE MANYETOHİDRODİNAMİK ŞOK DALGALARI ve EĞİK YOĞUNLUK ARAYÜZLERİNDE KIRILMALARI”** başlıklı tez tarafımızdan okunmuş, kapsamı ve niteliği açısından bir Yüksek Lisans tezi olarak kabul edilmiştir.

Tez Danışmanı

Yrd. Doç. Dr. Hüseyin Çavuş

Jüri Üyesi

Doç. Dr. Hilal GÖKTAŞ

Jüri Üyesi

Yrd. Doç. Dr. Özlem Kocahan YILMAZ

Sıra No:

Tez Savunma Tarihi: 20 Temmuz 2011

Prof. Dr. İsmet KAYA

Müdür

Fen Bilimleri Enstitüsü

Hazırlanan bu Yüksek Lisans Çanakkale Onsekiz Mart Üniversitesi Bilimsel Araştırma Projesi (BAP) tarafından 2011/12 no’lu projeden desteklenmiştir.

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.

Beytullah Emre ÇİĞRIKÇI

TEŞEKKÜR

Bu tezin hazırlanmasındaki her aŐamada yardımlarını esirgemeyen, yoğun olduğu zamanlarda bile değerli vaktini bana ayıran ve yol gosterici olan danışman hocam Yrd. Doç. Dr. Hüseyin ÇAVUŞ'a, çalıŐmalarım esnasında uzaklık tanımadan internet üzerinden büyük yardımlarını gördüğüm, önemli ve yararlı tartışmalarda bulunduğum, Prof. Dr. Eric PRIEST'e teşekkür ve minnetlerimi sunarım.

Fizik bölümünde yüksek lisans yapmakta olan tüm arkadaşlarıma ve özellikle iyi ve kötü günlerde her zaman yanımda olan ev arkadaşım Ramazan MİKEL' e teşekkürü bir borç bilirim.

Eđitimim esnasında bana her zaman destek olan teyzem Türkan SÖĐÜT' e, Hülya CENİK' e ve Bahattin CENİK' e teşekkür ederim.

Ayrıca bana her zaman maddi manevi destek olan ve benim bu günlere gelmemde gösterdikleri sabır ve fedakarlıktan dolayı biricik ailem babam Rahmi ÇIĞRIKÇI, annem Gülseren ÇIĞRIKÇI ve bitanecik kardeşim Esra ÇIĞRIKÇI' ya Őükranlarımı sunarım.

Beytullah Emre ÇIĞRIKÇI

SİMGELER VE KISALTMALAR LİSTESİ

\vec{V} : Hız

V_x : Hızın x bileşeni

V_y : Hızın y bileşeni

V_1 : Şoktan önceki hız

V_2 : Şoktan sonraki hız

\vec{B} : Manyetik alan

B_x : Manyetik alanın x bileşeni

B_y : Manyetik alanın y bileşeni

B_z : Manyetik alanın z bileşeni

p : Basınç

ρ : Yoğunluk

\vec{T} : Toplam stres tensörü

\vec{u} : Toplam enerji akı yoğunluğu

u_x : Toplam enerji akı yoğunluğunun x bileşeni

U : Toplam enerji yoğunluğu

\vec{I} : Benzerlik tensörü

μ_0 : Manyetik geçirgenlik

B_1 : Şoktan önceki manyetik alan

B_2 : Şoktan sonraki manyetik alan

B_1 : Şoktan önceki manyetik alan

ρ_1 : Şoktan önceki yoğunluk

ρ_2 : Şoktan sonraki yoğunluk

P_1 : Şoktan önceki basınç

P_2 : Şoktan sonraki basınç

B_{1x} : Şoktan önceki manyetik alanın x bileşeni

B_{2x} : Şoktan sonraki manyetik alanın x bileşeni

B_{1y} : Şoktan önceki manyetik alanın y bileşeni

B_{2y} : Şoktan sonraki manyetik alanın y bileşeni

V_{1x} : Şoktan önceki hızın x bileşeni
 V_{1y} : Şoktan önceki hızın y bileşeni
 V_{2x} : Şoktan sonraki hızın x bileşeni
 V_{2y} : Şoktan sonraki hızın y bileşeni
 γ : Özısılar oranı
 r : Sıkışma oranı
 M : Mach sayısı
 V_A : Alfven hızı
 V_s : Ses hızı
 s : Entropi
 T_1 : Şoktan önceki sıcaklık
 T_2 : Şoktan sonraki sıcaklık
 β : Gaz basıncının manyetik basınca oranı
 λ : Şok sonrası ortamın yoğunluğunun şok öncesi ortamın yoğunluğuna oranı
 I : Gelen dalga
 RS : Yansıyan-yavaş dalga
 RI : Yansıyan-orta dalga
 RF : Yansıyan-hızlı dalga
 TS : Geçen-yavaş dalga
 TI : Geçen-orta dalga
 TF : Geçen-hızlı dalga
 ϕ_{RS} : Şok normalini ile RS arasındaki açı
 ϕ_{RI} : Şok normalini ile RI arasındaki açı
 ϕ_{RF} : Şok normalini ile RF arasındaki açı
 ϕ_{TS} : Şok normalini ile TS arasındaki açı
 ϕ_{TI} : Şok normalini ile TI arasındaki açı
 ϕ_{TF} : Şok normalini ile TF arasındaki açı
 η : manyetik alan sıfır olduğunda plazma betası
 P' : Şoktan önceki basınç
 ρ' : Şoktan önceki yoğunluk

B' : Şoktan önceki manyetik alan

B'_x : Şoktan önceki manyetik alanın x bileşeni

B'_y : Şoktan önceki manyetik alanın y bileşeni

V' : Şoktan önceki hız

V'_x : Şoktan önceki hızın x bileşeni

V'_y : Şoktan önceki hızın y bileşeni

θ : Akış ile şok normali arasındaki açı

ÖZET

PLAZMA FİZİĞİNDE MANYETOHİDRODİNAMİK ŞOK DALGALARI VE YOĞUNLUK ARAYÜZLERİNDE KIRILMALARI

Beytullah Emre ÇİĞRIKÇI

Çanakkale Onsekiz Mart Üniversitesi

Fen Bilimleri Enstitüsü

Fizik Anabilim Dalı Yüksek Lisans Tezi

Danışman: Yrd. Doç. Dr. Hüseyin ÇAVUŞ

Bir şok cephesi herhangi bir yoğunluk arayüzüne (farklı yoğunluklu iki akışkanın birleşme noktası) çarptığında tıpkı ışık ışınlarının optikte davrandığı gibi yansıma ve kırılmaya (arayüzün diğer tarafına geçmesi) uğrar. Manyetik alanın olmadığı durumda gelen şok cephesi de hesaba katıldığında literatürde üçlü dalga yapısı olarak da bilinen yapı ortaya çıkar. Manyetik alan plazma fiziğinde akışkanların dinamiğinin incelenmesinde önemli bir yer tutmaktadır. Manyetik alanın dikkate alınması çözümleme süreçlerini zorlaştırabilmektedir. Manyetik alan hesaba katıldığında durum diğer manyetohidrodinamik dalgalarda olduğu gibi yansıyan ve geçen cepheler hızlı-orta-yavaş bileşenlere sahip olur ve yedili dalga yapısı olarak bilinen yapı meydana gelir. Pratikte yavaş ve orta cephelerin konumları birbirine çok yakın olduklarından tek bir cephe gibi kabul edilir ve beşli dalga yapısı oluşur. Bu tez çalışmasında beşli dalga yapısı içerisinde zayıf şoklar için ($r=1.1$ alınarak) plazmanın akışı incelenmiştir. Ayrıca MHD akış ile aynı hız özelliklerine sahip hidrodinamik akış da incelenmiştir.

Manyetik alanlı durumun incelenmesi sonucunda yansıyan ve geçen şok cepheleri arasında kalan bölgede, literatürde arayüz kararsızlıkları olarak da bilinen, Richtmyer-Meshkov, Rayleigh-Taylor ve Kelvin-Helmholtz kararsızlıklarının ortaya çıkabileceği bulunmuştur. Hatta kararsızlığın ilerleyen safhalarında yoğunluk arayüzünün türbülanslı karışımının oluşabileceği de tahmin edilmiştir.

Anahtar Sözcükler: MHD, MHD şok dalgaları, Yoğunluk arayüzleri, Şok dalgalarının yansıması, Şok dalgalarının kırılması, Nümerik Hesap

ABSTRACT

THE INVESTIGATION OF MAGNETOHYDRODYNAMICS SHOCK WAVES REFRACTIONS AT AN OBLIQUE DENSITY INTERFACES IN THE PLASMA PHYSICS

Beytullah Emre ÇIĞRIKÇI

Canakkale Onsekiz Mart University

Graduate School of Science and Engineering

Chair for Physics Thesis of Master of Science

Advisor: Assist.Prof.Dr. Hüseyin ÇAVUŞ

When a shock front hits to the density interface (a junction of two fluid of different densities), it both reflects and refracts similar to the behaviours of light beams in optics. Together with incident shock front, the structure appears known as the triple wave in the literature. Magnetic field has an important role for the dynamics of fluids in the plasma physics. Analysing processes get hard when the magnetic field is taken into consideration. Similar to other magnetohydrodynamics waves the reflected and refracted fronts have fast-middle-slows components, and the structure appears known as septuple-wave. The middle and slow fronts are were close therefore they can be accepted as one front and the quintuple wave structure occurs. In this present thesis, the flow of plasma was studied in the quintuple wave structure formed by density interfaces for weak shocks (i.e. $r=1.1$). In addition, the hydrodynamics flows having same flow characteristic to MHD is also studied.

From the investigation of magnetized case, it is found that some instabilities known as interface instabilities in the fluid literature (such as, Richtmyer-Meshkov, Rayleigh-Taylor and Kelvin-Helmholtz) can arise in the region between reflected and transmitted shock fronts. Moreover, it is also estimated that, there may be turbulent mixing of the density interface for the progressing phases of instabilities.

Keywords: MHD, MHD Shock Waves, Density Interfaces, Shock Wave Refraction, Shock Wave Reflection, Numerical Calculation

İÇERİK	<u>Sayfa</u>
TEZ SINAV SONUÇ BELGESİ.....	ii
İNTİHAL (AŞIRMA) BEYAN SAYFASI.....	iii
TEŞEKKÜR.....	iv
SİMGELER VE KISALTMALAR.....	v
ÖZET.....	viii
ABSTRACT.....	ix
BÖLÜM 1-GİRİŞ.....	1
1.1 Ses Dalgasının Oluşumu.....	1
1.2 Şok Dalgasının Oluşumu.....	1
1.3 Şok Dalgasının Geometrisi.....	4
1.4 Şok Dalgalarının Oluştığı Fiziksel Ortamlar ve Manyetik Alanın Varlığına Göre Türleri.....	5
BÖLÜM 2- ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR.....	7
2.1 Şok Dalgasının Oluşumu ve Fiziksel Yapısı İle İlgili Çalışmalar.....	7
2.2 Şok Cephelerinin Eğik Yoğunluk Arayüzlerindeki Davranışlarının İncelendiği Çalışmalar	9
2.2.1 Üçlü Dalga Yapısı.....	9
2.2.2 Yedili Dalga Yapısı.....	11
2.2.3 Beşli Dalga Yapısı.....	11
BÖLÜM 3- MATERYAL VE YÖNTEM.....	15
3.1 Plazmanın Tanımı ve Gösterim Biçimleri.....	15
3.2 MHD Şok Dalgaları.....	16
3.2.1 Paralel Şok Dalgaları.....	19
3.2.2 Dik MHD Şok Dalgaları.....	22
3.2.3 Eğik MHD Şok Dalgaları.....	25
BÖLÜM 4- ARAŞTIRMA BULGULARI VE TARTIŞMA.....	31

4.1 MHD Şoklarda Plazmanın Hareketi	32
4.1.1 MHD Şoklarda Yoğunluk Arayüzünün Üst Kısımında (Yansımanın Olduğu Bölgede) Plazmanın Hareketi	32
4.1.1.1 Şok Cephesi-I' daki Plazmanın Hareketi.....	33
4.1.1.2 Şok Cephesi-RF' deki Plazmanın Hareketi.....	35
4.1.1.3. Şok cephesi-RS' deki Plazmanın Hareketi.....	37
4.1.2 MHD Şoklarda Yoğunluk Arayüzünün Alt Kısımında (Kırılmanın Olduğu Bölgede) Plazmanın Hareketi	38
4.1.2.1 Şok Cephesi-TF' deki Plazma Hareketinin İncelenmesi.....	39
4.1.2.2 Şok Cephesi-TS' deki Plazma Hareketinin İncelenmesi.....	41
4.2 Hidrodinamik Şoklarda Akışkanın Hareketi	43
4.2.1 Hidrodinamik Şoklarda Yoğunluk Arayüzünün Üst Kısımında (Yansımanın Olduğu Bölgede) Akışkan Hareketi	44
4.2.1.1 Şok Cephesi-I' daki Akışkan Hareketi.....	44
4.2.1.2 Şok Cephesi-R' deki Akışkan Hareketi.....	45
4.2.2 Hidrodinamik Şoklarda Yoğunluk Arayüzünün Alt Kısımında (Kırılmanın Olduğu Bölgede) Akışkan Hareketi	46
BÖLÜM 5- SONUÇLAR VE ÖNERİLER	49
5.1 Manyetohidrodinamik Duruma Ait Sonuçlar	49
5.2 Hidrodinamik Duruma Ait Sonuçlar	51
5.3 Öneriler	52
KAYNAKLAR	53
Ekler	I
Çizelge Listesi	VII
Şekil Listesi	VIII
Özgeçmiş	X

BÖLÜM 1**GİRİŞ****1.1. Ses Dalgasının Oluşumu**

Titreşimli bir kaynağın, kendini çevreleyen ortamda oluşturduğu değişken basıncın devimine ses dalgası denir. Bir başka deyişle ses kaynağından çıkan titreşim enerjisinin oluşturduğu sarsıntıya şekil değişikliğine ses dalgası denir. Ses dalgaları katı, sıvı ve gaz gibi maddesel ortamlarda yayılabilir. Boşlukta maddesel ortam yani tanecikler olmadığı için ses boşlukta yayılmaz. Bunun nedeni de ses kaynaklarının titreşimi sonucu yaydıkları titreşim enerjilerinin yayılabilmesi için taneciklere ihtiyaç vardır. Boşlukta tanecik olmadığı için ses kaynağının titreşim sonucu yaydığı titreşim enerjisi taşınmaz ve ses yayılamaz.

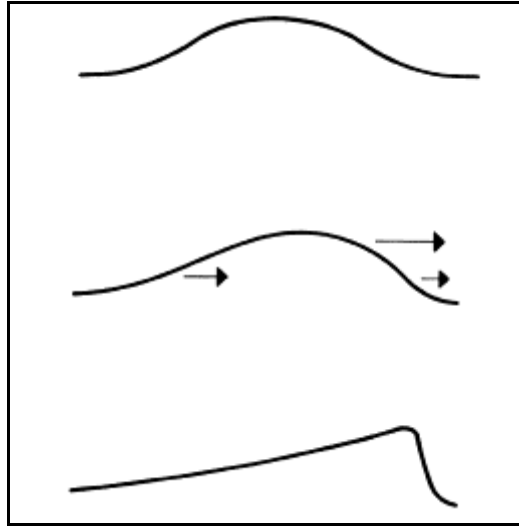
Ses dalgasının yayılma hızını bakılırsa bazı etkenlere bağlı olduğu görülür. Bunlardan birincisi sesin yayılma hızı ortamın sıcaklığına bağlıdır. Sıcaklık arttıkça sesin o ortamdaki yayılma hızıda artar. İkinci olarak sesin yayılma hızı ortamın cinsine bağlıdır. Ses katı maddelerde en hızlı, gaz maddelerde ise en yavaştır. Son olarak sesin yayılma hızı ortamın yoğunluğuna bağlıdır. Ortamın yoğunluğu arttıkça sesin yayılma hızı da artar.

Hareketli ses kaynağının hızı, sesin yayılma hızını geçince, ses, patlama sesi olarak duyulur. Bu durumda dalga ışın gibi konik bir alana yayılır ve şok dalgaları olarak isimlendirilir. Böyle durumlarda sesin yayılma hızının kaynağın yayılma hızına oranına Mach sayısı denir ($M=V/C_s$). Bu şok dalgaları manyetik alanın varlığında Manyetohidrodinamik şok dalgaları adını alır. MHD şok dalgaları Bölüm 3' te detayları ile verilecektir.

1.2. Şok Dalgasının Oluşumu

Şok dalgaları diğer bir deyişle şoklar makroskobik parametrelerde ani değişimlerin olduğu katmanlarda oluşur. Akışkanın bir denge durumundan diğer bir denge durumuna geçtiği geçiş katmanları olarak da tanımlanan şok dalgaları gazların anlık sıkışmaları olarak da bilinir (Priest, 2000).

Dalga yayılımını incelemek için maddenin gaz fazda olduğu ve ısı iletimin olmadığı varsayılır. Gaz tek düze (uniform) yapıda ise dalga ses hızı ile yayılır ve dalganın herbir parçası aynı hızla hareket ettiğinden dalga yapısı da sabit kalır (Priest, 2000). Bununla birlikte ses dalgası sınırlı genliğe sahip olduğundan ses dalgasının tepesi şekilde de görüldüğü üzere daha hızlı hareket eder (Şekil 1.1). Bu yüzden lineer olmayan terimler (basınç, yoğunluk, sıcaklık ve hız) diğer bir deyişle makroskobik parametreler ani değişikliklere uğrar. Bu sabit dalga yapısı şok dalgası olarak adlandırılır.

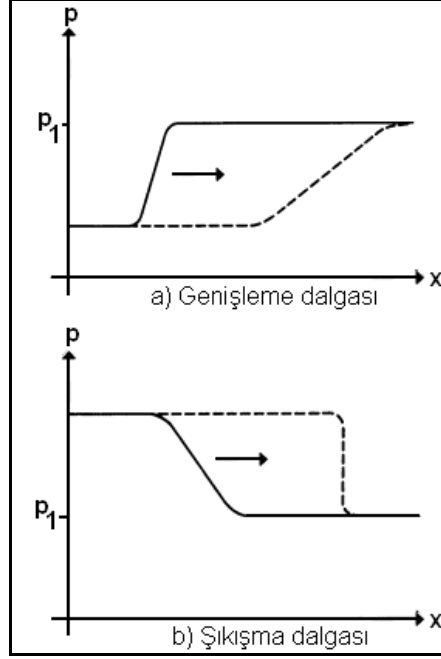


Şekil 1.1. Sonlu-genlikli dalga profiline şok dalgasını oluşturmak üzere dikleşmesi (Priest, 2000).

Hıza göre sınıflandırma yapılmak istenirse: Şok dalgasının hızı ses hızından çok fazla ise şok güçlü şok olarak adlandırılır. Fakat şok dalgasının hızı ses hızından birazcık fazlaysa zayıf şok adını alır (Johnson, 1998; Priest, 2000). Şoklarda diğer bir öncelikli parametre de r ile gösterilen sıkışma oranıdır. Sıkışma oranı $1.1 < r < 4$ aralığında değerler alır. r alt limit değere ne kadar yaklaşırsa şok o kadar zayıf olacaktır. Bu limitler şu şekildedir: İkiye kadar zayıf şok ikiden dörde kadar ise güçlü şok oluşur.

Şok dalgaları gazların anlık sıkışmaları olarak da tanımlanır. Bu sıkışma enerjisi gazın kinetik enerjisinden gelmektedir. Şok dalgaları enerji taşır. Bir alt bölümde detayları verilecek olan şok dalgalarının yüzeylerinde (cephelerinde) enerji kayıpları söz konusudur. Bu kayıplar enerjinin bir kısmının ısıya dönüştüğünü işaret etmektedir. Diğer bir deyişle

şok dalgası geçerken parçacıkların çarpışması, basıncın artması veya gazın ısıtılması gibi nedenlerden dolayı düzenli akış enerjisi düzensiz bir biçimde oluşan termal enerjiye dönüşür.



