



EGE ÜNİVERSİTESİ

YÜKSEK LİSANS TEZİ

**KATAKLİSMİK DEĞİŞEN YILDIZLARDA
BİLEŞEN YILDIZIN EVRİME ETKİSİ**

Erdal ARSLAN

Tez Danışmanı : Prof. Dr. Belinda KALOMENİ

Astronomi ve Uzay Bilimleri Anabilim Dalı

Sunuş Tarihi : 20.08.2015

Bornova-İZMİR

2015

EGE ÜNİVERSİTESİ FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

(YÜKSEK LİSANS TEZİ)

**KATAKLİSMİK DEĞİŞEN YILDIZLARDA
BİLEŞEN YILDIZIN EVRİME ETKİSİ**

Erdal ARSLAN

Tez Danışmanı : Prof. Dr. Belinda KALOMENİ

Astronomi ve Uzay Bilimleri Anabilim Dalı

Sunuş Tarihi : 20.08.2015

Bornova-İZMİR

2015

ERDAL ARSLAN tarafından Yüksek Lisan tezi olarak sunulan “KATAKLİSMİK DEĞİŞEN YILDIZLARDA BİLEŞEN YILDIZIN EVRİME ETKİSİ” başlıklı bu çalışma E.Ü. Lisansüstü Eğitim ve Öğretim Yönetmeliği ile E.Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü Eğitim ve Öğretim Yönergesi’nin ilgili hükümleri uyarınca tarafımızdan değerlendirilerek savunmaya değer bulunmuş ve 20.08.2015 tarihinde yapılan tez savunma sınavında aday oybirliği/oyçokluğu ile başarılı bulunmuştur.

Jüri Üyeleri:

İmza

Jüri Başkanı :

Raportör Üye:

Üye :

EGE ÜNİVERSİTESİ FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

ETİK KURALLARA UYGUNLUK BEYANI

E.Ü. Lisansüstü Eğitim ve Öğretim Yönetmeliğinin ilgili hükümleri uyarınca Yüksek Lisans Tezi olarak sunduğum “KATAKLİSMİK DEĞİŞEN YILDIZLARDA BİLEŞEN YILDIZIN EVRİME ETKİSİ” başlıklı bu tezin kendi çalışmam olduğunu, sunduğum tüm sonuç, doküman, bilgi ve belgeleri bizzat ve bu tez çalışması kapsamında elde ettiğimi, bu tez çalışmasıyla elde edilmeyen bütün bilgi ve yorumlara atıf yaptığımı ve bunları kaynaklar listesinde usulüne uygun olarak verdiğimi, tez çalışması ve yazımı sırasında patent ve telif haklarını ihlal edici bir davranışımın olmadığını, bu tezin herhangi bir bölümünü bu üniversite veya diğer bir üniversitede başka bir tez çalışması içinde sunmadığımı, bu tezin planlanmasından yazımına kadar bütün safhalarda bilimsel etik kurallarına uygun olarak davrandığımı ve aksinin ortaya çıkması durumunda her türlü yasal sonucu kabul edeceğimi beyan ederim.

/ / 20..

İmzası

Adı-Soyadı

ERDAL ARSLAN

ÖZET

KATAKLİSMİK DEĞİŞEN YILDIZLARDA

BİLEŞEN YILDIZIN EVRİME ETKİSİ

ARSLAN, Erdal

Yüksek Lisans Tezi, Astronomi ve Uzay Bilimleri Anabilim Dalı

Tez Danışmanı: Prof. Dr. Belinda KALOMENİ

Ağustos 2015, 138 sayfa

Bu tez çalışmasında bileşenlerinden bir tanesi beyaz cüce diğeri de beyaz cüceye kütle aktaran yıldızdan oluşan kataklismik değişen yıldızlarda bileşen yıldızın sistemin evrimine etkileri ayrıntılı literatür taraması yapılarak sunulmuştur. Ayrıca kataklismik değişenlerin bir alt grubu olan *Intermediate Polarlar* (IP) olarak sınıflandırılan DQ Her ve V405 Aur sistemlerinin TÜBİTAK Ulusal Gözlemevi (TUG) ve Ege Üniversitesi Gözlemevi'nde elde edilen ışık değişimleri sunulmuştur.

Anahtar sözcükler: Kataklismik Değişenler, Beyaz Cüce Bileşenli Çift Sistemler, Yıldız Evrimi, Intermediate Polar: DQ Her, Intermediate Polar: V405 Aur

ABSTRACT

THE EFFECT OF SECONDARY STAR IN CATAclySMIC VARIABLE STARS

ARSLAN, Erdal

MSc in Astronomy.

Supervisor: Prof. Dr. Belinda KALOMENİ

August 2015, 138 pages

In this thesis, the effects of secondary star to the evolution of systems called cataclysmic variables which is consisting of a white dwarf and an other star that transfers mass to the white dwarf, has been studied with a detailed literature search. Also light changes, obtained in TÜBİTAK National Observatory (TUG) and Ege University Observatory, of DQ Her and V405 Aur systems which are classified as subclass of cataclysmic variables called IPs and are presented.

Keywords: Cataclysmic variables, Binary Systems With White Dwarf Component, Stellar Evolution, Intermediate Polar: DQ Her, Intermediate Polar: V405 Aur

TEŞEKKÜR

Bu çalışma süresince yardımlarını ve desteğini esirgemeyen, bilgi ve deneyimlerinden yararlandığım danışmanım Prof. Dr. Belinda KALOMENİ ve Prof. Dr. Kadri YAKUT'a ve Ege Üniversitesi Gözlemevi'nde yapılan gözlemlerin bir kısmına eşlik eden Barış HOYMAN'a, TÜBİTAK Ulusal Gözlemevi çalışanlarına ve TÜBİTAK'a teşekkür ederim. Bu tez 112T766 nolu TÜBİTAK 1010-EVRENA projesi ile desteklenmiştir.

İÇİNDEKİLER

	<u>Sayfa</u>
ÖZET	vii
ABSTRACT	ix
TEŞEKKÜR	xi
ŞEKİLLER DİZİNİ	xvii
ÇİZELGELER DİZİNİ.....	xxi
SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ	xxii
1. GİRİŞ	1
2. KATAKLİSMİK DEĞİŞENLERİN GENEL ÖZELLİKLERİ	3
2.1 Sınıflama	3
2.1.1 Novalar	3
2.1.2 Nova benzeri değişenler	8
2.2 Sınır Katmanı	18
2.3 Cyclotron Işınımı	19
2.4 Toplanma Akımı ve Parlak Leke	21
2.5 Toplanma Bölgesi	23

İÇİNDEKİLER (devam)

	<u>Sayfa</u>
2.6 Disk Yapısı	24
2.7 Fotometrik ve Tayfsal Özellikler	27
3. AÇISAL MOMENTUM KAYBI VE EVRİM	33
3.1 Sistemi Oluşturan Yıldızların Kütlelerini Belirleme Yöntemleri	33
3.2 Kütle ve Açısal Momentum Transferi	36
3.2.1 Korunumlu Kütle Transferi	39
3.2.2 Korunumsuz Kütle Transferi	40
3.3 Kütle Transferi Üzerinde Manyetik Alanların Etkisi	42
3.4 Açısal Momentum Kaybı	42
3.4.1 Çekimsel Işıma	43
3.4.2 Manyetik Frenleme	45
3.4.3 Açısal Momentum Kayıp Oranı ile Dönme Arasındaki İlişki	55
3.5 Baş Yıldızın Evrimi	56
3.5.1 Beyaz cücelerin kütlesi	56
3.5.2 Beyaz cücelerin manyetik alanları	56

İÇİNDEKİLER (devam)

	<u>Sayfa</u>
3.5.3 Katakлизмik öncesi evrim	61
3.5.4 Korunumlu evrim	68
4. BİLEŞEN YILDIZ VE EVRİME ETKİLERİ	71
4.1 Bileşenin Doğası	72
4.2 Bileşenlerin Tespit Edilmesi	73
4.2.1 Çarpık haritalama.....	74
4.2.2 Bir boyutlu haritalama teknikleri	75
4.2.3 Doppler tomografisi	79
4.2.4 Roche tomografisi	80
4.3 Bileşenlerin Kütlesi ve Yarıçapı	81
4.4 Bileşenlerin Tayf Sınıfı	85
4.5 Fotometrik Özellikler	88
4.6 Bileşen Yıldızların H-R Diyagramındaki Yeri	91
4.7 Bileşenlerde Manyetizma	95
4.8 Gözlemsel Seçim Etkileri	97

İÇİNDEKİLER (devam)

	<u>Sayfa</u>
4.9 Katakлизмik Değişenlerin Evrimine Etkiyen Parametreler	98
4.9.1 Bileşen yıldızın kütle kaybına tepkisi	100
4.9.2 Disklerin apsisli presesyonu	105
4.9.3 Nova patlamalarının etkileri	107
4.9.4 Baş yıldızın dönme evrimi	107
4.9.5 Baş yıldızın sıcaklık evrimi	109
4.9.6 Dönem minimumu	111
4.9.7 Dönem boşluğu	112
4.9.8 Gelgit senkronizasyonu ve yörüngenin daireselleşmesi	114
4.9.9 Yüksek evre ve düşük evre oluşumu	117
4.9.10 Dönem değişimleri	119
5. YENİ GÖZLEMLER	131
6. SONUÇ VE TARTIŞMA	137
KAYNAKLAR DİZİNİ	139
EKLER	