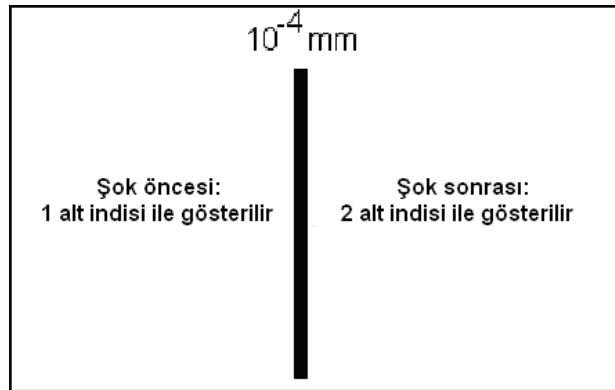
Şekil 1.2. $x=0$ noktasından hareket ettirilen piston için basınca ait profilin değişimi (Priest, 2000). a) $x<0$: Genişleme dalgası, b) $x>0$: Sıkışma dalgası

Şimdi şok dalgasının oluşumu incelenmek istenirse: İçi gaz dolu uzun bir tüp düşünülün (Priest, 2000). Burada amaç bu tüpün duvarlarını hareket ettirerek ses dalgası oluşturmaktır. Başlangıçta içi gaz dolu uzun tüpün pistonu tüpün sonuna doğru sabit hızla itilsin (Şekil 1.2.b). Piston tüpün içine doğru daha da itilirse sıkıştırılmış dalga oluşur. Sıkıştırılmış dalga basınç daha da arttıkça şok dalgası haline gelir. Eğer piston geri çekilirse genişlemiş dalga oluşur (Şekil 1.2.a) ve pistondaki ilk konumdan gaz içine doğru hareket olur. Basıncıdaki düşüş genişlemiş dalganın oluşmasını sağlar. Bununla birlikte lineer olmayan etkiler dalgayı düzleştirip yayar ancak şok dalgası oluşmaz (Şekil 1.2.a). Bu durum Şekil 1.2'nin a ve b kısımlarında kesikli çizgi ile gösterilmiştir. a kısmında görüldüğü gibi kesikli çizgiler dikleşmemekte iken b kısmında dikleşmektedir. Bu dikleşme şok dalgasının oluştuğunu göstermektedir.

1.3. Şok Dalgasının Geometrisi

Maddenin dördüncü hali olarak da tanımlanan plazma, gaz fazdan sonra yüksek enerjiler verilerek elde edilmiş yüklü iyonlar ve yüksüz parçacıklar topluluğu olarak tanımlanabilir. Bu özelliğinden dolayı plazma ısı ve elektromanyetik alan etkisiyle hareket ettirilebilir ve tuzaklanabilir. Şokun kalınlığının detaylarını ve içyapıyı belirlemek uygulamada oldukça karışıktır. Örneğin termal iletim ve viskozite etkileri eklendiğinde elektronların sıcaklığı artar ve çoğu kez sızma olur. Daha sonra enerjilerini iyonlarla paylaşırlar. Eğer şoka uğramamış gazın tamamı iyonlardan oluşmuyorsa şokun içindeki iyonlaşma etkisi hesaba katılmalıdır.

Şok cephesi gerçekte çok ince bir geçiş bölgesidir. Yaklaşık tahmini kalınlığı 10^{-4} mm civarındadır. Şekil 1.3'de de gösterildiği gibi 10^{-4} mm'lik bir mesafede sıkışmış gaz ortamı ikiye ayırır. Şekilde verilen şok dalgasına ait geometri incelenirse şok cephesinin ayırdığı iki ortam olduğu görülür. Bunlar şok öncesi ve şok sonrası ortamlardır. Burada 1 alt indisi şok öncesini 2 alt indisi ise şok sonrası gösterir (Streeter ve Wylie, 1994; Johnson, 1998; Priest, 2000). Şoktan önceki ortamdaki gazın hızı (V_1) bir önceki alt bölümde de anlatıldığı gibi şoka uğramış yani şoktan sonraki gazın hızına (V_2) kıyasla daha küçük olmalıdır ($V_2 < V_1$). Bu durum Bölüm 3'de detaylı bir biçimde anlatılacaktır.



Şekil.1.3. Şok cephesi: Şok cephesinden önceki ortam birinci bölge, sonraki ortam ise ikinci bölge olarak adlandırılır (Özgün).

1.3. Şok Dalgalarının Oluştuğu Fiziksel Ortamlar ve Manyetik Alanın Varlığına Göre Türleri

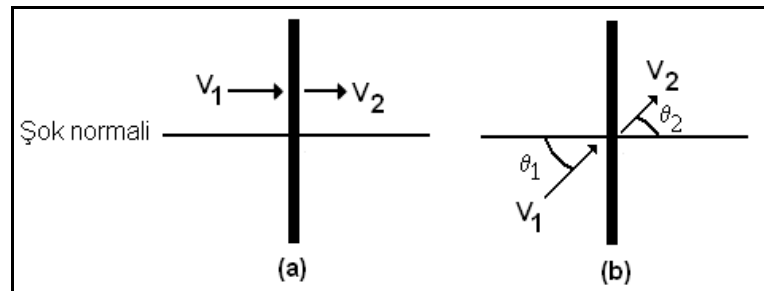
Boyuna mekanik dalgalar olan ve ses hızına göre karakterize edilen şok dalgaları yerel ses hızından daha büyük akış hızlarının bulunduğu aşağıda sıralanan fiziksel ortamlarda oluşurlar.

Güneş Kaynaklı Şoklar: Güneş'ten fişkıma (prominence), parlama ve patlama yoluyla yüksek hızlarla çıkan yüklü parçacıkların oluşturduğu şoklardır. Bunun yanında Güneş rüzgarıyla birlikte gelen yüklü parçacıkların, Dünya manyetosferi ile etkileştiği yerde "Bow Shock" oluşur.

Astrofiziksel Ortamlarda Oluşan Şoklar: Enerjinin yıldızlardan yıldızlar arası ortama taşındığı bu durumlar sırasıyla T Tauri yıldızları, gezegenimsi bulutsular, süpernova patlamaları, pulsar gibi sıkışık cisimlerin atmosferleri ve zonklayan (pulsasyon yapan) yıldızlardır.

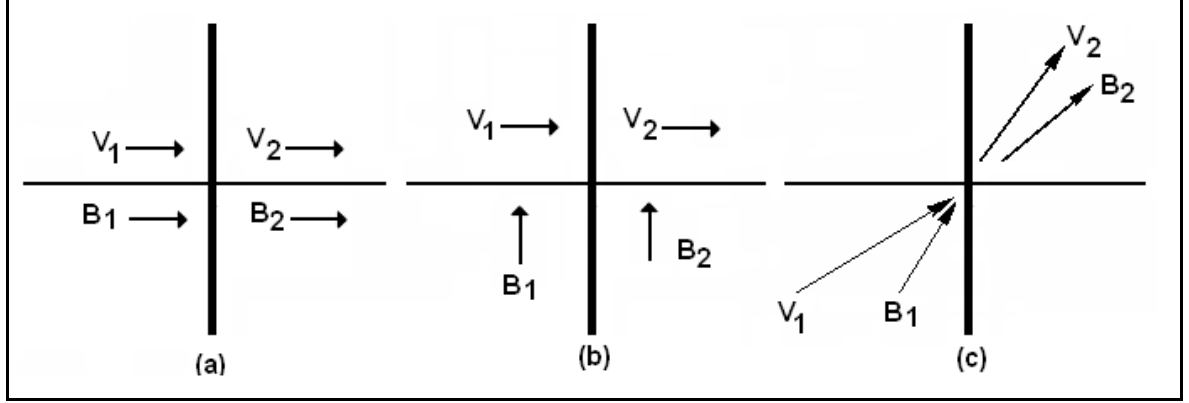
Uygulamada ise özellikle havacılık ve uçak mühendisliğinde sıklıkla şok dalgası ile karşılaşılır. Yerel ses hızından daha yüksek hızların olduğu durumlarda uçak-havacılık ve askeri sistemlerin kanat, kuyruk ve burun tasarımlarında önemli yer tutarlar. Ayrıca koronal kütle atımında oluşan şoklarda uygulanabilir.

Şok dalgaları manyetik alanın varlığına göre iki türe sahiptir. Bunlardan ilki manyetik alanın olmadığı hidrodinamik şok dalgalarıdır. İkinci grupta ise; adı, manyetik alanın olduğu ve elektromanyetik alanda yüklü akışkanların dinamiğini inceleyen bilim dalı olan manyetohidrodinamikten (kısaca MHD, Alfven, 1942) gelen MHD şok dalgalarıdır.



Şekil 1.4. Hidrodinamik şok dalgaları (Choudhuri, 1998): (a) Dik, (b) Eğik şoklar.

Hidrodinamik şok dalgaları, gelen akış hızının şok cephesinin normaliyle durumuna göre iki türe ayrılır. Bunlar Şekil 1.4’de de verilen, şok cephesine 90° açıyla gelen (normale paralel) dik şoklar ve belirli bir açıyla gelen eğik şoklardır.



Şekil 1.5. MHD şok dalgaları: (a) Paralel, (b) Dik ve (c) Eğik şoklar (Özgün).

Manyetik alanın varlığında ortaya çıkan MHD şok dalgalarının geometrisi, şok cephesinden önceki manyetik alan vektörünün hem akış hızına ve hem de şok normaline göre durumuna bağlı olarak belirlenir. Buna göre eğer manyetik alan şok cephesinden önce ve sonra hem plazma akışına hem de şok normaline paralel ise paralel MHD şoklar oluşur. Eğer 90° açıyla bulunuyorsa dik MHD şoklar meydana gelir. Üçüncü ve en karışık durum olarak, manyetik alan akışa ve şok normaline göre belirli bir açıya sahip ise eğik şoklar oluşmaktadır (Priest, 2000).

Bilindiği gibi manyetik alan yüklü plazmanın hareketinin incelenmesinde çok önemli bir yere sahiptir. Bu tez çalışmasının başlıca amacı, MHD şok dalgalarının yapısını detaylı bir biçimde inceledikten sonra, yoğunluk arayüzlerinde şok cephesinin davranışları ve sonrasında oluşan beşli cephe yapısında plazmanın akışını incelemektir. Bu amaçtan yola çıkarak, şoklar hakkında literatür çalışması ve öncelikle hidrodinamik şok cephelerinin yoğunluk arayüzlerindeki davranışları (üçlü dalga yapısı) verildikten sonra manyetik alanın bu davranış üzerindeki etkileri (yedili ve beşli dalga yapıları) Bölüm 2’de anlatılacaktır. Plazmanın tanımı, gösterim şekilleri ve türleriyle beraber MHD şok dalgaları Bölüm 3’de “Materyal ve Yöntem” olarak detaylı bir biçimde incelenecektir. Eğik MHD şokların yoğunluk arayüzlerindeki davranışına ait olan beşli dalga yapısındaki plazmanın akış hareketi Bölüm 4’de ayrıntılı bir biçimde incelenecek ve oluşturduğumuz modelden elde

edilen veriler sunulacaktır. Son bölüm ise bulduğumuz sonuçların tartışılması, yorumlanması ve öneriler için ayrılmıştır.

BÖLÜM 2**ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR**

Kinetik gaz teorisinin özel bir durumu olarak ortaya çıkan ve plazmanın gösterim biçimlerinden biri olan (Çavuş, 2007) manyetohidrodinamik (MHD) kavramı, kelimenin etimolojik olarak incelenmesinden ortaya çıkacağı gibi elektromanyetik alanda yüklü akışkanların dinamiğinin incelenmesi olarak tanımlanabilir (Alfvén, 1942). Herhangi bir fiziksel ortamın akışkan olarak tanımlanabilmesi için, gaz fazda parçacıklar arası mesafenin çok kısa hatta ortamın sürekli olması gerekmektedir. Hareketin tanımlanmasına ait denklemler, ilk defa Bernoulli tarafından ortaya atılan kinetik teori kavramına ait denklemlerin (Maxwell-Boltzman) integralleri (momentleri) alınarak bulunabilir.

Plazma dinamiğinin incelenmesinde önemli bir yer tutan şoklar, değişik yönleri ile literatürde çok fazla çalışılan ve ilgi gören bir konudur. Önceki çalışmalar olarak isimlendirilen bu bölümü; şok dalgasının oluşumu ve fiziksel yapısı ile eğik yoğunluk arayüzlerindeki davranışlarının incelendiği çalışmalar olmak üzere iki kısma ayırabiliriz.

2.1. Şok Dalgasının Oluşumu ve Fiziksel Yapısı ile İlgili Çalışmalar

De Hoffmann ve Teller (1950), düzlemsel MHD şok dalgalarının termodinamik kararlılığını inceledikleri çalışmalarında şok dalgalarının oluşum mekanizmalarını da anlatmışlardır. İdeal gaz içindeki sıkışmaya dayalı şok dalgalarının, manyetik alanın süreksizlik yüzeyine paralel olduğu durumlar için kararlı olduğunu göstermişlerdir. Sen (1956), sonsuz elektriksel iletkenlik durumu için plazmada normal (dik) MHD şok dalgalarını analiz ederek genel özelliklerini ortaya koymuştur. Manyetize olmamış durumda ise şok cephesinin daha geniş olduğunu söylemiştir. Ayrıca şok dalga açısının 45° 'den az olduğu durumlarda ortaya çıkan zayıf şoklarda, manyetik alanın şok cephesini daraltıcı etkiye sahip olduğunu fakat güçlü şoklarda pek fazla bir etkiye sahip olmadığını göstermiştir. Bulduğu sonuçları kozmik ışınların o günkü kuramlarına uygulamıştır.

Fizikte çok fazla çalışma alanı bulan şok dalgalarının bir uygulamasını da Ono (1960), küresel geometriye sahip şokların yıldız içlerindeki davranışına bakarak incelemiştir. Yıldız modellerinde önemli bir yeri olan kararlılık problemine değinmiştir.

Kral ve Book (1969) ise, laboratuvar plazmasında çarpışmasız şok dalgaları için anormal derecede yüksek değerlere sahip resistivitenin (iletkenliğin düşük olması şeklinde karşımıza çıkar) oluşmasını iyon-ses (ion-acoustic) dalgalarının sürüklenme karasızlıklarını kullanarak açıklamıştır. Yine laboratuvar plazması için, elektromanyetik şok tüplerindeki, enine manyetohidrodinamik şok dalgasının gelişimi ise Collins ve Mathers (1978) tarafından çalışılmıştır. Şok cephesinin oluşumu ve düzlemsel geometriye sahip olması için manyetik alanın radyal bileşeninin önemli olduğunu ortaya koymuşlardır. Moro (1980), literatürde günümüze kadar oldukça fazla çalışılmış olan MHD dalgalarının birbirleriyle olan etkileşimlerini incelemiştir. Düzlemsel şok dalgalarının incelendiği çalışmada Lagrange formülasyonu kullanılmıştır. Şok dalgalarının yanı sıra, Alfvén dalgaları, manyetoakustik dalgalarının etkileşimlerine de bakılmıştır. Şok dalgalarına ait karakteristik özelliklerin yanı sıra incelenen diğer dalgalara ait iletim ve yansıma katsayıları da elde edilmiştir.

Güneş fiziği uygulamalarından biri olan şokların korona ile etkileşimleri, flare olaylarında ve koronal kütle atımlarında oluşan yavaş ve hızlı şok dalgaları, Grib, Koutchmy ve Sazonova (1996) tarafından incelenmiştir. Yine Güneş için, Vrsnak ve Lulic (2000a ve 2000b) çalışmalarından ilkinde temel mekanizmayı tanıtarak ikincisinde ise Güneş'in korona tabakasındaki flare ve parlama olaylarında oluşan şok dalgalarını incelemişlerdir.

Jeofizikte önemli bir yeri olan bow (kavis) şok akışındaki MHD orta şokların üç boyutlu modellenmesi ve çoklu şok cephesinin birbiri ile etkileşimlerini ise De Sterck ve Poedts (2000) çalışmıştır. Kabin (2001), ise MHD bow şok dalgalarında sıkışma oranı üzerine çalışmıştır. Bow şoklarındaki sıkışma oranı, plazma hızı ve şok normali arasındaki açı cinsinden ifade edilmiştir. Pushkar (2001) MHD eğik şok dalgalarını gaz dinamiğinde kullanılan denklem ve yöntemler ile çalışmış ve melez bir model ortaya koymuştur. 2008 yılındaki çalışmalarında Freistühler ve Trakhinin, vizkos ve vizkos olmayan durumlarda şok dalgalarının kararlılıkları incelemiş ve MHD şok dalgalarının herhangi bir koordinatta kararlı olan şok profilinin diğer koordinatlarda kararsız olduğunu bulmuşlardır. Vrsnak ve Cliver, 2008 yılında yaptıkları derleme çalışmasında koronada değişik durumlarda (parlamalar, kütle atımları ve flare olayları) oluşan şok dalgalarını tüm yönleriyle incelemiştir. Lou ve Hu (2010) ise çekimsel etkileri de dikkate alarak manyetize olmuş

politropik akışkan için yıldız patlamaları, yıldız çökmeleri ve süpernova kalıntılarında şok dalgalarını incelemiştir.

2.2. Şok Cephelerinin Eğik Yoğunluk Arayüzlerindeki Davranışlarının İncelendiği Çalışmalar

Yoğunluk arayüzü farklı yoğunluklu iki akışkanın yan yana gelmesinden oluşur. Bu arayüz, yoğunluklar oranı (λ =ikinci ortamın yoğunluğunun birinci ortamın yoğunluğuna oranı) cinsinden tanımlanabilir. $\lambda=1$ durumu yoğunluğun değişmediğini gösterir.

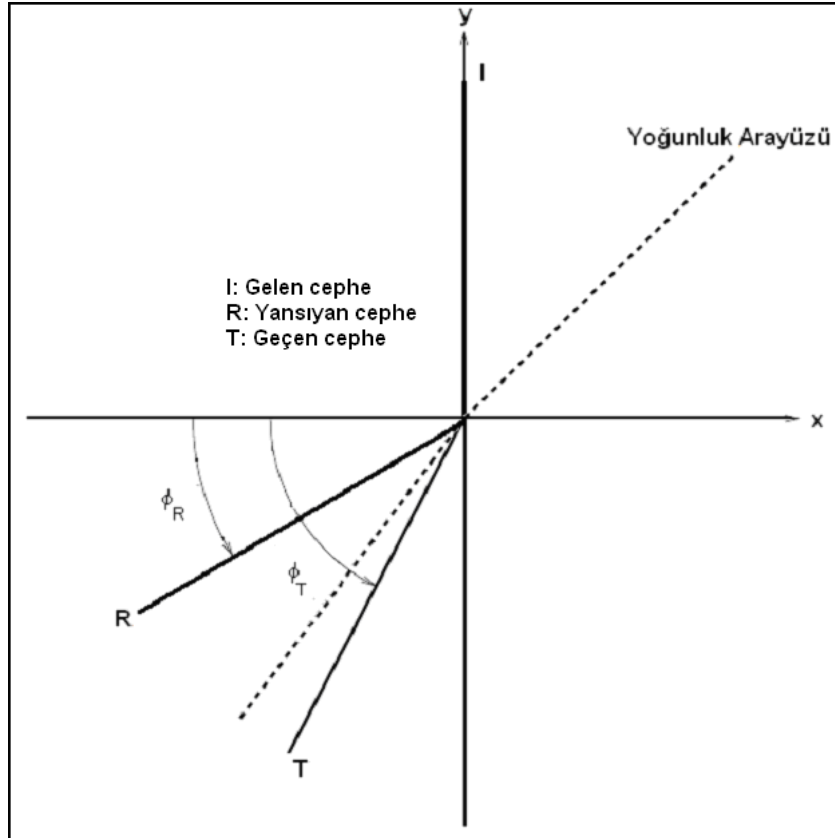
Manyetize olmamış akışkan içerisinde düşük yoğunluklu bir ortamda yayılan şok cephesi daha yoğun bir ortamla karşılaştığında, tıpkı optikte ışık ışınlarının davrandığı gibi; yansıyan ve kırılan iki adet şok cephesine ayrılır. Gelen cephe de hesaba katıldığında üçlü bir dalga yapısı (triple-wave) oluşur. Manyetize olmuş durumda ise süreç biraz farklılık gösterecektir. Manyetik alanın varlığı ise plazma β ' sı olarak tanımlanan basınçlar oranı (gaz basıncının manyetik basınca oranı) ile karakterize edilir. Şayet manyetik alan var ise β^{-1} değeri 0' dan farklı bir değere sahip olacaktır. Manyetize olmuş durumda, eğik şok dalgasının yoğunluk arayüzlerindeki davranışlarını incelerken ise manyetik alanın arayüze teğetsel ve dik olarak iki adet bileşene ayırarak incelenmesi daha uygun olacaktır. Yoğunluk arayüzünde tıpkı diğer MHD dalgalarında olduğu gibi yansıyan ve kırılan şok cepheleri yavaş, orta ve hızlı olmak üzere üçer adet şok cephesinden oluşacaklardır.

2.2.1. Üçlü dalga yapısı

Üçlü dalga yapısı hidrodinamik şok cephelerinin yoğunluk arayüzlerindeki davranışlarını açıklar. Üçlü dalga yapısında gelen şok cephesi arayüze ulaştığında dalganın bir kısmı yansırken bir kısmında geçecektir. Bu durumda gelen şok cephesi, yansıyan ve geçen şok cephelerinden oluşan üçlü dalga (triple-wave) yapısı ortaya çıkar (Şekil 2.1). Şok cephelerinden gelen şok cephesi zayıf ise yansıyan ve geçen de zayıf şoktur.