ŞEKİLLER DİZİNİ

<u>Şekil</u>	<u>Sayfa</u>
1.1 Katakлизмik değişen yıldızların temsili gösterimi	1
2.1 V705 Cas sisteminin AAVSO verileri ile çizdirilmiş ışık eğrisi	5
2.2 HR Del ve V1500 Cyg sistemlerinin AVVSO verileri ile derlenmiş ışık eğrileri	8
2.3 Farklı tipteki katakлизмik yıldızların şematik gösterimi	12
2.4 AM Her sistemlerinin temsili bir gösterimi	13
2.5 VY Scl, SW Sex ve IP sistemlerinin özellikleri	14
2.6 Geçiş Bölgesi ve sınır bölgesinin şematik gösterimi	19
2.7 Cyclotron ışıınımı	21
2.8 Yörünge'nin farklı açılardan görünümü	23
2.9 Toplanma bölgesinin temsili görüntüsü	24
2.10 Çift pikli salma çizgilerinin tutulması	27
2.11 NGC6752'nin merkezi bölgelerinin U - V ve H α - R renk-parlaklık diyagramları	29
2.12 47 Tuc ve NGC 6752 için görsel mutlak parlaklığın fonksiyonu olarak X-ışın ışıtmaları	31

ŞEKİLLER DİZİNİ (devam)

<u>Şekil</u>	<u>Sayfa</u>
3.1 Bir çifti oluşturan bileşenler arasında büyük ölçekli manyetik ilmeklerin oluşumu	50
3.2 Manyetik yıldız rüzgarları ile frenlemenin temsili görüntüsü	54
3.3 Ortak Zarf evresinin temsili gösterimi	63
4.1 Nova BT Mon için yapılmış olan çarpık harita	75
4.2 AM Her' in dikine hız eğrisi ve yüzey haritası	76
4.3 Z Cha cüce novasındaki eliptik değişimler	77
4.4 Üç boyutlu tutulma haritalama	78
4.5 IP Peg sisteminde manyetik ilmek ve toplanma diski	80
4.6 Roche tomografisinin temsili gösterimi	81
4.7 Katakлизмik değişenlerin bileşenlerinin kütle-yarıçap ilişkisi	85
4.8 Bileşen yıldızların gözlenen tayf tiplerinin, katakлизмik değişenler ve ayırık anakol çiftlerinin dönemlerine karşılık çizdirilmesi ile elde edilen grafik	87
4.9 Katakлизмik değişenler ve alt anakol yıldızları için mutlak parlaklık-yörünge dönemi grafiği	89

ŞEKİLLER DİZİNİ (devam)

<u>Şekil</u>	<u>Sayfa</u>
4.10 Açısal momentum kaybı için öne sürülen iki mekanizma için bileşen kütlesi ve kütle transfer oranının yörünge döneminin fonksiyonu olarak çizdirilmesi	105
4.11 Bazı kataklismik değişenlerdeki baş yıldızların etkin sıcaklıklarının toplanma oranlarına karşı çizdirilmesi	111
4.12 Çekimsel ışıınım aracılığıyla açısal momentum kaybının sonucu olarak kataklismik değişenlerin seküler evrim grafiği	112
4.13 Bir kataklismik değişenin sırasıyla dönem boşluğu içine, içinde ve dışında evriminin örneğ.....	113
4.14 Kataklismik değişenlerde genel kütle transferi için Howell et al. (2000) tarafından yapılan modelin temsili görüntüsü	118
4.15 Beklenen kabuk kütlesinin fonksiyonu olarak NN Ser sistemindeki dönem değişimlerini etkilemek için gerekli olan enerjinin Applegate (1992) mekanizması kullanılarak çizdirilmesi	123
4.16 Applegate mekanizması için gerekli olan enerji oranının bileşen yarıçapına karşılık çizdirilmesi	124
5.1 DQ Her'in R ve V bandında indirgenmiş görüntüsü	133
5.2 V405 Aur'un R ve V bandında indirgenmiş görüntüsü	133
5.3 DQ Her ve V405 Aur için seçilen referans ve kontrol yıldızları	134

ŞEKİLLER DİZİNİ (devam)

<u>Şekil</u>	<u>Sayfa</u>
5.4 DQ Her ışıık eğrisi	135
5.5 V405 Aur ışıık eğrisi	135
5.6 MS Peg ışıık eğrisi	136

ÇİZELGELER DİZİNİ

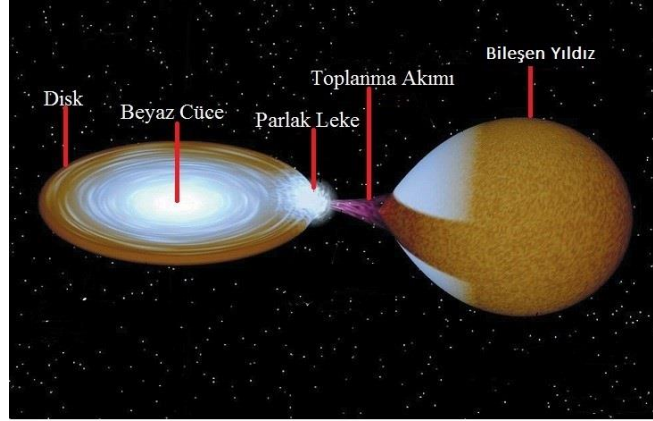
<u>Çizelge</u>	<u>Sayfa</u>
2.1 Katakлизмik yıldızların sınıflandırılması	9
4.1 Monte Carlo simülasyonu sonuçları	83
5.1 V405 Aur'un TUG'da yapılan gözlemi için gözlem zamanı ve elde edilen görüntü sayısı	131
5.2 DQ Her'in TUG'da yapılan gözlemi için gözlem zamanı ve elde edilen görüntü sayısı	131
5.3 V405 Aur'un Ege Üniversitesi Gözlemevi'nde yapılan gözlemi için gözlem zamanı ve elde edilen görüntü sayısı	131
5.4 Ege Üniversitesi Gözlemevi'ndeki R40 teleskobunun özellikleri.....	132
5.5 TUG'daki T100 teleskobunun genel özellikleri	132
5.6 DQ Her sistem parametreleri	134
5.7 V405 Aur için sistem parametreleri	134

SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ

<u>Simgeler</u>	<u>Açıklama</u>
TUG	TÜBİTAK Ulusal Gözlemevi
EUO	Ege Üniversitesi Gözlemevi
EUV	Extreme Ultraviolet
ULTRACAM	Ultra-Fast Triple Beam CCD Camera

1. GİRİŞ

Kataklismik değişen sistemler, etkileşen çift yıldız sistemleridir. Bu sistemler, bir beyaz cüce ve Roche lobunu doldurmuş bileşenine madde aktaran geri tayf türü bir anakol yıldızından oluşur (Warner, 1995). Şekil 1.1’de diske sahip kataklismik değişenlerin temsili gösterimi ve bazı karakteristik özellikleri betimlenmiştir. Bu sistemlerde beyaz cüceye kütle transferi beyaz cücenin sıcaklığını etkiler. Bu da beyaz cüce yüzeyinde homojen olmayan sıcaklık dağılımlarına neden olur. Beyaz cüce yüzeyinde biriken madde, zamanla sistemin parlaklığında değişime neden olan patlamalar üretir. Sistemlerin doğasını anlamak ve belirlemek için bu patlamaların kaynağını tespit etmek oldukça önemlidir.



Şekil 1.1 Kataklismik değişen yıldızların temsili gösterimi (Kolb’dan, 2010).

Bileşenlerin kütle transferini gerçekleştiriyor olması kataklismik değişenlerin gözlenebilir olma ihtimalini artırır. Aktarılan kütle miktarı hakkında kesin bilgilere ulaşılamasa da yapılan yıldız modelleri ile gözlemlere uygun sonuçlar elde edilebilmektedir. Kütle transferini sağlayan mekanizmalar, çekimsel ısıtım ve manyetik frenlemedir. Kataklismik değişenler evrimleştikçe sistem, çekimsel dalgalar ve manyetik frenleme nedeniyle açısal momentum kaybeder. Bu da yörünge döneminin azalmasına neden olur. Daha uzun dönemlere sahip sistemlerde açısal momentum kaybı manyetik frenleme ile gerçekleşir. Burada söz konusu olan mekanizmanın oluşmasını sağlayan, bileşen yıldızın manyetik aktivitesi ve baş

yıldız ile bileşen yıldız manyetik alanları arasındaki etkileşimlerdir (Manzoori, 2011).

Bu tez çalışmasında öncelikle kataklismik değişenler bir bütün olarak ele alınıp genel özellikleri belirtildikten sonra evrim durumu incelenmiştir. İkinci bölümde kataklismik değişen sistemlerin genel özellikleri verilmiş, üçüncü bölümde kütle ve açısal momentum kaybını sağlayan mekanizmalar ve sistemin evrimi incelenmiştir. Üçüncü bölümde genel olarak baş yıldızın evrim yolu tartışılmıştır. Dördüncü bölümde ise bileşen yıldızın evrim yolu ve bunun sistemin evrimini ne şekilde etkilediği üzerinde durulmuştur. Beşinci bölümde TUG (TÜBİTAK Ulusal Gözlemevi) ve Ege Üniversitesi Gözlemevi'nde yapılan gözlemler sunulmuş ve tezin son bölümünde elde edilen sonuçlar tartışılmıştır.

2. KATAKLİSMİK DEĞİŞENLERİN GENEL ÖZELLİKLERİ

2.1 Sınıflama

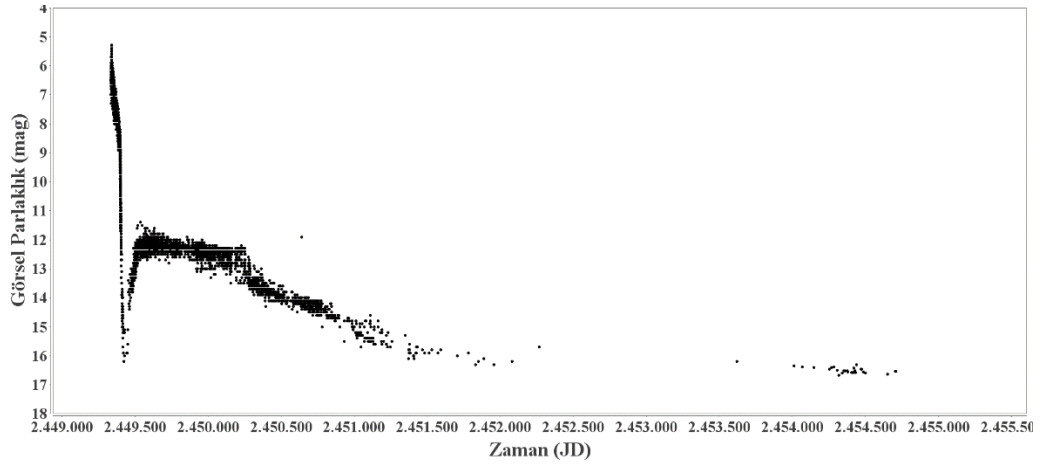
2.1.1 Novalar

Nova patlamalarının nedeni, beyaz cüce yüzeyindeki zincirleme nükleer tepkimelerdir (Hellier, 2001). Bileşenden beyaz cüce yüzeyine sürekli olarak toplanan hidrojen zengin madde, toplanma zarfının tabanında hidrojenin tutuşmasına neden olur (Sienkiewicz, 1975; Paczyfiski and Zytow, 1978; Ritter'den 1986). Biriken madde miktarı arttıkça ağırlaşır ve beyaz cücenin yüksek çekim kuvveti sebebiyle katmanın alt tabakasındaki madde sıkışır. Burada yanmanın ne şekilde gerçekleşeceği beyaz cüce kütesine ve toplanan kütle miktarına bağlı olur. Toplanma oranı büyükse kabukta hidrojen kararlı bir şekilde yanar. Orta dereceli toplanma oranı için kabuk parlamaları şeklinde yanma görülürken küçük toplanma oranları (kataklistik değişenlere karşılık gelir) için toplanan hidrojen tutuşmadan önce zarfın tabanında yozlaşır. Bundan dolayı nükleer yanma yozlaşmış bir ortamda gerçekleşir (Ritter, 1986). Çekim kuvveti elektronları bir arada tutacak kadar güçlü olmasına rağmen, Pauli dışlama ilkesi gereği: aynı kuantum durumunu işgal edemeyecek elektronları birbirinden uzak tutacak yozlaşma basıncı ortaya çıkar. Bu basınç elektronları daha yüksek enerji seviyelerine çıkarmak ister. Toplanma arttıkça basınç daha çok artar. Sıcaklık ve yoğunluk önemli ölçüde artarak nükleer tepkimelerin başlamasına neden olur. Çarpışan iki protondan biri nötrona dönüşürken pozitron salınır. Böylece Hidrojenin izotopu olan döteron oluşur. Döteron daha sonra başka bir protonu yakalayarak helyum oluşmasına neden olur. Normal maddelerde bu tür tepkimeler sonucu ortaya çıkan enerji, madenin genişlemesine ve soğumasına neden olur. Yozlaşmış maddelerde ise basınç sadece yoğunluk ile tanımlanabilir, sıcaklık basıncı etkilemez. Dolayısıyla bir genişlemeye neden olmaz. Sıcaklık, sadece nükleer tepkimelerin oranını arttırabilir. Sıcaklık 2×10^7 K'e ulaştığında, beyaz cücenin karbon, azot ve oksijen çekirdeğini katalizör olarak kullanan hidrojen daha etkin bir şekilde yanar. Nükleer tepkimeler sonucu oluşan yüksek enerji, toplanan

madde katmanının tabanındaki maddeyi yüzeye, yüzeydeki maddeyi ise yanma bölgesine taşıyacak konvektif hareketin oluşmasına neden olur. Sıcaklık 1×10^8 K değerini aşınca gaz basıncının yozlaşma basıncını aşmasına neden olan sıcaklık artışı, termonükleer kaçağın devamlılığını sağlar. Bu durum, yozlaşmayı zayıflatır ve katman genişler. Radyoaktif çekirdekler, genişleyen kabuk içerisine enerjilerini aktarır ve genişlemeyi destekler. Tutuşmadan yaklaşık olarak 1000 saniye sonra kabuk $100\,000 L_{\odot}$ ısıtmasına sahip olur ve dışarı doğru yaklaşık olarak 3000 km/s`lik hızla genişler (Hellier, 2001).

Kabuk sıcaklığı, 1000-2000 K e kadar düşünce karbon ve silikon atomları küçük taneler halinde yoğunlaşır. Tipik olarak 0.01-1 μm boyutlarındaki bu parçacıklar, novadan gelen ışıınımı engeller ve optik ışıınım keskin bir düşüşe uğrar (Şekil 2.1). Bu parçacıklar soğurdukları enerjiyi kızılötesi dalgaboylarında tekrar salarlar. Kabuk genişlemeye devam ettikçe toz dağılır ve bunun sonucu olarak optik ışıınımda artış gözlenir. Bazı novaların parlaklığındaki düşüş sırasında oluşan salınımlardan tozun sorumlu olduğu düşünülmektedir. Tutulan enerji, toz parçacıklarını dağıtınca yoluna devam edebilir. Fakat daha uzak bölgelerdeki toz katmanlaşmasını sağlaması nedeniyle zamanla ışıınımda salınımlar oluşturacak değişimler gözlenebilir. Kabuk, yıldızlararası ortama yayılır ve birkaç yüzyıl sonra görünemez hale gelir (Hellier, 2001).