Gelen şok arayüze ulaştığında, ortam birbirinden farklı özelliklerde iki gaz bölgesine ayrılacaktır (Taub, 1947). Bu bölgeler yansıyan ve geçen cephelerin olduğu bölgelerdir. Bu farklılıklar yoğunlukların ve özisilerin oranından kaynaklanır. Bu dalga yapısına Rankine-Hugoniot eşitlikleri uygulanmadan önce iki durum dikkate alınmalıdır.

Bunlardan birincisi basıncın arayüz boyunca sürekliliğidir (Polachek ve Seeger, 1951). Diğeri ise akışın sapmasından dolayı, gelen cephe ile yansıyan cephe geçen cepheye eşit olmak zorundadır (arayüzün üst ve alt kısımları) (Taub, 1947). Şok dalgalarının eğik yoğunluk arayüzlerindeki davranışları literatürde hidrodinamik sistemler ($\beta^{-1} \rightarrow 0$) için çok fazla çalışılmıştır. Polachek ve Seeger (1951), gaz arayüzlerinde şok dalgalarının kırılmalarını incelemiştir. Konu ile ilgili formülasyonu kurduktan sonra değişik gaz arayüzleri ve gelen şok dalgasının değişik çarpma açısı değerleri için çözümler bulmuşlardır. Yapılan çalışmada, üçlü-dalga yapısı olarak bilinen triple-wave structure üzerine çalışılmış ve iki önemli sonuç bulunmuştur. Bunlardan ilki üçlü-dalga yapısının her çarpma açısında oluşmadığı, ikincisi ise kırılmanın olduğu durumlarda toplam yansıma olmayacağıdır. Henderson ve ark. (1990), şok dalgasının hava-su arasındaki geçişini tipik bir kırılma örneği gibi düşünerek modellemişlerdir. Çalışmalarının teorik kısmında TVD (Total Variation Diminishing) yöntemini kullanmışlardır. Deneysel olarak ise bir uçak üzerinde bulunan şok tüpünün içindeki hava-su arayüzünü kullanmışlardır. Yaptıkları teorik model ile uyumlu sonuçlara ulaşmışlardır.



Şekil 2.1. Üçlü hidrodinamik şok dalgası (Taub, 1947).

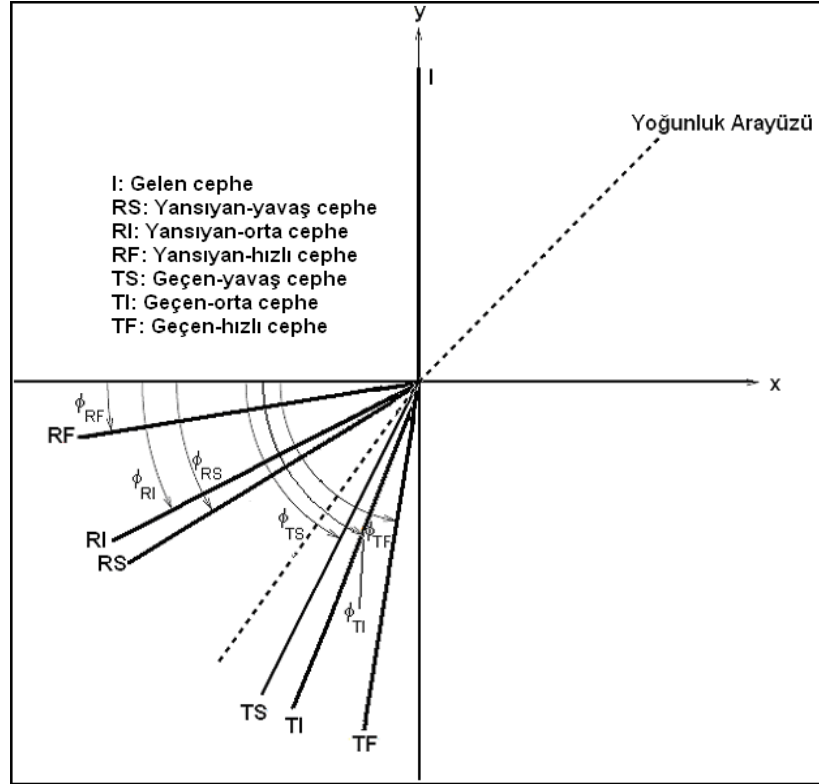
Nourgaliev ve ark. (2005) gaz-gaz ve gaz-sıvı arayüzlerinde şok dalgalarının davranışlarını aCBM (Adaptive Characteristics-Based Matching) yöntemi ile çalışmışlardır. Kullandıkları yöntemi, üzerinde fazlaca çalışılmış olan gaz-gaz birleşimi için doğrulamışlardır. Çalışmalarının ikinci kısmında ise zayıf şoklar için gaz-sıvı birleşimini, güçlü şoklar için ise sıvı-gaz birleşim arayüzünü kullanmışlardır. Buldukları sonuçları gaz-gaz birleşim arayüzü ile karşılaştırmışlardır. Dening (2007) ise non-vizkos Euler tipi akışkan için şok dalgalarının katı engelde yansımalarını çalışmış ve üç boyutlu ortam için lineer kararlılık şartını elde etmiştir.

2.2.2. Yedili dalga yapısı

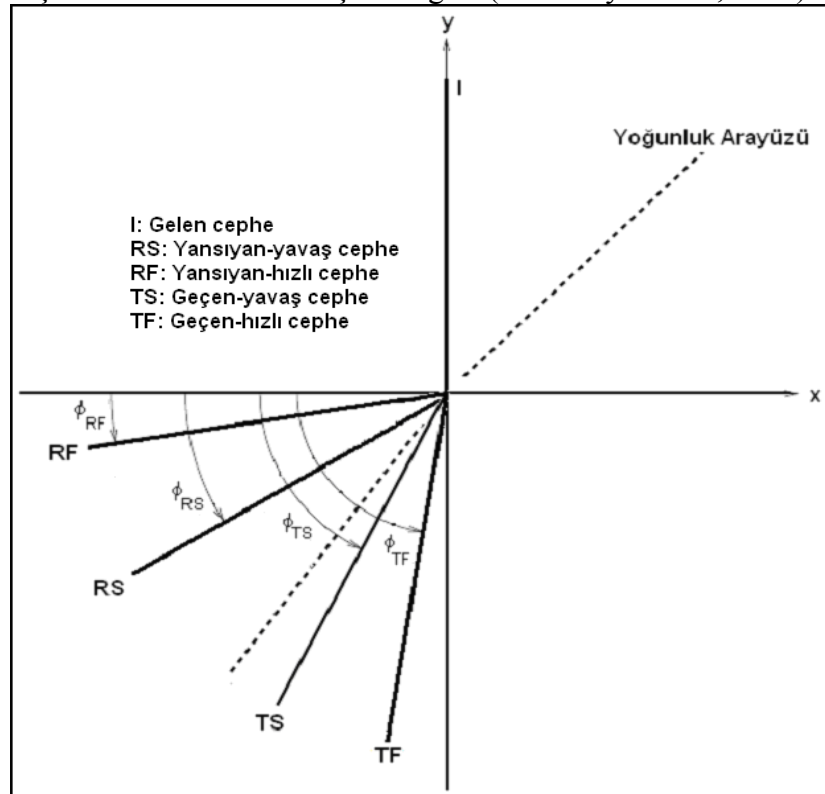
Yukarıda anlatılan üçlü dalga yapısı manyetik alanın varlığı altında yedili dalga yapısına dönüşecektir. Diğer bir deyişle MHD şokların yoğunluk arayüzlerindeki davranışları yedili dalga yapısı ile açıklanır. Yedili dalga yapısı adından da anlaşılacağı üzere yedi dalgadan oluşur. Bu dalgalar gelen cephe, yansıyan-yavaş cephe, yansıyan-hızlı cephe, geçen-yavaş cephe, geçen-hızlı cephe, yansıyan-orta cephe ve geçen-orta cephelerden oluşur. Yoğunluk arayüzündeki hızlı kavramı, yansıma ve geçme olayları esnasında en önce yansıyan veya geçen şok cephesi için kullanılır. Yavaş kavramında ise durum tam tersidir. Yansıyan-orta cephe ve geçen-orta cephe sırasıyla yansıyan-yavaş cephe ve geçen-yavaş cepheye çok yakın olduğundan cephe sayısı beşe indirgenebilir (Wheatley ve ark., 2005). Bu bir sonraki alt başlıkta anlatılacak olan beşli dalga yapısıdır.

2.2.3. Beşli dalga yapısı

Beşli dalga yapısı, az önce anlatıldığı gibi yedili dalga yapısının bir özel durumu olarak yansıyan ve geçen şok cepheleri için yavaş ve orta şok cephelerinin birbirine çok yakın olduğu varsayılır. Bu varsayımdan, yavaş ve orta cepheler tek şok cephesi gibi işlem görür. Beşli dalga yapısı, Şekil 2.3'de de gösterildiği gibi gelen cephe, yansıyan-yavaş cephe, yansıyan-hızlı cephe, geçen-yavaş cephe ve geçen-hızlı cephelerden oluşurlar. Beşli dalga yapısı ile ilgili çalışmalara bakılırsa, Wheatley ve ark. (2005), yoğunluk arayüzündeki plazma β 'sının 0'dan farklı değerler aldığı yani manyetize olmuş durumlar için MHD şok dalga cephelerinin eğik yoğunluk arayüzlerindeki davranışlarını incelemişlerdir.



Şekil 2.2. Yedili MHD şok dalgası (Wheatley ve ark., 2005).



Şekil 2.3. Beşli MHD şok dalgası (Wheatley ve ark., 2005).

Wheatley ve ark. (2005), adı geçen çalışmada, arayüze tek noktadan temas eden durum için MHD şoklarının kırılması problemini incelemişlerdir. Çalışmalarında düzlemsel geometri için: ısı alışverişinin adiyabatik, elektronların sayısal yoğunluklarının ise iyonların sayısal yoğunluna eşit olduğu ve çarpışmaların ihmal edildiği sonsuz iletkenlik durumu için ideal manyetohidrodinamik yaklaşımını kullanarak Rankine-Hugoniot sıçrama şartlarını elde etmişlerdir. Elde ettikleri sonuçlarla beşli (quintuple) ve yedili (septuple) dalga yapılarını değişik plazma β 'sı, yoğunluklar oranı, gelme açısı, Mach sayısı ve adiyabatik index (γ : öz ısılar oranı) değerleri için irdelemişlerdir. Son olarak Delmont ve Keppens (2010), ise hem hidrodinamik durum için ortaya çıkan üçlü dalga yapısını hem de MHD durumu için ortaya çıkan beşli dalga yapısını incelemişlerdir.

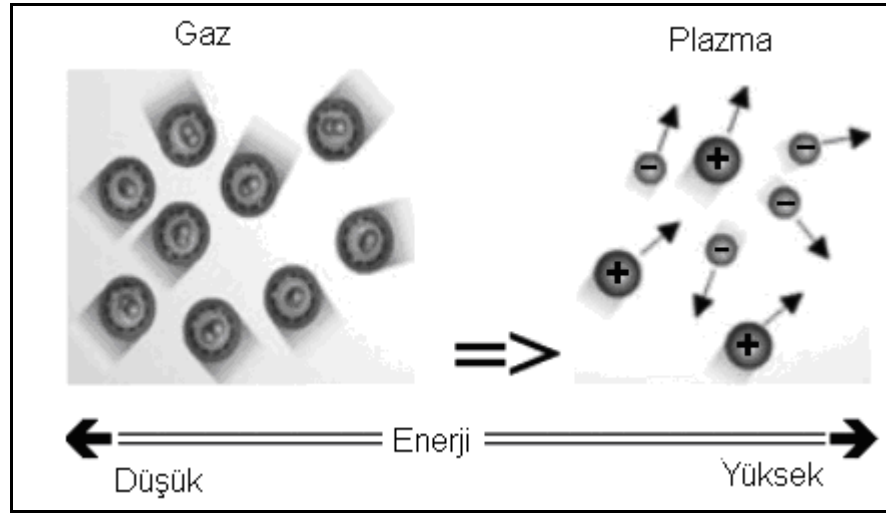
Bu tez çalışmasının amacı plazma fiziğinde beşli dalga yapısına ait genel bir çözüm elde etmektir. Literatürde bu konu ile alakalı çok fazla çalışma bulunmamaktadır. Söz konusu çalışma özel durumlar (uzay plazması, laboratuvar plazması) için değil genel durumlar için incelenmiştir. Fakat istenirse ileri de beşli ve yedili dalga yapıları için uygulanabilir. Bu tez çalışmasının devam eden kısmında, bir sonraki bölümde, şokların genel matematiksel formülasyonu verilecektir. Oluşum mekanizması ve matematiksel alt yapıları tüm detayları ile verilen eğik MHD şokları üzerine bir araştırma sunulacaktır. Tez çalışmasının dördüncü bölümünde beşli dalga yapısında eğik MHD şok dalgalarındaki plazmanın akış hareketi ayrıntılı bir biçimde incelenecektir. Bölüm 5'te ise bulduğumuz sonuçlar yorumlanarak tartışılacaktır.

BÖLÜM 3

MATERYAL VE YÖNTEM

3.1. Plazmanın Tanımı ve Gösterim Biçimleri

Plazma, maddenin gaz fazına yüksek enerjiler verilerek elde edilmiş yüklü ve yüksüz parçacıklar topluluğu olarak tanımlanabilir (Şekil 3.1). Bu özelliğinden dolayı, plazma ısı ve elektromanyetik alan etkisiyle hareket ettirilebilir veya tuzaklanabilir diyebiliriz.



Şekil 3.1. Maddenin enerjinin etkisiyle gaz fazdan plazmaya dönüşümü (Çavuş, 2007).

Plazmanın literatürde bilinen üç gösterim şekli vardır bunlar sırasıyla;

Tek parçacık yaklaşımı (parçacık optiği): Parçacık hızlandırıcılarının da temelini oluşturan parçacık optiği olarak bilinen gösterim şeklidir. Bu gösterimde, ışığın merceklerdeki optik davranışına gönderme yapılarak elektron ve iyonların da elektromanyetik alandaki hareketleri incelenmektedir (Artsimovich, 1971).

Kinetik teori: Plazmanın hareketini toplu gaz dinamiği şeklinde inceleyen yöntemdir (Maxwell-Boltzmann Denklemleri) (Choudhuri, 1998).

Manyetohidrodinamik (MHD): Manyetohidrodinamik (MHD) gösteriminde, kinetik teorisinin özel bir durumunda parçacıklar arası uzaklık çok kısa ve ortam sürekli bir akışkan

gibi düşünülür. Dolayısıyla kinetik teorinin temelini oluşturan Maxwell-Boltzmann denkleminin integralleri alınarak plazmayı tanımlayan MHD denklemleri elde edilir (Choudhuri, 1998). Manyetohidrodinamik kelimesinin etimolojik kökeni manyetik alandan kaynaklanan “manyeto”, akışkan anlamındaki “hidro” ve hareket anlamındaki “dinamik” kelimelerinin birleşimine dayanmaktadır. Kısaca MHD, elektriksel iletkenliği olan akışkanların elektromanyetik alandaki dinamiğini inceleyen disiplindir (Çavuş, 2007). Bu kavram literatürde ilk defa Alfvén (1942) tarafından kullanılmış ve yine kendisince geliştirilerek 1970 yılı Nobel Fizik Ödülünü almasına yol açmıştır.

3.2. MHD Şok Dalgaları

Daha önce de anlatıldığı gibi şok dalgaları, ses üstü akıştan ses altı akışa geçişlerin olduğu sıkışma katmanları olarak tanımlanmaktadır. Manyetohidrodinamik durumda ise iyonlaşmış fazdaki durum için manyetik alan da işin içine girmektedir. MHD durumda şokun yayılımı plazma içindeki şok cephesinin her iki tarafında hidrodinamik duruma göre önemli farklılıklar oluşturur. MHD şok dalgaları mekanik dalgalar gibi sürekli çözümlere sahip değildirler. Tam aksine şok dalgalarında süreksizlik söz konusudur. Şok cephesinin kalınlığını ise konvektif ve dissipative etkilerin dengesi belirler. Bununla birlikte plazmadaki değişkenlerin uzaysal gradyanları çok büyük olduğunda yüksek sıcaklıktaki plazmada dissipative etkiler ile konvektif etkiler kıyaslanabilir hale gelir. Bu yüzden MHD şokların cepheleri oldukça dar olmaya eğilimlidir (Fitzpatrick, 2008).

MHD ve Maxwell denklemlerini dikkate alarak şok boyunca sıçrama koşulları elde edilebilir (Priest, 2000). Burada sıçrama koşulları şok cephesinin her iki tarafındaki plazma özellikleri ile doğrudan ilişkilidir. Eğer şok yeterince dar ise bu eşitlikler yapıdan bağımsız olacaktır. MHD şok dalgası için düzlemsel durumda MHD eşitlikleri (Gombosi, 1998; Priest, 2000) sırasıyla manyetik monopolun (tek kutup) olmadığını söyleyen denklem, manyetik indüksiyon denklemi, süreklilik denklemi, basınç denklemi ve enerji denklemi aşağıdaki gibi yazılır.

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} - \vec{\nabla} \times (\vec{V} \times \vec{B}) = 0 \quad (3.2)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{V}) = 0 \quad (3.3)$$

$$\frac{\partial (p \vec{V})}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \vec{T} = 0 \quad (3.4)$$

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \vec{u} = 0 \quad (3.5)$$

Burada

$$\vec{T} = \rho \vec{V} \vec{V} + \left(p + \frac{B^2}{2\mu_0} \right) \vec{I} - \frac{\vec{B} \vec{B}}{\mu_0} \quad (3.6)$$

toplam stres tensörü ve \vec{T} ise benzerlik tensörüdür.

$$U = \frac{1}{2} \rho V^2 + \frac{p}{\gamma - 1} + \frac{B^2}{2\mu_0} \quad (3.7)$$

toplam enerji yoğunluğunu ve

$$\vec{u} = \left(\frac{1}{2} \rho V^2 + \frac{\gamma}{\gamma - 1} p \right) \vec{V} + \frac{\vec{B} \times (\vec{V} \times \vec{B})}{\mu_0} \quad (3.8)$$

ise toplam enerji akı yoğunluğunu verir. Şok cephesinin y-z düzleminde olduğunu varsayalım. Şok öncesi ve şok sonrası durumlar hidrodinamik şok dalgalarında olduğu gibi sırasıyla 1 ve 2 ile temsil edilir. Uzay uniform ve çoklukların zamandan bağımsız oldukları kabul edilir. Yani $\partial / \partial t = \partial / \partial y = \partial / \partial z = 0$ (Gombosi, 1998). Ek olarak $\partial / \partial x = 0$ dir. Sonuç olarak şok cephesinin öncesinde ve sonrasında hız ve manyetik alan x-y düzleminde olacaktır. $\rho_1, p_1, \vec{V}_1, \vec{B}_1$ şok cephesinden önceki kütle yoğunluğu, basınç, hız ve manyetik alan iken $\rho_2, p_2, \vec{V}_2, \vec{B}_2$ ise şok cephesinden sonraki kütle yoğunluğu, basınç, hız ve manyetik alandır. Şok cephesinin civarında (3.1)-(3.5) denklemlerinden

$$\frac{dB_x}{dx} = 0 \quad (3.9)$$

$$\frac{d}{dx}(V_x B_y - V_y B_x) = 0 \quad (3.10)$$

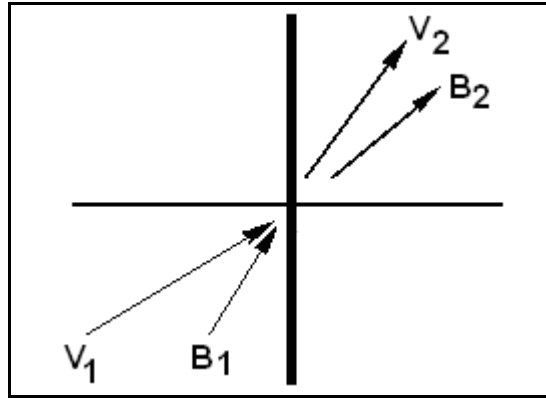
$$\frac{d(\rho V_x)}{dx} = 0 \quad (3.11)$$

$$\frac{dT_{xx}}{dx} = 0 \quad (3.12)$$

$$\frac{dT_{xy}}{dx} = 0 \quad (3.13)$$

$$\frac{dU_x}{dx} = 0 \quad (3.14)$$

eşitlikleri elde edilir. Son eşitlikler yardımıyla şok boyunca sıçrama koşulları ifade edilirse:



Şekil.3.2. Düzlemsel MHD şok dalgasına ait geometri (Fitzpatrick, 2008).

$$B_{2x} = B_{1x} \quad (3.15)$$

$$V_{2x} B_{2y} - V_{2y} B_{2x} = V_{1x} B_{1y} - V_{1y} B_{1x} \quad (3.16)$$

$$\rho_2 V_{2x} = \rho_1 V_{1x} \quad (3.17)$$

$$p_2 + \rho_2 V_{2x}^2 + \frac{B_{2y}^2}{2\mu_0} = p_1 + \rho_1 V_{1x}^2 + \frac{B_{1y}^2}{2\mu_0} \quad (3.18)$$

$$\rho_2 V_{2x} V_{2y} - \frac{B_{2x} B_{2y}}{\mu_0} = \rho_1 V_{1x} V_{1y} - \frac{B_{1x} B_{1y}}{\mu_0} \quad (3.19)$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \rho_2 V_{2x}^2 V_{2x} + \frac{\gamma}{\gamma-1} p_2 V_{2x} + \frac{B_{2y} (V_{2x} B_{2y} - V_{2y} B_{2x})}{\mu_0} = \\ \frac{1}{2} \rho_1 V_{1x}^2 V_{1x} + \frac{\gamma}{\gamma-1} p_1 V_{1x} + \frac{B_{1y} (V_{1x} B_{1y} - V_{1y} B_{1x})}{\mu_0} \end{aligned} \quad (3.20)$$

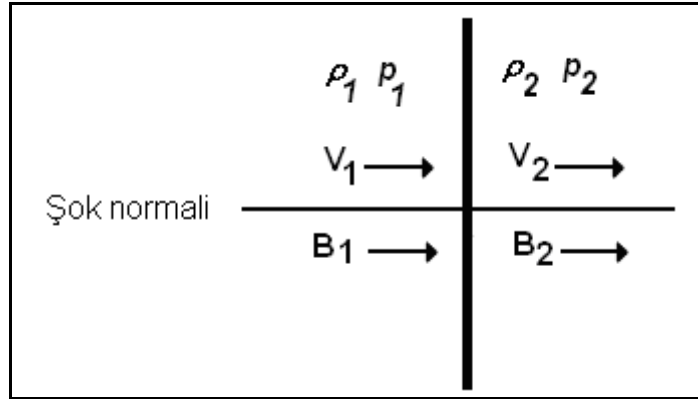
elde edilir. Şok cephesinden önceki kısımdaki plazmaya ait parametrelerin bilindiği kabul edilirse 6 tane bilinmeyen (B_{2x} , B_{2y} , V_{2x} , V_{2y} , ρ_2 ve p_2) kalır.

3.2.1 Paralel MHD şok dalgaları

MHD şokların ilk özel durumudur (Priest, 2000; Fitzpatrick, 2008). Manyetik alan şok cephesinden önce ve şok cephesinden sonra plazma akışına paraleldir ve aynı zamanda şok cephesine de diktir (Şekil 3.3). Diğer bir deyişle,

$$\vec{V}_1 = (V_1, 0, 0) \quad , \quad \vec{V}_2 = (V_2, 0, 0) \quad (3.21)$$

$$\vec{B}_1 = (B_1, 0, 0) \quad , \quad \vec{B}_2 = (B_2, 0, 0) \quad (3.22)$$



Şekil 3.3. Paralel MHD şok dalgası (Özgün).

(3.15)-(3.20) sıçrama koşulları yardımıyla

$$\frac{B_2}{B_1} = 1 \quad (3.23)$$

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = r \quad (3.24)$$

$$\frac{V_2}{V_1} = r^{-1} \quad (3.25)$$

$$\frac{p_2}{p_1} = R \quad (3.26)$$

denklemleri elde edilir. Bu ifadelerle birlikte

$$r = \frac{(\gamma + 1)M_1^2}{2 + (\gamma - 1)M_1^2} \quad (3.27)$$

$$R = 1 + \gamma M_1^2 (1 - r^{-1}) = \frac{(\gamma + 1)r - (\gamma - 1)}{(\gamma + 1) - (\gamma - 1)r} \quad (3.28)$$

kullanılır. Burada , $M_1 = V_1 / V_{s1}$, $V_{s1} = (\gamma p_1 / \rho_1)^{1/2}$ ise şok cephesinden önceki ses hızıdır. Böylece $M_1 > 1$ ise şok cephesinden önceki akış sesüstü (supersonic), ve $M_1 < 1$ sesaltıdır (subsonic). Bu arada paralel şokun manyetik alanın varlığından etkilenmediği (3.23)-(3.28) denklemlerinden görülebilir. Bu tip şoklar genelde plazmanın nötr olduğu akışkanlarda ortaya çıkar. Bu yüzden hidrodinamik şoklara çok benzemektedirler.

Denklem (3.23)-(3.26)' dan kolayca görülür ki şok cephesinden önceki bölgede akış ses hızı civarında (sonic, yani $M_1 = 1$) olduğunda şok oluşmaz. Diğer bir deyişle $r = R = 1$ olduğunda $M_1 = 1$ olur. Bununla birlikte $M_1 \neq 1$ farklı olduğunda şok öncesi ve şok sonrası bölgelerde plazma parametreleri farklı olur ($r \neq 1$, $R \neq 1$) ve gerçek şok oluşmaya başlar. Matematiksel olarak gösterilirse:

$$\frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \leq r \leq \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} , \quad (3.29)$$

$$0 \leq R \leq \infty \quad (3.30)$$

$$\frac{\gamma-1}{2\gamma} \leq M_1^2 \leq \infty \quad (3.31)$$

$r > 1$ ise şok sıkıştır. $r < 1$ ise genişleme dalgası oluşur. Bununla birlikte burada termodinamiğin ikinci yasası denklemlere eklenmelidir. Bu yasa kapalı sistemlerde entropinin devamlı artma eğiliminde olduğunu söyler. Hidrodinamik şok cephesinin her iki tarafında parçacık başına entropi farklıdır. Termodinamiğin ikinci yasasına göre şoktan sonraki entropi, şoktan önceki entropiyi aşmalıdır. Net artışla şok oluşması için bu entropi şartı da gerçekleşmelidir. İdeal plazmada parçacık başına entropi:

$$S = \ln\left(\frac{p}{\rho^\gamma}\right) \quad (3.32)$$

ile tanımlanır. Şok cephesinden önceki entropi ile şok cephesinden sonraki entropi arasındaki fark ise

$$S_2 - S_1 = \ln R - \gamma \ln r \quad (3.33)$$

eşitliği yardımıyla bulunur. Şimdi (3.27) denklemini kullanılarak

$$r \frac{dS_2 - dS_1}{dr} = \frac{r}{R} \frac{dR}{dr} - \gamma = \frac{\gamma(\gamma^2 - 1)(r - 1)^2}{[(\gamma + 1)r - (\gamma - 1)][(\gamma + 1) - (\gamma - 1)r^2]} \quad (3.34)$$

ifadesi bulunur. Dahası (3.29)-(3.31) denklemlerinden bütün fiziksel durumlar için $(dS_2 - dS_1)/dr \geq 0$ ifadesinin geçerli olduğu kolayca görülür. Bununla birlikte $r = 1$ olduğunda $S_2 - S_1 = 0$ olur. Bu durumda şok cephesi boyunca plazma parametreleri süreksiz değildirler. Sonuç olarak $r < 1$ durumu için $S_2 - S_1 < 0$ ve $r > 1$ durumu için ise $S_2 - S_1 > 0$ dır. Bu durumda Termodinamiğin ikinci yasasına göre hidrodinamik şokların (buradaki paralel MHD şoklara eşdeğer) mutlaka sıkışması gerektiği ortaya çıkmaktadır. Diğer bir deyişle plazma yoğunluğu arttıkça plazma akışının yönüyle şok cephesi kesişir. Bu genel kural her üç tip manyetohidrodinamik şok içinde geçerlidir. Şok cephesinden

önceki kısımda Mach sayısı, M_1 , şokun şiddetini ölçmek için kullanılan bir parametredir. $M_1 = 1$ olduğunda şok oluşmaz. Eğer $M_1 - 1 \ll 1$ ise şok zayıf, ve eğer $M_1 > 1$ ise şok güçlüdür. Şok cephesinden sonraki bölgede Mach sayısını tanımlarsak $M_2 = V_2 / (\gamma p_2 / \rho_2)^{1/2}$ olur. Sıçrama koşulları $M_1 > 1$ olduğunda $M_2 < 1$ olduğunu gösterir. Diğer bir deyişle şok hareketsizlik çerçevesinde düşünüldüğünde (entropinin aniden arttığı anda) geçiş ses üstünden ses altına doğrudur ve değiştirilemez.

Not olarak $r \equiv \rho_2 / \rho_1 \rightarrow (\gamma + 1) / (\gamma - 1)$ dir. Halbuki $R \equiv p_2 / p_1 \rightarrow \infty$ $M_1 \rightarrow \infty$. Diğer bir tabirle şok şiddeti arttıkça sıkışma oranı, r , sonlu bir değer olacaktır. Halbuki basınçlar oranı, p , limitsiz artış gösterir. Adyabatik indeks olarak tanımlanan öz ısılar oranı $\gamma = C_p / C_v$ ifadesi, tek atomlu gazlar için 5/3 değerini alır. Bu durumda sıkışma oranının limit değeri 4 olur. Şok cephesinden sonraki bölgede yoğunluk şok cephesinden önceki bölgeye göre yoğunluğun dört katından daha fazla asla olamaz. Plazma sıcaklığına bakacak olursak (3.27)-(3.28) denklemlerinden

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{R}{r} \rightarrow \frac{2\gamma(\gamma-1)M_1^2}{(\gamma+1)^2} \square 1 \quad (3.35)$$

$M_1 \rightarrow \infty$ olduğu durum için geçerlidir. Böylece güçlü paralel şok veya hidrodinamik şok plazma ısıyla doğrudan bağlantılıdır. $M_1 > 1$ veya $V_1 > V_{s1}$ olduğu durumda hidrodinamik şok oluşur. Diğer bir deyişle şok cephesinden önceki bölgede plazma hızı, V_1 , ses üstü olmalıdır.

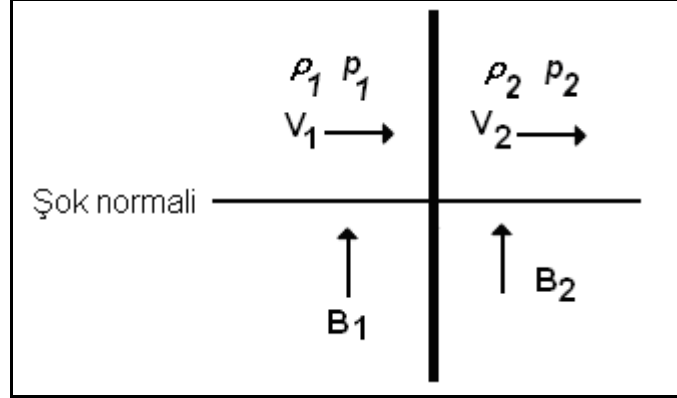
3.2.2 Dik MHD şok dalgaları

MHD şokların ikinci özel durumudur (Priest, 2000; Fitzpatrick, 2008). Manyetik alan şok cephesinden önce ve sonra plazma akışına diktir ve aynı zamanda şok normaline de diktir (Şekil 3.4). Diğer bir deyişle,

$$\vec{V}_1 = (V_1, 0, 0) \quad , \quad \vec{V}_2 = (V_2, 0, 0) \quad (3.36)$$

$$\vec{B}_1 = (0, B_1, 0) \quad , \quad \vec{B}_2 = (0, B_2, 0) \quad (3.37)$$

(3.15)-(3.20) sıçrama koşullarını dik MHD şok şartlarını (3.36-3.37) kullanarak yeniden yazılırsa



Şekil 3.4. Dik MHD şok dalgaları (Özgün).

$$\frac{B_2}{B_1} = r \quad (3.38)$$

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = r \quad (3.39)$$

$$\frac{V_2}{V_1} = r^{-1} \quad (3.40)$$

$$\frac{p_2}{p_1} = R \quad (3.41)$$

eşitlikleri ortaya çıkar. Burada

$$R = 1 + \gamma M_1^2 (1 - r^{-1}) + \beta_1^{-1} (1 - r^2) \quad (3.42)$$

gerekli işlemler yapılırsa r' ye bağlı olarak

$$F(r) = 2(2 - \gamma)r^3 + \gamma [2(1 + \beta_1) + (\gamma - 1)\beta_1 M_1^2] r - \gamma(\gamma + 1)\beta_1 M_1^2 = 0 \quad (3.43)$$

eşitliği elde edilir. Burada $\beta_1 = 2\mu_0 p_1 / B_1^2$. Eğer r_1 ve r_2 denklem (3.43)' ün iki kökünün çarpımı ise (Fitzpatrick, 2008)

$$r_1 r_2 = -\frac{\gamma(\gamma+1)\beta_1 M_1^2}{2(2-\gamma)} \quad (3.44)$$

olur. $\gamma < 2$ olduğu varsayılırsa, denklem (3.43)' ün çözümünden tek negatif kök bulunur. Bu kök denklem (3.36) ve denklem (3.37) ile birlikte düşünüldüğünde sadece tek tip manyetohidrokinamik şok söz konusudur. Basitçe gösterilirse $F(0) < 0$ ve $F(\gamma+1/\gamma-1) > 0$ olur. Bu yüzden fiziksel kök $r=0$ ve $r=(\gamma+1)/(\gamma-1)$ arasındadır. Yine Termodinamiğin ikinci yasası düşünüldüğünde dik şok $r > 1$ olduğu durumda sıkışmalıdır. Bunu takiben $F_1 < 0$ ' dan küçük olduğunda fiziksel çözümden şu sonuç ortaya çıkar.

$$M_1^2 > 1 + \frac{2}{\gamma\beta_1} \quad (3.45)$$

Bu şart Alfven ve ses hızları kullanılarak şu şekilde de yazılabilir:

$$V_1^2 > V_{S1}^2 + V_{A1}^2. \quad (3.46)$$

Burada $V_{A1} = B_1 / (\mu_0 \rho_1)^{1/2}$ ifadesi şok öncesi bölgedeki Alfven hızıdır. $V_{+1} = (V_{S1}^2 + V_{A1}^2)^{1/2}$ ifadesi ise hızlı dalga yayılımının hızı olarak tanımlanır. Böylece dik şokun ortaya çıkma sebebi şok cephesinden önceki plazma hızının şok cephesinden önceki hızlı dalga hızından büyük olmasından kaynaklanır. Bu arada şok cephesinden sonraki plazma hızı şok cephesinden sonraki hızlı dalga hızından daha küçük olmalıdır.

Durağan plazmada dik şok manyetik alan boyunca yayılmakla birlikte hız bir sonraki alt bölümde anlatılacak olan hızlı dalga olma limitini aşar. $M_1 \gg 1$ olduğunda güçlü şok olur. Güçlü dik şok, tıpkı güçlü hidrodinamik şokla benzer özellikleri gösterir (manyetik alanın dik veya paralel oluşu hariç). Özellikle hidrodinamik şoktaki gibi dik şok

sıkışmayabilir $((\gamma+1)/(\gamma-1))$ faktöründen daha fazlası gereklidir). Bununla birlikte denklem (3.38)'den görüldüğü gibi, dik şok manyetik alan yardımıyla sıkışabilir.

3.2.3. Eğik MHD şok dalgaları

MHD şokların üçüncü ve incelenmesi en karmaşık durumudur (Priest, 2000; Fitzpatrick, 2008). Bu şok türünde şokun her iki tarafında plazma hızları ve manyetik alan şok cephesine ne dik ne de paraleldir (Şekil 3.5). Geçişler De Hoffmann-Teller çerçevesinde (de Hoffmann ve Teller, 1950) incelenmelidir. $|\vec{V}_1 \times \vec{B}_1| = 0$ veya

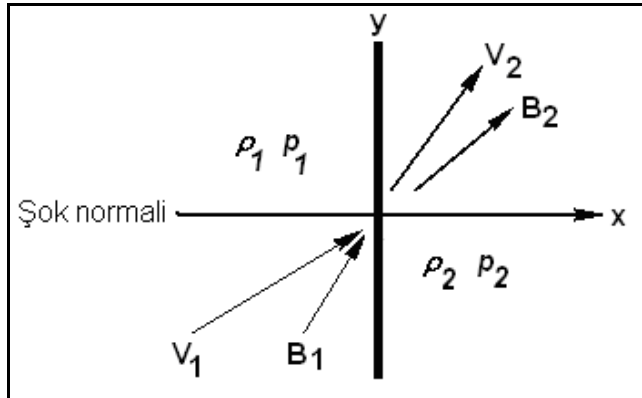
$$V_{1x}B_{1y} - V_{1y}B_{1x} = 0 \quad (3.47)$$

Diğer bir deyişle geçişe uygun çerçeve plazma hızının $\vec{E} \times \vec{B}$ olduğu noktadır. Sıçrama koşulu (3.16)' dan

$$V_{2x}B_{2y} - V_{2y}B_{2x} = 0 \quad (3.48)$$

veya $|\vec{V}_2 \times \vec{B}_2| = 0$. (3.47) ve (3.48) denklemlerine De Hoffmann- Teller şartları denir.

Böylece De Hoffmann-Teller çerçevesinde şok cephesinden önceki bölgede plazma akışı şok cephesinden önceki bölgedeki manyetik alana paralel, şok cephesinden sonraki bölgede de plazma akışı şok cephesinden sonraki bölgedeki manyetik alana paraleldir. Dahası manyetik alan terimi eklendiğinde sıçrama koşullarından (3.20) ifadesi 0 olmaktadır.



Şekil 3.5. Eğik MHD şok dalgaları (Fitzpatrick, 2008).

Genel sıçrama koşullarımıza (3.47) ve (3.48) eşitlikleri ile tanımlanan De Hoffman-Teller şartları da eklenirse yoğunluklar oranı,

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = r \quad (3.49)$$

olur. Manyetik alanın x ve y bileşenlerine ait eşitlikler sırasıyla

$$\frac{B_{2x}}{B_{1x}} = 1 \quad (3.50)$$

$$\frac{B_{2y}}{B_{1y}} = r \left(\frac{V_{1x}^2 - \cos^2 \theta_1 V_{A1}^2}{V_{1x}^2 - r \cos^2 \theta_1 V_{A1}^2} \right) \quad (3.51)$$

olarak elde edilir (EK A). (3.46) eşitliği yardımıyla hızın x bileşenlerine ait ifade

$$\frac{V_{2x}}{V_{1x}} = \frac{1}{r} \quad (3.52)$$

bulunur. Hızın y bileşenleri cinsinden ifadesi ise (EK B)

$$\frac{V_{2y}}{V_{1y}} = \frac{V_{1x}^2 - \cos^2 \theta_1 V_{A1}^2}{V_{1x}^2 - r \cos^2 \theta_1 V_{A1}^2} \quad (3.53)$$

şeklinde elde edilir. Son olarak, şokun her iki yanındaki basınçlarına oranına ait ifade

$$\frac{p_2}{p_1} = 1 + \frac{\gamma V_{1x}^2}{c_{s1}^2} \frac{(r-1)}{r} \left[1 - \frac{(1 - \cos^2 \theta_1) r V_{A1}^2 [V_{1x}^2(1+r) - 2r V_{A1}^2 \cos^2 \theta_1]}{2(V_{1x}^2 - r V_{A1}^2 \cos^2 \theta_1)^2} \right] \quad (3.54)$$

olarak elde edilir (EK C). Burada $V_{1x} = V_1 \cos \theta_1$ şok cephesi normal boyunca, şok cephesinden önceki bölgedeki hız bileşeni ve θ_1 şok cephesinden önceki bölgede şok yüzey normaliyle plazma akışı arasındaki açıdır. Sonuç olarak sıkışma oranı, r , adiyabatik eşitlik olarak da bilinen kübik denklemin gerçek köküdür:

$$(V_{1x}^2 - \cos^2 \theta_1 V_{A1}^2)^2 \{[(\gamma + 1) - (\gamma - 1)r]V_1^2 - 2rV_{S1}^2\} - r \sin^2 \theta_1 V_1^2 V_{A1}^2 \{[\gamma + (2 - \gamma)r]V_1^2 - [(\gamma + 1) - (\gamma - 1)r]r \cos^2 \theta_1 V_{A1}^2\} = 0 \quad (3.55)$$

(3.49)-(3.54) eşitliklerinin ispatları ekte görülebilir. Termodinamiğin ikinci yasası $r > 1$ 'den büyük olduğunu söyler. Zayıf şok için $r \rightarrow 1$ durumu incelenirse (3.55) eşitliğinin üç kökü vardır. Bunlar (Gombosi, 1998),

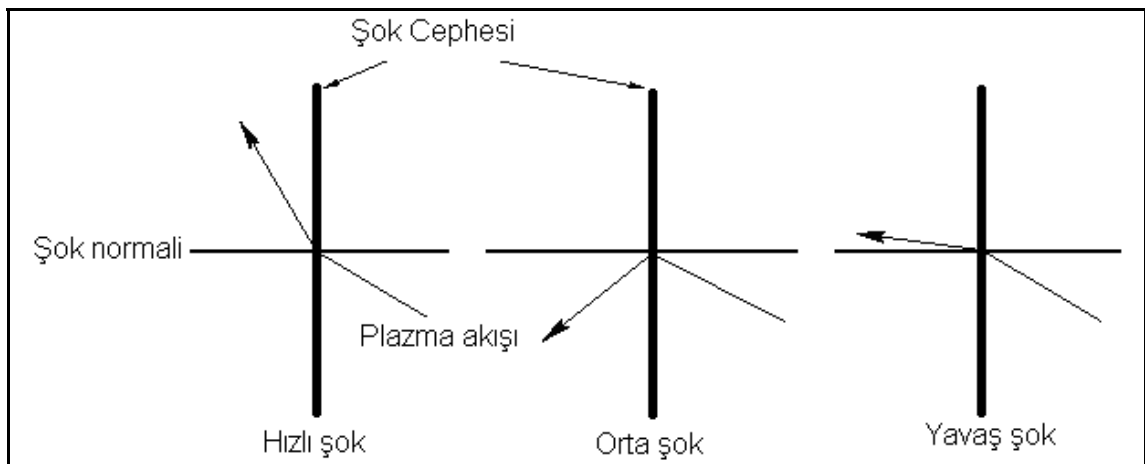
$$V_{1x}^2 = V_{-1}^2 = \frac{V_{A1}^2 + V_{S1}^2 - [(V_{A1} + V_{S1})^2 - 4 \cos^2 \theta_1 V_{S1}^2 V_{A1}^2]^{\frac{1}{2}}}{2} \quad (3.56)$$

$$V_{1x}^2 = \cos^2 \theta_1 V_{A1}^2 \quad (3.57)$$

$$V_{1x}^2 = V_{+1}^2 = \frac{V_{A1}^2 + V_{S1}^2 + [(V_{A1} + V_{S1})^2 - 4 \cos^2 \theta_1 V_{S1}^2 V_{A1}^2]^{\frac{1}{2}}}{2} \quad (3.58)$$

Yavaş, orta ve hızlı manyetohidrodinamik şoklar küçük şok genliklerinde manyetohidrodinamik dalgalara dönüşürler.

$$V_{+1} > \cos \theta_1 V_{A1} > V_{-1} \quad (3.59)$$



Şekil.3.6. Eğik MHD şok dalgalarının hıza göre sınıflandırılması (Priest, 2000).