Nova patlamalarını belirleyen en temel etken beyaz cücenin kütlesidir. Daha ağır sistemler, daha hızlı patlamalar yaratırlar. Beyaz cüce kütlesi, ayrıca nova patlamalarını tetikleyen biriken madde miktarını da belirler. Yapılan hesaplamalara göre patlamaya başlamadan önce $0.6 M_{\odot}$ kütlesine sahip bir beyaz cüce $5 \times 10^{-3} M_{\odot}$ kadar madde toplarken; $1.3 M_{\odot}$ kütlesine sahip beyaz cüce sadece $3 \times 10^{-3} M_{\odot}$ kadar madde toplamalıdır. Kütle aktarım oranı $1 \times 10^{-9} M_{\odot}$ /yıl olan $1.3 M_{\odot}$ kütleli bir kataklismik değişen, her 30 000 yılda bir patlayabilir. Bu süre $0.6 M_{\odot}$ kütleli sistem için yaklaşık olarak 5 milyon yıldır. Bu sebeple her kataklismik değişen, yaşam süresi boyunca birkaç kez nova patlaması geçirebilir (Hellier, 2001).



Şekil 2.1 V705 Cas (Nova Cas 1993) sisteminin AAVSO verileri ile çizdirilmiş ışık eğrisi. Tozdan kaynaklandığı düşünülen derin bir minimum görülmektedir.

Nova patlamalarının sonucunda beyaz cücenin kütlesi, sürekli olarak değişir. Başlangıçta sürekli yığılma sebebiyle beyaz cüce kütlesinin daima artacağı düşünülüyordu. Bu olasılık Süpernova Tür-Ia modellerinde kullanılmaktaydı (Nomoto, 1982a; 1982b; Fujimoto and Taam, 1982; Ritter'den 1986). Nova patlaması sırasında fırlatılan kütlenin, patlamalar arasındaki zaman dilimi içerisinde toplanan kütle miktarından fazla mı az mı olduğu önemlidir. Çünkü bu sistemin evrimini etkiler (Hellier, 2001). Salma çizgisi gözlemleri, nova kabuklarındaki maddenin bol miktarda karbon, azot, oksijen ve neon gibi ağır çekirdekler içerdiğini göstermektedir. Bu miktarlar bileşen yıldızdan gelmesi beklenen miktarlardan oldukça fazladır. Bu sebeple toplanma katmanındaki maddenin, beyaz cücenin dış katmanları ile karıştığı düşünülmekte ve nova patlamalarının beyaz cüce maddesinin bir kısmını beraber uzaklaştırdığı sanılmaktadır (MacDonald, 1983; Ritter'den 1986). Nova Herculis 1934 (DQ Her), kütlece %56 civarında CNO çekirdekleri içerir (Williams et al., 1978; Ferland and Truran, 1980; Ritter'den 1986). Bu durum, beyaz cücenin sürekli kütle kaybının bileşeninkinden bile fazla olduğu anlamına gelir. Nova püskürmeleri, CNO çekirdekleri ile zenginleştirildiğinden bileşenin kimyasal yapısı da değişir. Bu durum, bileşen tarafından yakalanan püskürtülen madde kesri ve bunun hemen konveksiyon bölgesine karışması ile ilişkilidir. Zenginleştirmenin derecesi, beyaz cüce tarafından görülen açısallık kesre, konveksiyon bölgesinin kütlesine ve püskürmenin

kimyasal bolluğuna bağlıdır. Ağır olan beyaz cüceler, yüksek madde transferi oranları sebebiyle kütle kazanabilirler. Fujimoto and Taam (1982; Ritter'den 1986) ve Ritter (1983d) bağımsız olarak beyaz cücelerın önemli ölçüde büyümesi gerektiğini savunmuştur. Prensipde püskürme, beyaz cücenin doğasını da ortaya çıkarabilir. Yani onun C-O veya O-Ne-Mg elementlerinden hangilerinden oluştuğuna karar vermeyi sağlar (Ritter, 1986).