Diğer bir deyişle hızlı dalga orta dalgadan daha hızlı yol alacaktır. Orta dalgada yavaş dalgadan daha hızlı yol alır. Denklem (3.51) ' de görüldüğü gibi $B_{2,y} > B_{1,y}$ olduğunda hızlı şok $B_{2,y} < B_{1,y}$ olduğunda ise yavaş şok olur. Orta şok içinse $r \rightarrow 1$ durumunda $B_{2,y} \rightarrow -B_{1,y}$ olur (Priest, 2000). Şekil 3.6'da görüldüğü gibi hızlı şoklar şok normalinden uzaklaşarak kırılırken yavaş şoklar ise normale yaklaşarak kırılırlar (Fitzpatrick, 2008).

Yavaş ve hızlı kavramları doğrudan hız ile ilgilidir. Şekil 3.6'da verilen sistemde, hızlı şoklar için manyetik alan, yoğunluk ve basınç şok sonrasında öncesine göre artar. Yavaş şoklarda ise yoğunluk ve basınç artarken manyetik alan azalmaktadır (Priest, 2000; Fitzpatrick, 2008). Yüklü parçacıklar dikkate alındığında geometrik olarak eğer akış şok cephesiyle etkileştikten sonra, artan manyetik alan etkisiyle şok normalinden daha da uzaklaşıyorsa hızlı eğer akış şok cephesiyle etkileştikten sonra şok normaline yaklaşıyorsa yavaş olarak adlandırılır. Orta şoklarda ise akış, şok cephesi sonrasına akışın geldiği taraftan geçer. Limit değerinde ise normale paralel gider. Sıkışma oranı, r , 1' den biraz büyük olduğunda sırasıyla yavaş, orta ve hızlı şoklar için şu şartlar geçerlidir. $V_{1x} > V_{-1}$, $V_{1x} > \cos \theta_1 V_{A1}$ ve $V_{1x} > V_{+1}$. Güçlü şok için şartlara bakarsak, $V_{1x}^2 \geq 1$ ve bu durumda (3.55) denkleminde $r \rightarrow r_m = (\gamma + 1)/(\gamma - 1)$ ve

$$V_{1x}^2 \geq \frac{r_m}{\gamma - 1} \frac{2V_{S1}^2 + \sin^2 \theta_1 [\gamma + (2 - \gamma)r_m] V_{A1}^2}{r_m - r} \quad (3.60)$$

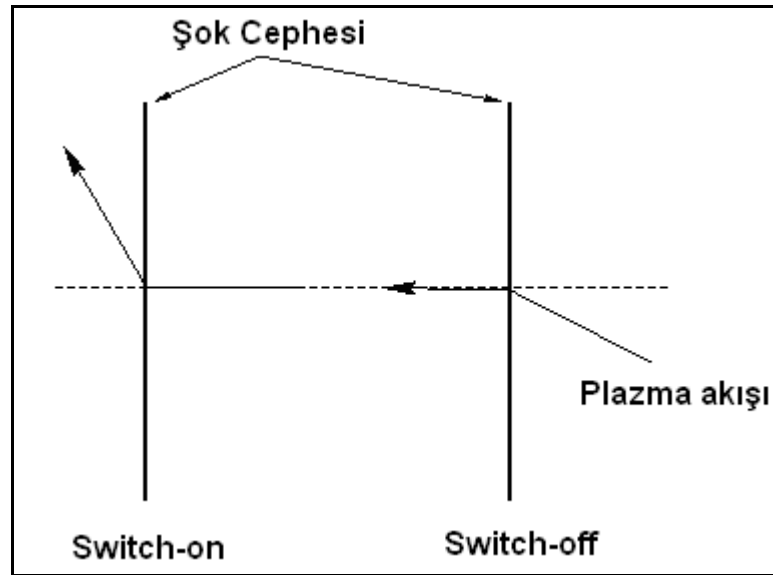
Diskriminant 0' dan küçük olduğundan gerçek kök yoktur. Bu kökün üstündeki değerler açıkça hızlı şok tipine girer. Diğer bir deyişle orta veya yavaş şokun limitidir. Hızlı şok için limit söz konusu değildir. Bununla birlikte plazma yoğunluğu ve manyetik alanın teğetsel bileşeni bütün manyetohidrodinamik şok türlerinde $(\gamma + 1)/(\gamma - 1)$ faktöründen daha fazla sıkıştırılmaz. $\theta_1 = 0$ olduğu özel duruma bakarsak plazma akışı ile manyetik alan şok yüzeyine dik olur. Bu durumda (3.55) eşitliğinin üç kökü ortaya çıkar (Fitzpatrick, 2008).

$$V_{1x}^2 = \frac{2rV_{S1}^2}{(\gamma + 1) - (\gamma - 1)r} \quad (3.61)$$

$$V_{1x}^2 = rV_{A1}^2 \quad (3.62)$$

$$V_{1x}^2 = rV_{A1}^2 \quad (3.63)$$

Bu köklerden birincisi hidrodinamik şokta (3.27) denkleminde kullanılmıştı. Bu şok $V_{S1} < V_{A1}$ olduğunda yavaş şok , $V_{S1} > V_{A1}$ durumunda ise hızlı şoktur. Diğer iki kökü tanımlarsak şok $V_{1x} = \sqrt{r}V_{A1}$ bu hızla yayıldığında manyetik alan ve plazma akışının teğetsel bileşeniyle birlikte şok ‘switch-on’ adını alır (Priest, 2000). Bu tip şok için denklem (3.51) ve denklem (3.53) ifadelerinden $V_{1y} = B_{1y} = 0$, $V_{2y} \neq 0$ ve $B_{2y} \neq 0$ olduğu kolayca görülür. Bu arada manyetik alan ve plazma akışının teğetsel bileşeninden kurtulmak ‘switch-off’ şokla mümkündür (Şekil 3.7). (3.51)-(3.53) denklemlerine göre şok yayılma hızı $V_{1x} = \cos\theta V_{A1}$ olur.



Şekil.3.7. Switch-on ve switch-off şoklar (Priest, 2000).

Son olarak Şekil.3.7’ de verilen switch-on şoklarda ($\theta = \frac{\pi}{2}$) olduğu durumda (3.55) denkleminin yine üç kökü vardır (Fitzpatrick, 2008).

$$V_{1x}^2 = r \left(\frac{2V_{S1}^2 + [\gamma + (2 - \gamma)r]V_{A1}^2}{(\gamma + 1) - (\gamma - 1)r} \right) \quad (3.64)$$

$$V_{1x}^2 = 0 \quad (3.65)$$

$$V_{1x}^2 = 0 \quad (3.66)$$

Birinci kök açıkça görüldüğü gibi hızlı şoka denk gelmektedir. Diğer iki kök ise manyetohidrodinamik dalgalarıdır. Çünkü yavaş ve orta manyetohidrodinamik şoklar manyetik alana dik dağılamazlar.

Manyetohidrodinamik şoklar çok çeşitli fiziksel durumlarda gözlenebilir. Örnek olarak süpernova patlamaları, güçlü yıldız rüzgarları, güneş patlamaları verilebilir. Tezin devamında, Bölüm 2’de detaylı bir şekilde anlatılan, beşli şok dalga yapısı içerisinde plazma akışındaki fiziksel parametrelerin değişimleri bu bölümde anlatılan yöntem ve denklemlerle incelenecektir.

İkinci bölümde de anlatıldığı gibi beşli dalga yapısında; yoğunluk arayüzünün üst kısmında I (gelen), RF (yansıyan-hızlı), RS (yansıyan-yavaş), yoğunluk arayüzünün alt kısmında ise TF (geçen-hızlı) ve TS (geçen-yavaş) şok cepheleri olmak üzere beş adettir. Hidrodinamik durum için ise yoğunluk arayüzünün üst kısmında I ve R (yansıyan) şok cepheleri bulunurken yoğunluk arayüzünün alt kısmında ise T (geçen) şok cephesi bulunur.

Polachek ve Seeger (1951) çalışmasında olduğu gibi yoğunluk arayüzünün her iki tarafında basınçların eşit olduğu varsayılarak işlem yapılmıştır. Ayrıca gelen şok öncesi için başlangıç parametrelerinin değerleri Samtaney (2003) ve Delmont ve Keppens (2007) çalışmaları baz alınmıştır. Beşli dalga yapısında yansıyan ve kırılan şok cephelerinin pozisyonları (Şekil 4.1'deki açı değerleri) için beşli ve yedili dalga yapılarının oluşumlarını detaylı bir biçimde inceleyen Wheatley ve ark. (2005) çalışması kullanılmıştır. Bu bölümün devamında sırasıyla beşli (MHD) ve üçlü (hidrodinamik) dalga yapılarında zayıf şoklar için plazmanın akışı incelenecektir.

4.1. MHD Şoklarda Plazmanın Hareketi

4.1.1. MHD şoklarda yoğunluk arayüzünün üst kısmında (yansımanın olduğu bölgede) plazmanın hareketi

Bu bölge için MHD plazmanın akış hareketi Şekil 4.2'de (öncelikle şok cephesine akış gönderilir) verildiği gibi gösterilebilir. Bir önceki bölümde de anlatıldığı gibi zayıf şoklar (sıkışma oranı $r=1.1$) için şok öncesi hızlar (3.56)-(3.58) eşitlikleri ile ifade edilebilir. Bu durumda I şok cephesinden önce üç ayrı hız (hızlı, yavaş ve orta) için hesaplama yapılmalıdır. Eğer şok sonrasında basınç, yoğunluk ve manyetik alan şok öncesine göre artıyor ise hızlı şok, eğer şok sonrasında şok öncesine göre basınç ve yoğunluk artarken manyetik alan azalıyorsa yavaş şok olur. Şok cephesi belirlendikten sonra şoktan önceki parametreler parantez içinde (p , ρ , B , V ve θ) belirtildiği sıra ile ifade edilecektir. Şoktan sonraki parametreler ise eğik MHD şoklar için geçerli olan (3.49)-(3.54) eşitlikleri yardımıyla bulunarak çizelgelerde verilecektir. Basıncın birimi Pascal, yoğunluğun birimi kg/m^3 , manyetik alanın birimi Tesla, hızın birimi m/s ve son olarak açının birimi ise derecedir.

4.1.1.1 Şok cephesi-I'daki plazmanın hareketi

$\beta=2$ için MHD şokta, zayıf şoklarda, I (gelen) öncesi parametreler hızlı, orta ve yavaş dalgalar için üç ayrı durum söz konusudur. İlk olarak şok öncesi parametreler hızlı için yazılırsa $(p', \rho', B', V', \theta') = (7.97 \times 10^5, 1, 1, 1916.55, 45)$ olur. Verilen değerler için hızın x ve y bileşenleri sırasıyla $V'_x = 1355.21$ ve $V'_y = 1355.21$ olarak bulunur. 45 derece olarak verilen açı değeri kolaylık olsun diye seçilirken, manyetik alanın değeri ise 1 olarak tercih edilmiş ve değerinin nasıl değiştiğine bakılmıştır. Manyetik alan bileşenleri ise $B'_x = 0.71$ ve $B'_y = 0.71$ olur. Manyetik alan bileşenleri üç tür dalga için aynıdır. Şok sonrası parametreler hızlı akış için Çizelge 4.1' de sunulmaktadır.

Çizelge 4.1. I şok cephesinde hızlı dalgalar için şok sonrası parametreler

Parametreler	Değerler
P_H''	9.08×10^5
ρ_H''	1.1
V_H''	1860.23
$V_{H,x}''$	1232
$V_{H,y}''$	1393.78
B_H''	1.07
$B_{H,x}''$	0.71
$B_{H,y}''$	0.80
θ_H''	48.52

Burada RF (yansıyan-hızlı) şok cephesine çarpma açısı 64.68 derece olur. İkinci olarak hesaplar orta için yazılırsa $(7.97 \times 10^5, 1, 1, 892.29, 45)$ olur. Hızın x ve y bileşenleri ifade edilirse $V'_x = 630.94$ ve $V'_y = 630.94$ olur. Şoktan sonraki parametreler Çizelge 4.2' de verilmektedir.

Çizelge 4.2. Orta dalgalar için şok sonrası parametreler (I)

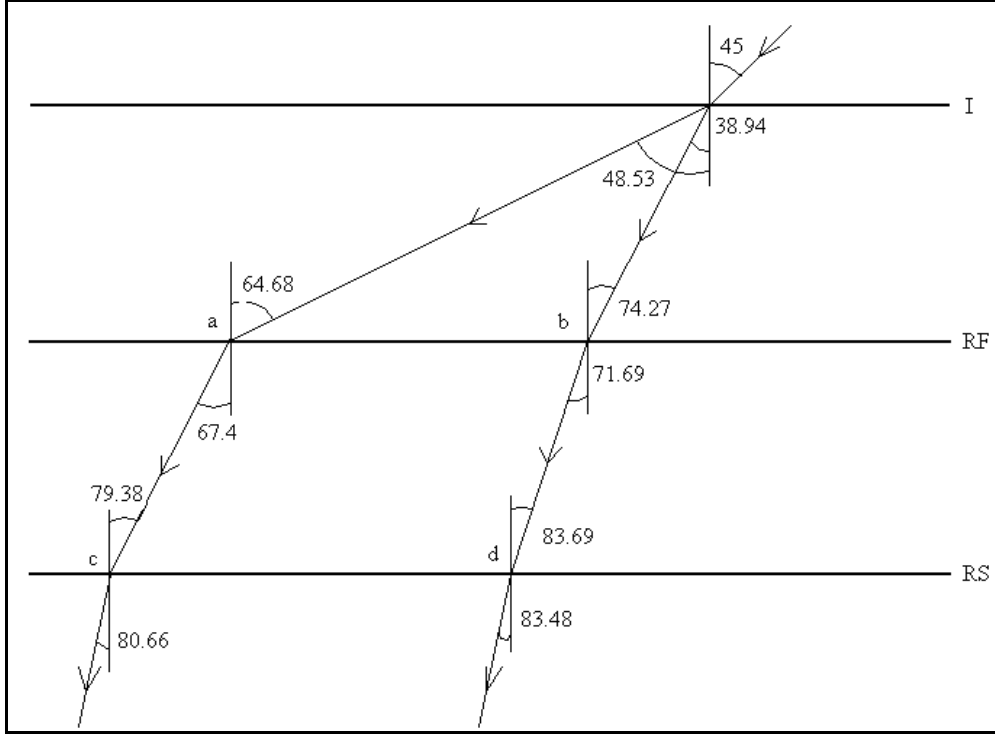
Parametreler	Değerler
p_o''	1.03×10^6
ρ_o''	1.1
V_o''	573.58
$V_{o,x}''$	573.58
$V_{o,y}''$	0
B_o''	0.71
$B_{o,x}''$	0.71
$B_{o,y}''$	0
θ_o''	0

Son olarak hesaplar yavaş için yazılırsa (7.97×10^5 , 1, 1, 758.8, 45) olur. Yavaş dalga için hızın x ve y bileşenleri ise $V_x' = 536.58$ ve $V_y' = 536.58$ olur. Şoktan sonraki parametreler Çizelge 4.3' de görülmektedir.

Çizelge 4.3. Yavaş dalgalar için şok sonrası parametreler (I)

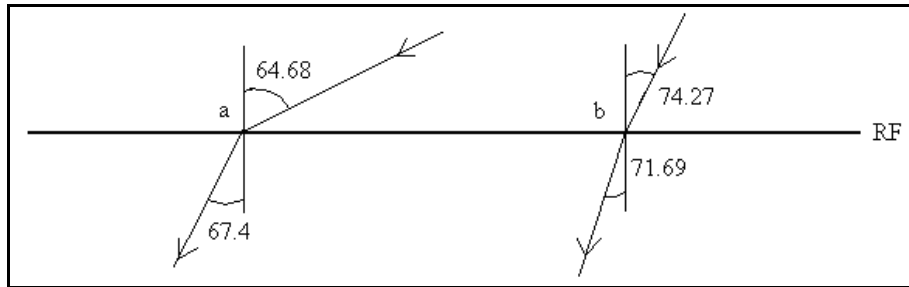
Parametreler	Değerler
p_Y''	8.92×10^5
ρ_Y''	1.1
V_Y''	627.14
$V_{Y,x}''$	487.80
$V_{Y,y}''$	394.15
B_Y''	0.91
$B_{Y,x}''$	0.71
$B_{Y,y}''$	0.57
θ_Y''	38.94

Burada RF (yansıyan-hızlı) şok cephesine çarpma açısı ise 74.27 derece olarak bulunur. Çizelge 4.2 ve Şekil 4.1 beraber incelendiğinde orta dalga RF (yansıyan hızlı) şok cephesine çarpmadan gidecektir. Bu durumda RF şok cephesi için orta dalga dikkate alınmaz.



Şekil 4.2. MHD şok dalgasının yansımanın olduğu bölgedeki hareketi (Özgün).

4.1.1.2. Şok cephesi-RF'de plazmanın hareketi



Şekil 4.3. RF şok cephesindeki akışlar (Özgün).

İlk olarak I şok cephesini hızlı olarak geçen akış dikkate alınsın. Bu tip dalga için şok öncesi parametreler (9.08×10^5 , 1.1, 1.07, 1860.23, 64.68) olur. RF (yansıyan-hızlı) şok cephesine çarpma noktası "a" ile temsil edilsin (Şekil 4.3). Şok öncesi hızın x ve y bileşenleri ifade edilirse $V'_{RF,ax} = 795.62$ ve $V'_{RF,ay} = 1681.51$ olur. Şok öncesi manyetik alanın x ve y bileşenleri ise $B'_{RF,ax} = 0.46$ ve $B'_{RF,ay} = 0.97$ olarak ifade edilir. "a" noktası

için şok sonrası parametreler Çizelge 4.4' de sunulmaktadır.