Beyaz cücenin iç katmanlarından CNO çekirdeklerinin nasıl geldiği tam olarak bilinmemektedir. Toplanan madde ile beyaz cüce maddesi arasındaki karışımın nasıl gerçekleşebileceğine dair iki mekanizma ileri sürülmüştür: Parçacık difüzyonu (Prialnik and Kovetz, 1984; Porter'den 1998) ve şeffaf karışım (Kippenhahn and Thomas, 1978; Porter'den 1998). Açısal momentum korunurken dönme enerjisinin korunmadığı durumlarda kesme kararsızlıklarının toplanan madde ile beyaz cüce maddesini karıştırdığı düşünülmektedir. Toplanma sonucu beyaz cücenin dış katmanlarına kadar uzanan açısal momentum dağılımı ortaya çıkar. Bu durum zarfın hızlı bir şekilde dönmesine neden olur. Kesme kararsızlıkları ile oluşan karışımın diğer bir etkisi ise kesme hızlarının ekvatorda maksimum olması sebebiyle bu bölge civarında beyaz cücenin iç kısmından gelen ağır elementlerin zarfı zenginleştirmesidir (Porter et al., 1998). Chandrasekhar limitine ulaşan beyaz cücelerın, Süpernova Tür-Ia patlaması geçirecekleri tahmin edilmektedir (Ritter, 1986).

Novalar, parlaklıklarındaki artma ve azalma oranları dışında oldukça benzerlerdir. Maksimum parlaklıktan 3 kadirlik düşüş¹, hız sınıfı olarak bilinir. Bu süre hızlı novalar için birkaç gün iken yavaş novalar için birkaç ay olabilir. Hızlı novalar hızlı yükseliş gerçekleştirirler ve patlama genlikleri daha büyüktür (Şekil 2.2). Bu tür novalar ayrıca yıldızlararası ortama binlerce km/s lik hızlarla gaz kabuk

¹ t_3 parametresi olarak isimlendirilir.

atarlar. En hızlı novalardan olan V1500 Cyg için bu süre 3.6 gündür. En yavaş novalardan olan HR Del için ise bu süre 230 güne karşılık gelir (Hellier, 2001).

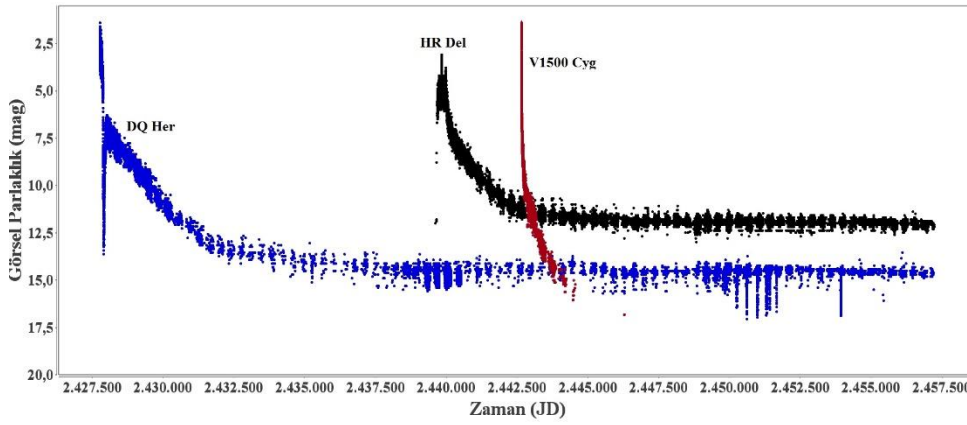
Sonuç olarak teorik nova patlamaları şu öngörülerde bulunur:

- Beyaz cücenin kütlesi büyük ve toplanma oranı küçükse en güçlü patlamalar gerçekleşir.
- Novalar tekrarlanabilir. Yeni bir patlama, $\Delta M_H \approx 10^{-4} - 10^6 M_\odot$ civarında hidrojen beyaz cüce yüzeyinde biriktirildiği zaman gerçekleşebilir. Tekrarlama zamanı $\tau_{rec} = \frac{\Delta M_H}{\dot{M}} \approx 10^4 - 10^6$ yıl civarındadır. Yani korunumlu evrim ile kıyaslandığında kısa bir zaman dilimidir.
- Hızlı novaları açıklayabilmek için tutuşan maddenin beyaz cücenin CNO çekirdeği sayesinde zenginleştiğini varsaymak gerekir. Hidrojen yanması, CNO elementlerinden oluşan çekirdeğin kimyasal bolluğunu değiştirmedikten gözlenen CNO artışını açıklamak için sadece iki yol vardır: ya aktarılan madde CNO açısından zengindir ya da beyaz cücenin C-O çekirdeğinden alınmıştır. Bileşen yıldızlar, küçük olduğundan ilk seçenek elenir. O halde CNO çekirdeklerinin beyaz cücenin iç kısımlarından geldiği dikkate alınmalıdır. Fakat bunun hangi mekanizma ile gerçekleştiği kesin değildir (Ritter, 1986).

Klasik novalar (CN) birden fazla patlama yaptığı gözlenemeyen novalardır. Eğer bir novanın uzun yıllar mertebesinde tekrar eden patlamalar gösterdiği biliniyorsa tekrarlayan nova (RN) olarak adlandırılır. Nova sonrası sistemler, oldukça büyük kütle transferi oranına sahip sistemler olarak ortaya çıkar. Gözlemsel olarak nova sonrası cisim olarak görünen fakat patlamaları kayıt altına alınamamış bu tür sistemler, nova benzeri sistemler olarak isimlendirilir. Bu sistemlerin kayda geçmemiş patlamalar geçirdikleri ve an itibari ile düşük aktivite sergiledikleri düşünülmektedir (Hellier, 2001).