Çizelge 4.4. "a" noktası için şok sonrası parametreler

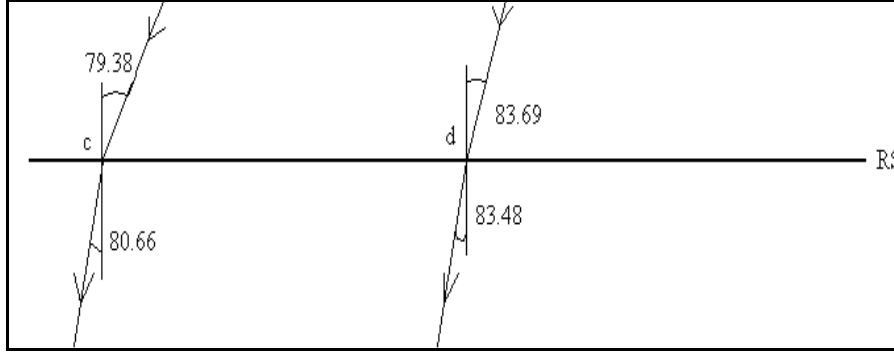
Parametreler	Değerler
$P''_{RF,a}$	8.64×10^5
$\rho''_{RF,a}$	1.21
$V''_{RF,a}$	1880.51
$V''_{RF,ax}$	723.29
$V''_{RF,ay}$	1735.85
$B''_{RF,a}$	1.18727
$B''_{RF,ax}$	0.46
$B''_{RF,ay}$	1.09
$\theta''_{RF,a}$	67.38

Burada RS (yansıyan-yavaş) şok cephesine çarpma açısı ise $\theta = 79.38$ olur. Şimdi de I şok cephesini yavaş geçen dalga için hesaplama yapılınsın (Şekil 4.2 ve Şekil 4.3'te "b" noktası). Şok öncesi parametreler (8.92×10^5 , 1.1, 0.91, 627.15, 74.27) olur. Bu nokta için şok öncesi hızın x ve y bileşenleri $V'_{RF,bx} = 170.07$ ve $V'_{RF,by} = 603.64$ olur. Manyetik alanın x ve y bileşenleri ise $B'_{RF,bx} = 0.25$ ve $B'_{RF,by} = 0.88$ olarak bulunur. Şok sonrası parametreler Çizelge 4.5' de verilmektedir. "b" noktasından çıkan akışın RS şok cephesine çarpma açısı ise 83.69 derece olur.

Çizelge 4.5. "b" noktası için şok sonrası parametreler

Parametreler	Değerler
$P''_{RF,b}$	9.79×10^5
$\rho''_{RF,b}$	1.21
$V''_{RF,b}$	492.14
$V''_{RF,bx}$	154.61
$V''_{RF,by}$	467.23
$B''_{RF,b}$	1.18
$B''_{RF,bx}$	0.25
$B''_{RF,by}$	1.08
$\theta''_{RF,b}$	71.69

4.1.1.3. Şok cephesi-RS'de plazmanın hareketi



Şekil 4.4. RS şok cephesindeki akışlar (Özgün).

İlk olarak, I şok cephesini hızlı olarak (RF şok cephesinde ise “a” noktasından) geçen akış dikkate alınırsa şok öncesi parametreler (8.64×10^5 , 1.21, 1.19, 1880.51, 79.38) olur. Bu akışın RS şok cephesine çarpma noktası “c” ile temsil edilsin (Şekil 4.4). Şok öncesi hızın x ve y bileşenlerinin değerleri sırasıyla $V'_{RS,cx} = 346.58$ ve $V'_{RS,cy} = 1848.30$ olur. Manyetik alana ait bileşenler ise $B'_{RS,cx} = 0.22$ ve $B'_{RS,cy} = 1.17$ olur. RS şoku sonrası parametreler Çizelge 4.6’ da görülmektedir.

Çizelge 4.6 “c” noktası için şok sonrası parametreler

Parametreler	Değerler
$P''_{RS,c}$	7.14×10^5
$\rho''_{RS,c}$	1.331
$V''_{RS,c}$	1942.16
$V''_{RS,cx}$	315.07
$V''_{RS,cy}$	1916.44
$B''_{RS,c}$	1.35
$B''_{RS,cx}$	0.22
$B''_{RS,cy}$	1.33
$\theta''_{RS,c}$	80.66

Son olarak I şok cephesini yavaş (RF şok cephesine “b” noktasında çarpan) akış için inceleme yapılacaktır. Bu akışın RS şok cephesine çarpma noktası “d” ile gösterilsin (Şekil 4.4). Bu nokta için şok öncesi parametrelerin değerleri (9.79×10^5 , 1.21, 1.18, 492.14,

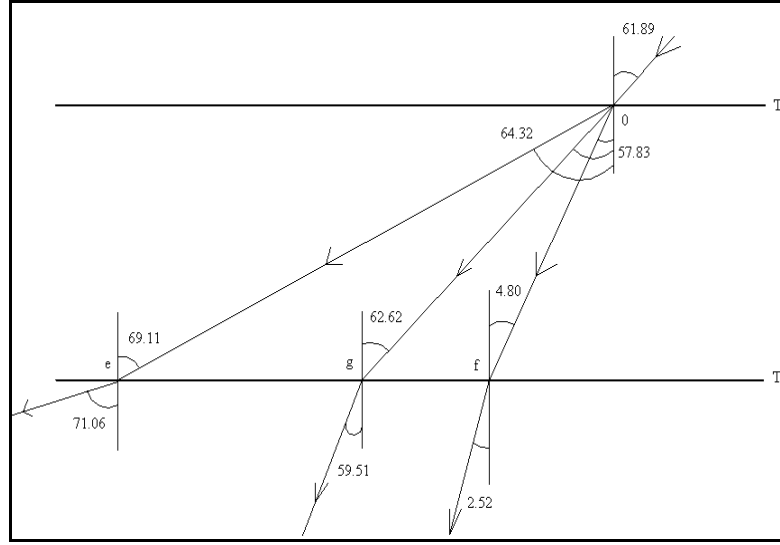
83.69) olur. Şok öncesi hızın x ve y bileşenleri $V'_{RS,dx} = 54.09$ ve $V'_{RS,dy} = 489.16$ olur. Manyetik alana ait bileşenler $B'_{RS,dx} = 0.13$ ve $B'_{RS,dy} = 1.17$ olur. “d” noktası için şok sonrası parametreler Çizelge 4.7’ de sunulmaktadır.

Çizelge 4.7. “d” noktası için şok sonrası parametreler

Parametreler	Değerler
$P''_{RS,d}$	1.01×10^6
$\rho''_{RS,d}$	1.33
$V''_{RS,d}$	433.31
$V''_{RS,dx}$	49.17
$V''_{RS,dy}$	430.51
$B''_{RS,d}$	1.14
$B''_{RS,dx}$	0.13
$B''_{RS,dy}$	1.13
$\theta''_{RS,d}$	83.48

4.1.2. MHD şoklarda Yoğunluk arayüzünün alt kısmında (kırılmanın olduğu bölgede) plazmanın hareketi

MHD şok dalgasında kırılmanın olduğu bölgedeki (Şekil 4.1) hareketi Şekil 4.5’ de sunulmaktadır. Şok cephesi belirlendikten sonra şoktan önceki parametreler parantez içinde (p , ρ , B , V ve θ) belirtildiği sıra ile ifade edilecektir. Şoktan sonraki parametreler ise eğik MHD şoklar için geçerli olan (3.49)-(3.54) eşitlikleri yardımıyla bulunarak çizelgelerde verilecektir.



Şekil 4.5. MHD durumda kırılmanın olduğu bölgedeki akışlar (Özgün).

4.1.2.1 Şok Cephesi-TF'deki plazma hareketinin incelenmesi

TF şok cephesinde de, I şok cephesinde olduğu gibi, zayıf şoklar (yani $r=1.1$) için hızlı, orta ve yavaş olmak üzere üç tip akış söz konusudur (Şekil 4.5). Akışa ait değerleri (3.56)-(3.58) denklemleriyle bulunabilir. İlk olarak hesaplar hızlı için yapılırsa, şok öncesi parametreler (7.97×10^5 , 3, 1, 1736.26, 1.89) olur. Burada da $\beta=2$ alınmıştır. Hızın x ve y bileşenleri ifade edilirse $V'_x = 818.04$ ve $V'_y = 1531.47$ olur. Manyetik alanın bileşenleri ise sırasıyla $B'_x = 0.47$ ve $B'_y = 0.88$ olur. Hızlı akış için şoktan sonraki parametreler Çizelge 4.8' de verilmektedir.

Çizelge 4.8. TF'de hızlı akış için şok sonrası parametreler

Parametreler	Değerler
p_H''	9.07×10^5
ρ''	3.3
V_H''	1715.93
$V_{H,x}''$	743.67
$V_{H,y}''$	1546.40
B_H''	1.09
$B_{H,x}''$	0.47
$B_{H,y}''$	0.98
θ_H''	64.32

Burada TS şok cephesine çarpma açısı ise $\theta = 69.12$ olur. İkinci olarak hesaplar orta için yapıldığında şok öncesi parametrelerin değerleri (7.97×10^5 , 3, 1, 515.16, 61.89) olur. Şok öncesi hızın x ve y bileşenleri $V'_x = 242.72$ ve $V'_y = 454.40$ olur. Şoktan sonraki parametrelerin değerleri Çizelge 4.9' da görülmektedir.

Çizelge 4.9. TF'de orta akış için şok sonrası parametreler

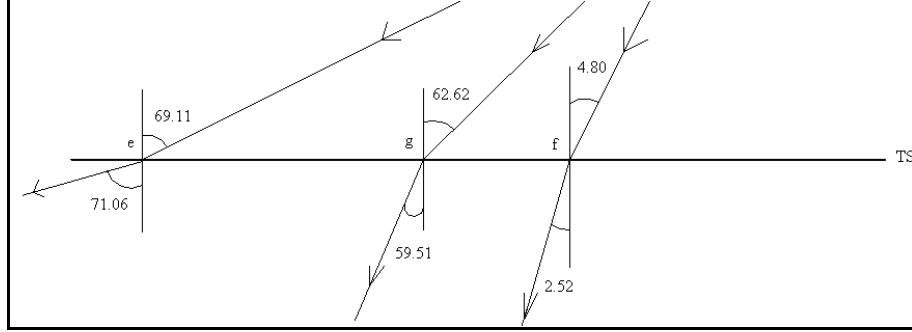
Parametreler	Değerler
p_o''	1.12×10^6
ρ''	3.3
V_o''	220.65
$V_{o,x}''$	220.65
$V_{o,y}''$	0
B_o''	0.47
$B_{o,x}''$	0.47
$B_{o,y}''$	0
θ_o''	0

Burada TS şok cephesine çarpma açısı ise 4.80 olur. Son olarak hesaplar yavaş olan akış için yapıldığında şok öncesi parametrelerin değerleri (7.97×10^5 , 3, 1, 419.05, 45) olur. Şimdi yavaş dalga için hızın x ve y bileşenleri ifade edilirse $V'_x = 197.43$ ve $V'_y = 369.62$ olur. Şoktan sonraki parametreler Çizelge 4.10' da sunulmaktadır. Burada TS şok cephesine çarpma açısı 62.62 derece olarak bulunur.

Çizelge 4.10. TF'de yavaş akış için şok sonrası parametreler

Parametreler	Değerler
p_Y''	8.94×10^5
ρ''	3.3
V_Y''	337.06
$V_{Y,x}''$	179.48
$V_{Y,y}''$	285.30
B_Y''	0.88
$B_{Y,x}''$	0.47
$B_{Y,y}''$	0.75
θ_Y''	57.83

4.1.2.2. Şok cephesi-TS'de plazmanın davranışı



Şekil 4.6. TS şok cephesindeki akışlar (Özgün).

Yine ilk olarak TF'den hızlı olarak geçen dalga için işlem yapılırsa şok öncesi parametrelerin değerleri sırasıyla (9.07×10^5 , 3.3, 1.09, 1715.93, 69.11) olur. Bu akışın TS şok cephesine çarpma noktası “e” ile temsil edilsin (Şekil 4.6). Şok öncesi hızın x ve y bileşenleri ifade edilirse, $V'_{TS,ex} = 611.75$ ve $V'_{TS,ey} = 1603.18$ olur. Manyetik alanın x ve y bileşenleri ise $B'_{TS,ex} = 0.39$ ve $B'_{TS,ey} = 1.02$ olur. Şoktan sonrası parametrelerin değerleri Çizelge 4.11’ de verilmektedir.

Çizelge 4.11. “e” noktası için şok sonrası parametreler

Parametreler	Değerler
$P''_{TS,e}$	9.22×10^5
$\rho''_{TS,e}$	3.63
$V''_{TS,e}$	1713.32
$V''_{TS,ex}$	556.13
$V''_{TS,ey}$	1620.55
$B''_{TS,e}$	1.19
$B''_{TS,ex}$	0.39
$B''_{TS,ey}$	1.13
$\theta''_{TS,e}$	71.06

İkinci olarak hesaplar orta için yazılırsa, şok öncesi değerler (1.12×10^6 , 3.3, 0.47, 220.65, 4.80) olur. TS şok cephesine çarpma noktası (Şekil 4.6) “f” ile gösterilsin. Şok öncesi hızın x ve y bileşenleri ise $V'_{TS,fx} = 219.88$ ve $V'_{TS,fy} = 18.45$ olur. Manyetik alan ait

bileşenler ise $B'_{TS,fx} = 0.47$ ve $B'_{TS,fy} = 0.04$ olur. F noktası için şoktan sonraki parametreler Çizelge 4.12' de görülmektedir.

Çizelge 4.12. “F” noktası için şok sonrası parametreler

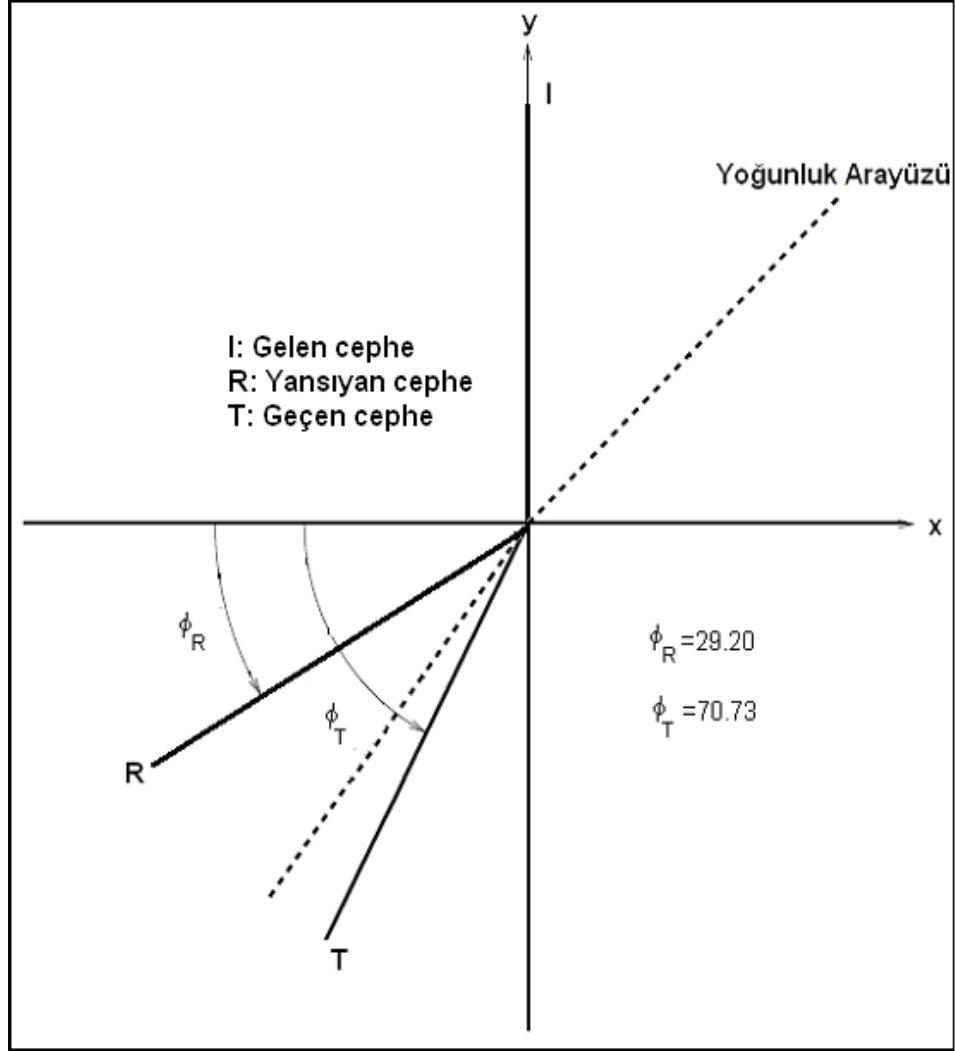
Parametreler	Değerler
$P''_{TS,f}$	1.14×10^6
$\rho''_{TS,f}$	3.63
$V''_{TS,f}$	200.08
$V''_{TS,fx}$	199.89
$V''_{TS,fy}$	8.79
$B''_{TS,f}$	0.47
$B''_{TS,fx}$	0.47
$B''_{TS,fy}$	0.02
$\theta''_{TS,f}$	2.52

Son olarak hesaplar yavaş için yazılırsa, şok öncesi parametreler (8.94×10^5 , 3.3, 0.88, 337.06, 62.62) olur. TS şok cephesindeki çarpma noktası Şekil 4.6'da da verildiği gibi “g” ile gösterilirse hızın x ve y bileşenleri ifade edilirse $V'_{TS,gx} = 155.00$ ve $V'_{TS,gy} = 299.31$ olur. Manyetik alanın x ve y bileşenleri ifade edilirse $B'_{TS,gx} = 0.41$ ve $B'_{TS,gy} = 0.79$ olur. Şok sonrası parametreler Çizelge 4.13' de sunulmaktadır.

Çizelge 4.13. “g” noktası için şok sonrası parametreler

Parametreler	Değerler
$P''_{TS,g}$	9.57×10^5
$\rho''_{TS,g}$	3.63
$V''_{TS,g}$	277.67
$V''_{TS,gx}$	140.91
$V''_{TS,gy}$	239.26
$B''_{TS,g}$	0.80
$B''_{TS,gx}$	0.41
$B''_{TS,gy}$	0.69
$\theta''_{TS,g}$	59.51

4.2. Hidrodinamik Şoklarda Akışkanın Hareketi

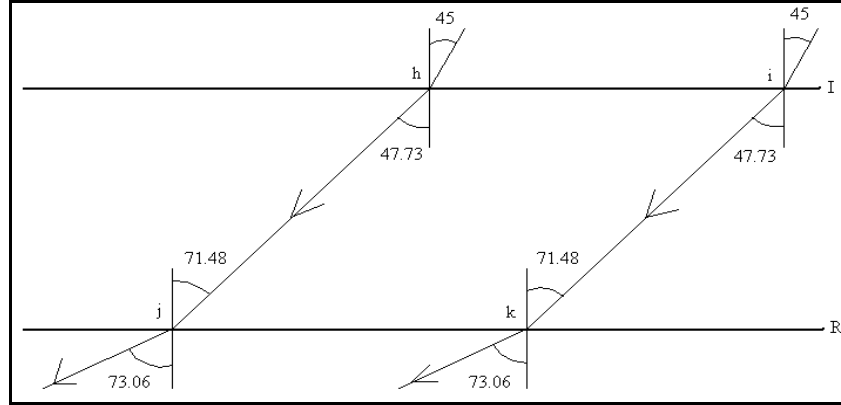


Şekil 4.7. Üçlü dalga yapısı (Taub, 1947).

Bu bölümde MHD durum için hesaba katılan akışlarda manyetik alansız duruma denk gelen $\mathcal{M}=0$ durumu için karşılaştırma yapmak amacıyla inceleme yapılacaktır. Şekil 4.7'de verilen açı değerleri (yansıyan ve kırılan cephelere ait açılar) seçilirken Şekil 4.1'de de verilen yavaş ve hızlı cephelerin tam orta noktaları seçilmiştir. Hidrodinamik durum için ise yoğunluk arayüzünün üst kısmında I ve R şok cepheleri bulunurken yoğunluk arayüzünün alt kısmında ise T şok cephesi bulunur (Şekil 4.7). Hidrodinamik durumda şok öncesi parametrelerin gösterim sırası (p , ρ , V ve θ) olarak seçilmiştir. Şok sonrası parametreler ise (3.49)-(3.54) eşitlikleri yardımıyla $B=0$ konularak hesaplanacaktır.

4.2.1. Hidrodinamik şoklarda yoğunluk arayüzünün üst kısmında (yansımanın olduğu bölgede) akışkan hareketi

HD şok dalgasının yansımanın olduğu bölgedeki hareketi Şekil 4.8’ de görülmektedir. Şekilden de görüldüğü gibi MHD durumunda tartışılan hızlı ve yavaş akışlar için inceleme yapılmıştır.



Şekil 4.8. HD şok dalgasının yansımanın olduğu bölgedeki davranışı (Özgün).

4.2.1.1. Şok cephesi-I’deki akışkan hareketi

Hidrodinamik durumda, az önce söylendiği gibi MHD durumdaki akışlar için inceleme yapılacaktır. İlk olarak MHD’deki hızlı akış için çalışılacaktır. Bu akış Şekil 4.8’ de “h” ile temsil edilsin. I şok cephesinden önceki parametrelerin değerleri (7.97×10^5 , 1, 1916.55, 45) olur. Şok öncesi hızın x ve y bileşenleri ifade edilirse, $V'_x = 1355.21$ ve $V'_y = 1355.21$ olur. “h” noktası için şok sonrası parametrelerin değerleri Çizelge 4.14’de görülebilir.

Çizelge 4.14. “h” noktası için şok sonrası parametreler

Parametreler	Değerler
$P''_{I,h}$	9.63×10^5
$\rho''_{I,h}$	1.1
$V''_{I,h}$	1831.51
$V''_{I,hx}$	1232.01
$V''_{I,hy}$	1355.21
$\theta''_{I,h}$	47.73

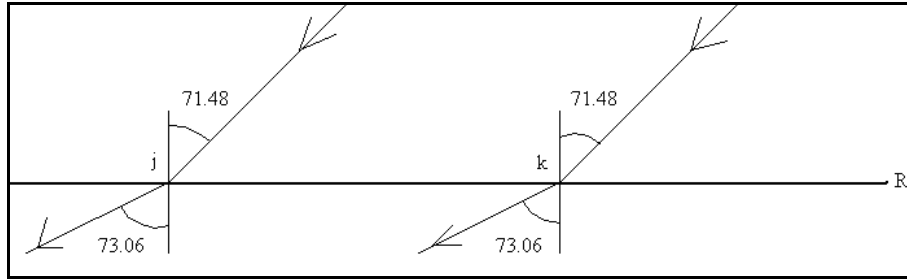
İkinci olarak ise MHD akıştaki yavaş dalga için çalışılacaktır (Şekil 4.8’de “i” noktası). Şok cephesinden önceki parametreler (7.97×10^5 , 1, 758.84, 45) olur. Hızın x ve y bileşenleri ise $V_x' = 536.58$ ve $V_y' = 536.58$ olur. Şoktan sonraki parametreler ise çizelge 4.15’ de görülmektedir.

Çizelge 4.15. “i” noktası için şok sonrası parametreler

Parametreler	Değerler
$P_{I,i}''$	8.23×10^5
$\rho_{I,i}''$	1.1
$V_{I,i}''$	725.17
$V_{I,ix}''$	487.80
$V_{I,iy}''$	536.58
$\theta_{I,i}''$	47.73

Her iki nokta içinde (“h” ve “i” noktaları) R şok cephesine çarpma açısı 71.48 derece olur.

4.2.1.2. Şok cephesi-R’de akışkan hareketi



Şekil 4.9. HD şokta R şok cephesindeki akışlar (Özgün).

I şok cephesinden “h” noktasından (Şekil 4.8) geçen dalga R şok cephesine “j” noktasında çarpsın (Şekil 4.9). Hesaplamalar için şok cephesinden önceki parametrelerin değerleri (9.64×10^5 , 1.1, 1831.51, 71.48) olur. Hızın x ve y bileşenlerinin değerleri $V_x' = 581.82$ ve $V_y' = 1736.64$ olur. Bu nokta için şoktan sonraki parametreler ise Çizelge 4.16’ da sunulmaktadır.

Çizelge 4.16. “j” noktası için şok sonrası parametreler

Parametreler	Değerler
$P_{R,j}''$	9.98×10^5
$\rho_{R,j}''$	1.21
$V_{R,j}''$	1815.40
$V_{R,jx}''$	528.93
$V_{R,jy}''$	1736.64
$\theta_{R,j}''$	73.06

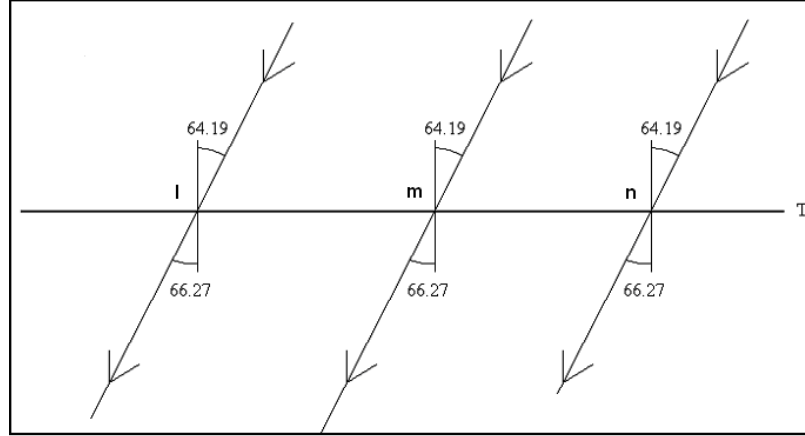
I şok cephesinden “i” noktasında geçen akış (Şekil 4.8) R şok cephesinde “k” ile temsil edilsin (Şekil 4.9). Şok öncesi parametrelerin değerleri bu nokta için yazılırsa (8.23×10^5 , 1.1, 0, 725.17, 71.48) olur. Hıza ait x ve y bileşenleri ifade edilirse, $V_x' = 230.37$ ve $V_y' = 687.61$ olur. Bu nokta için şoktan sonraki parametreler ise Çizelge 4.17’ de verilmektedir.

Çizelge 4.17. “k” noktası için şok sonrası parametreler

Parametreler	Değerler
$P_{R,k}''$	8.28×10^5
$\rho_{R,k}''$	1.21
$V_{R,k}''$	718.79
$V_{R,kx}''$	209.42
$V_{R,ky}''$	687.61
$\theta_{R,k}''$	73.06

4.2.2. Hidrodinamik Şoklarda yoğunluk arayüzünün alt kısmında (kırılmanın olduğu bölgede) akışkan hareketi

Bölüm 4.1.2’de verilen hızlı, orta ve yavaş akışlar için HD şok inceleme yapılacaktır. Bu üç durum için akışkan hareketleri Şekil 4.10’ da sunulmaktadır.



Şekil 4.10. HD şok dalgasının kırılmanın olduğu bölgedeki davranışı (Özgün).

T şok cephesinde hızlı akış “l” ile (Şekil 4.10) temsil edilsin. Şok öncesi parametreler (7.97×10^5 , 3, 1736.26, 64.19) şeklinde yazılabilir. Şimdi hızlı dalga için hızın x ve y bileşenleri ifade edilirse, $V'_x = 755.92$ ve $V'_y = 1563.07$ olur. Şoktan sonraki parametreler ise Çizelge 4.18’ de görülmektedir.

Çizelge 4.18. “l” noktası için şok sonrası parametreler

Parametreler	Değerler
$P''_{T,l}$	9.53×10^5
$\rho''_{T,l}$	3.3
$V''_{T,l}$	1707.46
$V''_{T,lx}$	687.20
$V''_{T,ly}$	1563.07
$\theta''_{T,l}$	66.27

Şekil 4.10’da gösterildiği gibi T şok cephesinde orta akış “m” ile temsil edilsin. Şok cephesinden önceki parametreler (7.97×10^5 , 3, 515.16, 64.19) olur. Hızın x ve y bileşenleri ifade edilirse, $V'_x = 224.29$ ve $V'_y = 463.78$ olur. Şoktan sonraki parametreler ise Çizelge 4.19’ da sunulmaktadır.

Çizelge 4.19. “m” noktası için şok sonrası parametreler

Parametreler	Değerler
$P_{T,m}''$	8.11×10^5
$\rho_{T,m}''$	3.3
$V_{T,m}''$	506.62
$V_{T,mx}''$	203.90
$V_{T,my}''$	463.77
$\theta_{T,m}''$	66.27

Son olarak T şok cephesinde yavaş akışın denk geldiği nokta “n” ile temsil edilsin. Şok cephesinden önceki parametrelerin değerleri sırasıyla (7.97×10^5 , 3, 419.05, 64.19) olur. Hızın x ve y bileşenleri ise $V_x' = 182.44$ ve $V_y' = 377.25$ olur. “n” noktası için şoktan sonraki parametreler ise Çizelge 4.20’ de verilmektedir.

Çizelge 4.20. “n” noktası için şok sonrası parametreler

Parametreler	Değerler
$P_{T,n}''$	8.06×10^5
$\rho_{T,n}''$	3.3
$V_{T,n}''$	412.10
$V_{T,nx}''$	165.85
$V_{T,ny}''$	377.25
$\theta_{T,n}''$	66.27

BÖLÜM 5**SONUÇLAR VE ÖNERİLER**

Makroskopik parametrelerde ani değişimlerin olduğu durumlar olarak tanımlanan şok dalgaları akışkanın bir denge halinden diğer bir denge haline geçtiği katmanlar olarak da tanımlanır. Plazmanın dinamiğini incelemeye çok önemli bir yere sahiptir. Şok dalgaları akış hızının ses hızına göre değerini veren Mach numarasının veya sıkışma oranının (r) değerlerine göre güçlü ya da zayıf şok olarak sınıflandırılabilir. Buna göre $M \rightarrow 1$ olduğunda şok zayıf şok iken, $M \gg 1$ olduğunda şok güçlü şok olur. Sıkışma oranı cinsinden bakılırsa $1.1 < r < 2$ aralığında olduğunda şok zayıf şok iken, $2 < r < 4$ aralığında ise şok güçlü şok oluşur.

Bir şok cephesi herhangi bir yoğunluk arayüzüne (farklı yoğunluklu iki akışkanın birleşme noktası) çarptığında tıpkı ışık ışınlarının optikte davrandığı gibi yansıma ve kırılmaya (arayüzün diğer tarafına geçmesi) uğrar. Manyetik alanın olmadığı durumda gelen dalga da hesaba katıldığına literatürde üçlü dalga yapısı olarak da bilinen yapı ortaya çıkar. Manyetik alan hesaba katıldığında durum diğer manyetohidrodinamik dalgalarda olduğu gibi yansıyan ve geçen cepheler hızlı-orta-yavaş bileşenlere sahip olur ve yedili dalga yapısı olarak bilinen yapı meydana gelir. Pratikte yavaş ve orta cephelerin konumları birbirine çok yakın olduklarından tek bir cephe gibi kabul edilir ve beşli dalga yapısı oluşur.

Bu tez çalışmasında, herhangi bir fiziksel ortam tanımlaması yapılmadan genel durum için beşli dalga yapısında zayıf şoklar için ($r=1.1$ alınarak) plazmanın akışı incelenmiştir. Ayrıca MHD akış ile aynı hız özelliklerine sahip hidrodinamik akış da incelenmiştir.

5.1. Manyetohidrodinamik Duruma Ait Sonuçlar

I şok cephesinde orta akış olarak geçen dalga tıpkı switch-off şoklarda olduğu gibi normale paralel bir biçimde I şokunu terk etmektedir. Bu da beşli dalga yapısının geometrisinden de (Şekil 4.1) anlaşılacağı gibi RF şok cephesine çarpmamaktadır. Bu bölümde her şok cephesi ve her akış (hızlı, orta ve yavaş) için bir önceki bölümde verilen bulgular irdelenecektir. Burada şok cephelerindeki akışın hızlı-yavaş-orta olup olmadığı kararlaştırılabilir. Çünkü akış normalden uzaklaşıyorsa hızlı, normale yaklaşıyorsa yavaş ve son olarak normale paralel ise orta olarak tanımlanır (Şekil 3.6). $\beta=2$ olduğu MHD durumunda Şekil 4.2’de verilen “a” noktasını incelersek gelen dalganın RF şok cephesine çarptığında daha büyük bir açıyla normalden uzaklaşarak geçtiğini görürüz. Yani dalga

dahada hızlanmışır. “c” noktasına bakılırsa bu hızlanan dalga devamında RS şok cephesine çarptığında ise yine gelişe göre daha büyük bir açıyla normalden uzaklaşarak geçmiştir. Burada yine hızlanma söz konusudur. Ancak açı değerlerinden de anlaşılacağı üzere a noktasındaki hızlanma daha fazladır.

“b” noktasına bakılırsa gelen dalga yansıyan-hızlı şok cephesine çarptığında geliş açısından daha küçük bir açıyla geçtiği görülür. Yani yavaşlama söz konusudur. “d” noktasında ise gelen dalga RS şok cephesine çarptığında yine geliş açısına göre belli bir azalma olacaktır. Yani bu noktada da yavaşlama vardır. “b” noktası ile “d” noktası kıyaslandığında, “b” noktasında yavaşlama miktarı daha büyüktür.

MHD durumunda geçen şok cepheslerini (Şekil 4.5) incelersek geçen-hızlı şok cephesi için üç durum sözkonusudur. Bunlar hızlı, yavaş ve ortadır. “e” noktasına bakılırsa TS şok cephesine çarpan hızlı dalga geliş açısına göre daha büyük bir açıyla kırılır. Yani “e” noktasındaki hızlı dalga daha da hızlanır. “f” noktasında ise TS şok cephesine çarpan yavaş dalga geliş açısına göre daha küçük bir açıyla kırıldığı gözlenir. Yani yavaşlama artmıştır. “g” noktasına bakılırsa TS şok cephesine çarpan orta dalga ise geliş açısına göre daha büyük bir açıyla geçer.

Arayüzün üstünde ve altındaki akış karakteristikleri incelendiğinde MHD durum için akışın hızlı ya da yavaş olma karakteristiği değişmediği sonucuna varılabilir. Örneğin I şok cephesini hızlı olarak geçen akış, devamında da RF ve RS şok cepheslerinde de hızlı (normalden uzaklaşan) özelliğini korumaktadır. T şok cephesinde de durum değişmemektedir.

Ayrıca RS ve TS şok cepheslerinden sonra akışlara bakıldığında, biraz sonra hidrodinamik durum için söylenecek olan, laminar akıştan söz edilemez. Literatürde arayüz kararsızlıkları olarak da bilinen Ritchmer-Meshkov, Rayleigh-Taylor (çekimsel ivme dikkate alınır) ve Kelvin-Helmholtz kararsızlıkları ortaya çıkmaktadır. Hatta kararsızlığın ilerleyen safhalarında (Çavuş, 2002) yoğunluk arayüzünün türbülanslı karışımı oluşabilir.

5.2. Hidrodinamik Duruma Ait Sonuçlar

MHD durum ile karşılaştırmak açısından hidrodinamik durum incelenenmiştir. $\eta=\beta^{-1}=0$ olduğu HD durum için üç adet şok cephesi söz konusudur (I, R, T). MHD durumundaki aynı fiziksel hız karakteristiğine sahip durumlar incelenmiştir. I şok cephesinde tıpkı MHD durumda olduğu gibi iki adet akış dikkate alınır. Bunlar sırasıyla hızlı ve yavaş akışlardır.

“h” noktasına bakılırsa, akış I şok cephesine çarptığında şoktan sonraki açının şoktan önceki açığa göre daha fazla olduğu görülmüştür (Şekil 4.8). “h” noktası için hızlanma söz konusu olduğu söylenebilir. “j” noktasına bakılırsa, akış R şok cephesine çarptığında normalle olan açıda yine bir artış olmuştur. Yani burada da hızlanma söz konusudur. “h” ile “j” noktaları karşılaştırıldığında da hızlanma “h” noktasında daha fazla olacaktır. “i” noktasına bakılırsa akış I şok cephesine çarptıktan sonra daha büyük bir açıyla geçmiştir. Yani hızlanma meydana gelmiştir. “k” noktasına bakılırsa gelen dalga yansıyan şok cephesine çarptığında yine daha büyük bir açıyla geçecektir. Yani burada da hızlanma olacaktır. “i” noktası ile “k” noktası karşılaştırıldığında “i” noktasındaki hızlanma daha büyüktür.

HD durumda T şok cephesindeki akışı incelersek yine MHD durumda olduğu gibi burada da üç akış durumu söz konusudur (Şekil 4.6). Bunlar sırasıyla hızlı, yavaş ve orta akışlardır. “l” noktasına bakılırsa akış geçen şok cephesine çarptığı zaman daha büyük bir açıyla kırılmıştır. Yani hızlanmıştır. “n” noktasına bakıldığında akış geçen şok cephesine çarptığı zaman yine daha büyük bir açıyla kırılma olmuştur. Bu noktada da hızlanma vardır. Buradaki hızlanma miktarı “l” noktasındaki hızlanma miktarı ile aynıdır. Çünkü T şok cephesinden önceki ve sonraki açılar aynıdır. Orta dalga da aynı biçimde T cephesine çarptıktan sonra, açı biraz daha büyüyerek yoluna devam edecektir.

Hidrodinamik şok durumunda manyetik alan olmadığından, yoğunluk arayüzünün üst ve altında bulunan I ve T şok cephelerine gelen akışların tamamı hızlanarak cephenin diğer tarafına geçmektedir. Hem R’den hem de T’den sonra (yani Şekil 4.7’de gösterilen arayüzün hemen üst ve altındaki R ve T arasındaki bölge) aynı açılara sahip olmaktadır. Manyetik alansız sistemler için bu beklenen bir sonuçtur.

R’den sonraki bölgedeki akışkan hareketi ile T’den sonraki akışkan hareketi birbirine hemen hemen paralel çıkmaktadır. Bu sonuç literatürde daha öncesinde bulunmuş (Taub, 1947; Henderson ve ark., 1990, Wheatly ve ark., 2005), ve bu tez çalışmasında doğrulanmıştır. Bu sonuç hidrodinamik durum için, R ve T’den sonra akışların laminar akış

olarak devam edeceği anlamına gelmektedir. Literatürle uyumlu olan bu sonuç modelimizin doğruluğunu ortaya koymaktadır.

5.3. Öneriler

Daha önce de söylendiği gibi manyetik alanın dikkate alınması çözümleme süreçlerini zorlaştırabilmektedir. Fakat manyetik alan plazma fiziğinde akışkanın dinamiğinin incelenmesinde önemli bir yer tutmaktadır. Bu çalışmada (tezde), literatürde çok çalışılmamış olan şok cephelerinin yoğunluk arayüzlerinde oluşturduğu beşli dalga yapısındaki plazmanın akışı detaylarıyla irdelenmiştir. Bu tez çalışmasında bulduğumuz sonuçlar MHD şok dalgalarının olduğu fiziksel ortamlar için kullanılarak geliştirilebilir. Yukarıda (Bölüm 5.1) anlatılan arayüz kararsızlıkları incelenebilir. Bulunacak sonuçlar yardımıyla, manyetik alanın dikkate alınmasının gerekli olduğu Güneş ve uzay fiziği, laboratuvar plazması gibi konuların çalışılması kolaylaşabilir.

KAYNAKLAR

- Alfvén H. 1942. Existence of Electromagnetic-Hydrodynamic waves. *Nature*, 150, 405.
- Artsimovich L.A. 1971. *Electron Optics*. Pergamon Pres, New York, 211p.
- Choudhuri A.R. 1998. *The Physics of Fluids and Plasmas: An Introduction for Astrophysicists*. Cambridge University Press, Cambridge, 19-52.
- Collins A.R. ve Mathers C.D., 2000. Dynamics of transverse magnetohydrodynamic shock waves. *Phys Fluids* 21, 1939-1944
- Çavuş H. 2002. ÇOMÜ Fen Bilimleri Enstitüsü Yüksek Lisans Tezi: Plazmada Gravitasyonel Kararsızlıklar, Çanakkale.
- Çavuş H. 2007. ÇOMÜ Fen Bilimleri Enstitüsü Doktora Tezi: Güneş Kabuğundaki Konvektif Olayların Manyetohidrodinamik (MHD) Yaklaşımına Modellenmesi, Çanakkale.
- De Hoffmann F. ve Teller E., 1950. Magneto-Hydrodynamic Shocks. *Phys Rev.* 80, 692-703.
- Delmont P. ve Keppens R., 2010. Regular Shock Refraction in Planar Ideal MHD. *Journal of Physics-Conference Series* 1, 216
- Dening L. 2007. Shock Reflection and Oblique Shock Waves. *J Math Phys* 4813102
- De Sterck H. ve Poedts S., 2000. Intermediate Shocks in Three-Dimensional Magnetohydrodynamic Bow-Shock Flows with Multiple Interacting Shock Fronts. *Phys Rev Lett* 84, 5524-5527
- Fitzpatrick R. (19 Aralık 2008). Plasmahtml. 29 Mart 2011, <http://farside.ph.utexas.edu/teaching/plasma/lectures1/node82.html>
- Freistühler H. ve Trakhinin Y., 2008. On the Viscous and Inviscid Stability of Magnetohydrodynamic Shock Waves. *Physica D* 237, 3030-3037
- Gombosi T.I. 1998. *Physics of Space Environment*. Cambridge Univesity Press, Cambridge, 75 ve 219-221.

- Grib S.A., Koutchmy S. ve Sazonova V.N., 1996. MHD Shock Interactions in Coronal Structures, *Sol Phys* 169, 151-166
- Henderson L.F., Ma Jia-Huan, Sakurai A. ve Takayama K., 1990. Refraction of a Shock Wave at an Air-Water Interface. *Fluid Dyn Res.* 5, 337-350
- Johnson R.W., 1998. The Handbook of Fluid Dynamics. CRC Press, Usa, pp:810-819
- Kabin K. 2001. A note on the compression ratio in MHD shocks, *J Plasma Phys* 66, 259-274
- Lou Y.Q. ve Hu R.Y., 2010. General Polytopic Magnetofluid Under Self-Gravity: Voids and Shocks. *New Astron* 15, 198-214
- Morro A. 1980. Interaction of Waves with Shocks in Magnetofluidynamics. *Acta Mech* 35, 197-213
- Nourgaliev R.R., Sushchikh S.Y., Dinh T.N. ve Theofanous T.G., 2006. Shock Wave Refraction Patterns at Interfaces. *Int J Multiphas Flow* 213-500
- Ono Y. 1960. Propagation of Shock Waves in Inhomogeneous Gases: III. Spherical Shock Waves, *Prog Theor Phys* 24, 825-828, (1960).
- Pushkar E.A. 2001. Gasdynamic Analogies in Problems of the Oblique Interaction of MHD Shock Waves, *Fluid Dyn* 36, 989-1003
- Polachek H. Ve Seeger R.J., 1951. On Shock Wave Phenomena ; Refraction of Shock Waves at a Gaseous Interface. *Phys Rev*, 922-929
- Priest E.R., 2000. Solar Magnetohydrodynamics, D. Reidel Publishing Company, Dordrecht-Holland, pp:189-205
- Sen H.K. 1956. Structure of a Magnetohydrodynamic Shock Wave in a Plasma of Infinite Conductivity *Phys Rev*, 102-511
- Streeter V.L. ve Wylie W.B., 1994. Fundamentals of Fluid Mechanics. Mcgraw-Hill Book Company, Turkey, pp:276-277

Taub A.H., 1947. Refraction of Plane Shock Waves. *Phys Rev*, 51-60

Vrsnak B. ve Lulic S., 2000a. Formation Of Coronal Mhd Shock Waves - I. The Basic Mechanism, *Sol Phys*, 196, 157-180

Vrsnak B. ve Lulic S., 2000b. Formation of coronal MHD shock waves - II. The Pressure Pulse Mechanism , *Sol Phys*, 196, 181-197

Vrsnak B. ve Cliver E.W., 2008. Origin of Coronal Shock Waves, *Sol Phys*, 253, 215-235

Warsi Z.U.A., 1999. Fluid Dynamics. CRC Press, Usa, pp:193-200

Wheatley V., Pullin D.I. ve Samtaney R., 2005. Regular Refraction of a MHD Shock at an Oblique Planar density Interface. *J Fluid Mech*

EKLER

EK A: 3.51 Denkleminin ispatı

Manyetik alanın y bileşenine ait oran (3.51) eşitliği ile bulunabilir.

$$\frac{B_{2y}}{B_{1y}} = r \left(\frac{V_{1x}^2 - \cos^2 \theta V_{1A1}^2}{V_{1x}^2 - r \cos^2 \theta V_{1A1}^2} \right) \quad (3.51)$$

Bu denklem ispat edilmek istenirse öncelikle V_{1y} ve V_{2y} ifadeleri de Hoffman-Teller şartları yardımıyla aşağıdaki gibi ifade edilebilir.

$$V_{1y} = \frac{V_{1x} B_{1y}}{B_{1x}} \quad \text{ve} \quad V_{2y} = \frac{V_{1x} B_{2y}}{r B_{1x}} \quad \text{olur.} \quad (A.1)$$

bu eşitlikler

$$\rho_2 V_{2x} V_{2y} - \frac{B_{2x} B_{2y}}{\mu_0} = \rho_1 V_{1x} V_{1y} - \frac{B_{1x} B_{1y}}{\mu_0} \quad (3.19)$$

denkleminde yerine yazılır. Devamında (3.49), (3.50) ve (3.52) eşitlikleri yardımıyla

$$\rho_2 = \rho_1 r, \quad V_{2x} = V_{1x} / r \quad \text{ve} \quad B_{2x} = B_{1x} \quad (A.2)$$

ifadeleri elde edilip (3.19) eşitliğinde yerlerine yazılırsa

$$\rho_1 r \frac{V_{1x}}{r} \frac{V_{1x} B_{2y}}{r B_{1x}} - \frac{B_{1x} B_{2y}}{\mu_0} = \rho_1 \frac{V_{1x}^2 B_{1y}}{B_{1x}} - \frac{B_{1x} B_{1y}}{\mu_0} \quad (A.3)$$

eşitliği elde edilir. Bu ifade B_{2y} ve B_{1y} ortak parantezine alınarak payda eşitlendiğinde

B_{2y} / B_{1y} ifadesi çekilirse

$$\frac{B_{2y}}{B_{1y}} = r \frac{\mu_0 \rho_1 (V_{1x}^2 - \frac{B_{1x}^2}{\mu_0 \rho_1})}{\mu_0 \rho_1 (V_{1x}^2 - r \frac{B_{1x}^2}{\mu_0 \rho_1})} \quad (\text{A.4})$$

Burada (3.51) denklemi aşağıdaki gibi elde edilir.

$$\frac{B_{2y}}{B_{1y}} = r \left(\frac{V_{1x}^2 - \cos^2 \theta_1 V_{A1}^2}{V_{1x}^2 - r \cos^2 \theta_1 V_{A1}^2} \right) \quad (3.51)$$

EKLER

EK B: 3.53 Denkleminin ispatı

Hızın y bileşenlerine ait oran aşağıdaki gibi (3.53) eşitliği ile bulunabilir.

$$\frac{V_{2y}}{V_{1y}} = \frac{V_{1x}^2 - \cos^2 \theta_1 V_{A1}^2}{V_{1x}^2 - r \cos^2 \theta_1 V_{A1}^2} \quad (2.53)$$

Bu ifadenin ispatı için (3.19) eşitliği ve (A.1)'de verilen de Hoffmann-Teller şartları kullanılır.

$$B_{2y} = \frac{rV_{2y}B_{1x}}{V_{1x}} \quad \text{ve} \quad B_{1y} = \frac{V_{1y}B_{1x}}{V_{1x}} \quad (B.1)$$

Bu ifadeler ve (A.2)'de verilen özdeşlikler (2.19) denkleminde yerine koyulursa

$$r\rho_1 \frac{V_{1x}}{r} V_{2y} - r \frac{B_{1x}^2 V_{2y}}{\mu_0 V_{1x}} = \rho_1 V_{1x} V_{1y} - \frac{B_{1x}^2 V_{1y}}{\mu_0 V_{1x}} \quad (B.2)$$

olur. Bu ifade V_{2y} ve V_{1y} ortak parantezine alınır.

$$V_{2y} \left(\rho_1 V_{1x} - \frac{rB_{1x}^2}{\mu_0 V_{1x}} \right) = V_{1y} \left(\rho_1 V_{1x} - \frac{B_{1x}^2}{\mu_0 V_{1x}} \right) \quad (B.3)$$

olur. Payda eşitlenerek V_{2y}/V_{1y} şeklinde yazılarak hızlar oranı

$$\frac{V_{2y}}{V_{1y}} = \frac{\rho_1 V_{1x}^2 \mu_0 - B_{1x}^2}{\rho_1 V_{1x}^2 \mu_0 - r B_{1x}^2} = \frac{\rho_1 \mu_0 \left(V_{1x}^2 - \frac{B_{1x}^2}{\mu_0 \rho_1} \right)}{\rho_1 \mu_0 \left(V_{1x}^2 - r \frac{B_{1x}^2}{\mu_0 \rho_1} \right)} \rightarrow \frac{V_{2y}}{V_{1y}} = \frac{V_{1x}^2 - V_{A1}^2 \cos^2 \theta_1}{V_{1x}^2 - r V_{A1}^2 \cos^2 \theta_1} \quad (3.53)$$

şeklinde elde edilir.

EKLER

EK C: 3.54 Denkleminin ispatı

Şok sonrası ve öncesi basınçlar oranı aşağıda da verilen (3.54) denklemi ile bulunabilir.

$$\frac{p_2}{p_1} = 1 + \frac{\gamma V_{1x}^2}{c_{s1}^2} \frac{(r-1)}{r} \left[1 - \frac{(1 - \cos^2 \theta_1) r V_{A1}^2 [V_{1x}^2(1+r) - 2r V_{A1}^2 \cos^2 \theta_1]}{2(V_{1x}^2 - r V_{A1}^2 \cos^2 \theta_1)^2} \right] \quad (3.54)$$

Bu denklemin ispatının yapılabilmesi için başlangıç noktası (3.18) eşitliğidir.

$$p_2 + \rho_2 V_{2x}^2 + \frac{B_{2y}^2}{2\mu_0} = p_1 + \rho_1 V_{1x}^2 + \frac{B_{1y}^2}{2\mu_0} \quad (3.18)$$

Öncesinde (A.2)'de verilen denklemler (3.18)'de yerine konularak

$$\rho_1 r \frac{V_{1x}^2}{r^2} + p_2 + \frac{r^2 V_{2y}^2 B_{1x}^2}{2\mu_0 V_{1x}^2} = \rho_1 V_{1x}^2 + p_1 + \frac{V_{1y}^2 B_{1x}^2}{2\mu_0 V_{1x}^2} \quad (C.1)$$

ifadesi bulunur. Eşitliğin her iki tarafı p_1 'e bölünürse

$$\frac{p_2}{p_1} + \frac{\rho_1 V_{1x}^2}{r p_1} + \frac{r^2 V_{2y}^2 B_{1x}^2}{2\mu_0 V_{1x}^2 p_1} = \frac{\rho_1 V_{1x}^2}{p_1} + 1 + \frac{V_{1y}^2 B_{1x}^2}{2\mu_0 V_{1x}^2 p_1} \quad (C.2)$$

Burada ses hızından yola çıkarak

$$c_s^2 = \gamma \frac{p}{\rho} \quad \rightarrow \quad \frac{\rho}{p} = \frac{\gamma}{c_s^2} \quad (C.3)$$

Elde edilir.. Bu ifade eşitlikte yerine yazılırsa

$$\frac{p_2}{p_1} + \frac{\gamma V_{1x}^2}{r c_{s1}^2} + \frac{\gamma}{\rho_1} \frac{\rho_1}{2\mu_0 V_{1x}^2 p_1} \frac{r^2 V_{2y}^2 B_{1x}^2}{2\mu_0 V_{1x}^2 p_1} = \frac{\gamma V_{1x}^2}{c_{s1}^2} + 1 + \frac{\gamma}{\rho_1} \frac{\rho_1}{2\mu_0 V_{1x}^2 p_1} \frac{V_{1y}^2 B_{1x}^2}{2\mu_0 V_{1x}^2 p_1} \quad (C.4)$$

eşitliği bulunabilir. Burada manyetik alanın x bileşeni açılırsa

$$\frac{p_2}{p_1} + \frac{\gamma V_{1x}^2}{rc_{s1}^2} + \frac{\gamma}{c_{s1}^2} \frac{r^2 V_{2y}^2}{2V_{1x}^2} V_{A1}^2 \cos^2 \theta_1 = \frac{\gamma V_{1x}^2}{c_{s1}^2} + 1 + \frac{\gamma}{c_{s1}^2} \frac{V_{1y}^2}{2V_{1x}^2} V_{A1}^2 \cos^2 \theta_1 \quad (C.5)$$

elde edilir. Buradan $\frac{p_2}{p_1}$ değeri

$$\frac{p_2}{p_1} = 1 + \frac{\gamma V_{1x}^2}{c_{s1}^2} - \frac{\gamma V_{1x}^2}{rc_{s1}^2} + \frac{\gamma}{c_{s1}^2} \frac{V_{1y}^2}{2V_{1x}^2} V_{A1}^2 \cos^2 \theta_1 - \frac{\gamma}{c_{s1}^2} \frac{r^2 V_{2y}^2}{2V_{1x}^2} V_{A1}^2 \cos^2 \theta_1 \quad (C.6)$$

olarak bulunur. (C.6) eşitliğindeki ifadeler $\gamma V_{1x}^2 / c_{s1}^2$ ve $\gamma V_{A1}^2 \cos^2 \theta_1 / 2c_{s1}^2 V_{1x}^2$ ortak parantezlerine alınır

$$\frac{p_2}{p_1} = 1 + \frac{\gamma V_{1x}^2}{c_{s1}^2} \left(1 - \frac{1}{r}\right) + \frac{\gamma}{c_{s1}^2} \frac{V_{A1}^2 \cos^2 \theta_1}{2V_{1x}^2} (V_{1y}^2 - r^2 V_{2y}^2) \quad (C.7)$$

olur. Son terimdeki V_{1y}^2 ifadesi parantez dışına alınır

$$\frac{p_2}{p_1} = 1 + \frac{\gamma V_{1x}^2}{c_{s1}^2} \left(1 - \frac{1}{r}\right) + \frac{\gamma}{c_{s1}^2} \frac{V_{A1}^2 \cos^2 \theta_1 V_{1y}^2}{2V_{1x}^2} \left(1 - \frac{r^2 V_{2y}^2}{V_{1y}^2}\right) \quad (C.8)$$

olur. Yine son terimdeki hızın y ve x bileşenleri yardımıyla

$$\frac{p_2}{p_1} = 1 + \frac{\gamma V_{1x}^2}{c_{s1}^2} \left(\frac{r-1}{r}\right) + \frac{\gamma}{c_{s1}^2} \frac{V_{A1}^2 \cos^2 \theta_1}{2} \frac{\sin^2 \theta_1}{\cos^2 \theta_1} \left[1 - r^2 \left(\frac{V_{2y}^2}{V_{1y}^2}\right)\right] \quad (C.9)$$

ifadesi bulunabilir. Gerekli sadeleştirmeler yapıldıktan sonra

$$\frac{p_2}{p_1} = 1 + \frac{\gamma V_{1x}^2}{c_{s1}^2} \left(\frac{r-1}{r}\right) + \frac{\gamma}{c_{s1}^2} \frac{V_{A1}^2}{2} \sin^2 \theta_1 \left[1 - r^2 \left(\frac{V_{2y}^2}{V_{1y}^2}\right)\right] \quad (C.10)$$

şimdi bu ifade $\gamma V_{1x}^2(r-1)/c_{s1}^2$ parantezinde

$$\frac{p_2}{p_1} = 1 + \frac{\gamma}{c_{s1}^2} V_{1x}^2 (r-1) \left[\frac{1}{r} + \frac{V_{Al}^2 (1 - \cos^2 \theta_1)}{2V_{1x}^2 (r-1)} \left(1 - r^2 \frac{V_{2y}^2}{V_{1y}^2} \right) \right] \quad (C.11)$$

gibi yazılır. (3.53) eşitliği (C11)'de yerine konulursa

$$\frac{p_2}{p_1} = 1 + \frac{\gamma}{c_{s1}^2} V_{1x}^2 \frac{(r-1)}{r} \left[1 + \frac{rV_{Al}^2 (1 - \cos^2 \theta_1)}{2V_{1x}^2 (r-1)} \left(1 - r^2 \left[\frac{V_{1x}^2 - V_{Al}^2 \cos^2 \theta_1}{V_{1x}^2 - V_{Al}^2 \cos^2 \theta_1} \right]^2 \right) \right] \quad C.12)$$

elde edilir. Gerekli kısaltma ve sadeleştirmelerden sonra (3.54) eşitliğine aşağıdaki gibi ulaşılır.

$$\frac{p_2}{p_1} = 1 + \frac{\gamma V_{1x}^2 (r-1)}{c_{s1}^2 r} \left[1 - \frac{(1 - \cos^2 \theta_1) r V_{Al}^2 [V_{1x}^2 (1+r) - 2r V_{Al}^2 \cos^2 \theta_1]}{2(V_{1x}^2 - r V_{Al}^2 \cos^2 \theta_1)^2} \right] \quad (3.54)$$

ÇİZELGELER LİSTESİ

Çizelge No		Sayfa No
4.1	I şok cephesinde hızlı dalgalar için şok sonrası parametreler.....	33
4.2	Orta dalgalar için şok sonrası parametreler (I).....	34
4.3	Yavaş dalgalar için şok sonrası parametreler (I).....	34
4.4	“a” noktası için şok sonrası parametreler.....	36
4.5	“b” noktası için şok sonrası parametreler.....	36
4.6	“c” noktası için şok sonrası parametreler	37
4.7	“d” noktası için şok sonrası parametreler.....	38
4.8	TF’de hızlı akış için şok sonrası parametreler.....	39
4.9	TF’de orta akış için şok sonrası parametreler.....	40
4.10	TF’de yavaş akış için şok sonrası parametreler.....	40
4.11	“e” noktası için şok sonrası parametreler.....	41
4.12	“f” noktası için şok sonrası parametreler.....	42
4.13	“g” noktası için şok sonrası parametreler.....	42
4.14	“h” noktası için şok sonrası parametreler.....	44
4.15	“i” noktası için şok sonrası parametreler.....	45
4.16	“j” noktası için şok sonrası parametreler.....	46
4.17	“k” noktası için şok sonrası parametreler.....	46
4.18	“l” noktası için şok sonrası parametreler.....	47
4.19	“m” noktası için şok sonrası parametreler.....	48
4.20	“n” noktası için şok sonrası parametreler.....	48

ŞEKİLLER LİSTESİ

Şekil No		Sayfa No
1.1	Sonlu-genlikli dalga profilinin şok dalgası oluşturmak üzere dikleşmesi (Priest, 2000).....	2
1.2	$x=0$ noktasından hareket ettirilen piston için basınca ait profilin değişimi (Priest, 2000) a) $x<0$: Genişleme dalgası, b) $x>0$: Sıkışma dalgası.....	3
1.3	Şok cephesi: Şok cephesinden önceki ortam birinci bölge, sonraki ortam ise ikinci bölge olarak adlandırılır (Özgün).....	4
1.4	Hidrodinamik şok dalgaları (Choudhuri, 1998): (a) Dik, (b) Eğik şoklar.....	5
1.5	MHD şok dalgaları: (a) Paralel, (b) Dik ve (c) Eğik şoklar (Özgün).....	6
2.1	Üçlü hidrodinamik şok dalgası (Taub, 1947).....	11
2.2	Yedili MHD şok dalgası (Wheatley ve ark., 2005).....	13
2.3	Beşli MHD şok dalgası (Wheatley ve ark., 2005).....	13
3.1	Maddenin enerjinin etkisiyle gaz fazdan plazmaya dönüşümü (Çavuş, 2007).....	15
3.2	Düzlemsel MHD şok dalgasına ait geometri (Fitzpatrick, 2008).....	18
3.3	Paralel MHD şok dalgası (Özgün).....	19
3.4	Dik MHD şok dalgaları (Özgün).....	23
3.5	Eğik MHD şok dalgaları (Fitzpatrick, 2008).....	25
3.6	Eğik MHD şok dalgalarının hıza göre sınıflandırılması (Priest, 2000).....	27
3.7	Switch-on ve switch-off şoklar (Priest, 2000).....	29
4.1	Araştırmada kullanılan beşli dalga yapısı (Wheatley ve ark., 2005)	31
4.2	MHD şok dalgasının yansımanın olduğu bölgedeki hareketi (Özgün).....	35
4.3	RF şok cephesindeki akışlar (Özgün).....	35
4.4	RS şok cephesindeki akışlar (Özgün).....	37
4.5	MHD durumda kırılmanın olduğu bölgedeki akışlar (Özgün).....	39
4.6	TS şok cephesindeki akışlar (Özgün).....	41
4.7	Üçlü dalga yapısı (Taub, 1947).....	43

4.8	HD şok dalgasının yansımanın olduğu bölgedeki davranışı (Özgün).....	44
4.9	HD şokta R şok cephesindeki akışlar (Özgün).....	45
4.10	HD şok dalgasının kırılmanın olduğu bölgedeki davranışı (Özgün)	47

ÖZGEÇMİŞ

KİŞİSEL BİLGİLER

Adı Soyadı: Beytullah Emre ÇIĞRIKÇI

Doğum Yeri: ŞİŞLİ / İSTANBUL

Doğum Tarihi: 06/11/1986

EĞİTİM DURUMU

Lisans Öğrenimi: Çanakkale Onsekiz Mart Üniversitesi, Fen-Edebiyat Fakültesi, Fizik Bölümü.

Yüksek Lisans Öğrenimi: Çanakkale Onsekiz Mart Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Fizik Anabilim Dalı.

Bildiği Yabancı Diller: İngilizce.

İLETİŞİM

E-posta Adresi: bemre86@gmail.com