Bazı eski novaların cüce nova patlamaları gösterdikleri gözlenmiştir. Diğerlerinin ise kararlı diskleri vardır. Bu da nova patlamalarından sonra onlarca yıla yayılan kütle transferi oranlarına karşılık gelir. Gözlem tarihimizin, novaların

tekrarlanma zamanlarından çok kısa olduğuna dikkat etmek gerekir. Klasik novalar ve tekrarlayan novaların sadece tekrarlanma zamanları farklı olan aynı cisimler oldukları düşünülmektedir. Kütleleri $1.4 M_{\odot}$ ve toplama miktarları $10^{-8} M_{\odot}/\text{yıl}$ değerine eşit veya büyük olan beyaz cüceler için tekrarlanma zamanı 100 yıldan daha kısa olur. T Pyx böylesi sistemler için en ideal adaydır. Yine de diğer tekrarlayan novaların çoğunda bileşen yıldızlar, dev ya da devlere doğru evrimleşmiş yıldızlardır. Bu gibi sistemlerin en iyi örneği RS Oph, kırmızı dev bileşeni olan, 230 günlük yörünge dönemine sahip bir sistemdir (Hellier, 2001).



Şekil 2.2 HR Del (Nova Del 1967), V1500 Cyg (Nova Cyg 1975) ve DQ Her (Nova Her 1934) sistemlerinin AVVSO verileri ile derlenmiş ışık eğrileri.

2.1.2 Nova benzeri değişenler

Nova benzeri değişenlerin, nova veya cüce nova patlamaları geçirdikleri tespit edilememiştir. Genel olarak iki ana gruba ayrılırlar.

1. Toplanmanın manyetik alan tarafından yönlendirildiği sistemler: Polar ve Ipler.
2. Bir toplanma diski ile madde toplayanlar: UX UMa yıldızları, VY Scl Yıldızları (anti cüce nova), SW Sex yıldızları ve AM CVn yıldızları (Yozlaşmış çiftler).

Nova benzeri sistemler arasında soğurma çizgileri gösterenler UX UMa; salma çizgileri gösterenler ise RW Tri yıldızları olarak isimlendirilirler. En güçlü alana

sahip olanlarda disk oluşmadığından, disk kaynaklı patlamalar görülmez (Lewin and van der Klis, 2010). Çizelge 2.1’de kataklismik değişen sistemlerin alt sınıflarının genlik, enerji ve tekrarlanma zamanları gösterilmiştir.

Çizelge 2.1 Kataklismik yıldızların sınıflandırılması (Robinson’dan, 1976) .

Sınıf	Genlik (mag)	Enerji (ergs)	Tekrar Zamanı
Nova	9 – 14	$10^{44} - 10^{45}$	Sadece tek patlama
Tekrarlı Nova	7 – 9	$10^{43} - 10^{44}$	10 – 100 yıl
Cüce Nova a.) U Gem b.) Z Cam	2-6 2-5	$10^{38} - 10^{39}$ $10^{38} - 10^{39}$	15 – 500 gün 10 – 50 gün
Nova benzeri	---	---	Patlama yok

2.1.2.1 Manyetik alan ile toplanmanın yönlendirildiği sistemler

Manyetik alan kaynaklı toplanmanın etkin rol oynadığı kataklismik değişenlerin sayısı giderek artmaktadır. Gözlemsel kanıtlar, toplanmada manyetik alan etkilerinin geniş bir aralıktaki kataklismik değişen grubunda baskın olduğunu göstermektedir (Tovmassian, 2004). Manyetik alan yüklü parçacıkların hareketini etkiler ve hareket eden yükler manyetik alan üretebilir. Bu sebeple alanın sıcak ve iyonlaşmış gazla etkileşmesi, karmaşık bir geri besleme döngüsü yaratır. Manyetik beyaz cüceden oldukça uzaktan madde toplandığı düşünülürse bu bölgede gaz akışının kinetik enerjisi, alan etkileşimi ile doğan kinetik enerjiden oldukça fazladır. Bundan dolayı madde akışı sanki manyetik alan yokmuş gibi davranır. Yani manyetik alan, kaynaktan uzaklaştıkça hızlı düşüş gerçekleştirdiği için manyetik

kataklismik sistemlerin, manyetik olmayan sistemler gibi davranan dış katmanları olduğu düşünülebilir. Alan, akışla birlikte sürüklenir fakat onu etkileyecek kadar güçlü değildir. Manyetik cücenin yakınında ise madde-alan etkileşiminin enerjisi daha büyüktür. Bu bölgede alan çizgileri hareketsiz kalır ve toplanan maddenin alan çizgilerini takip etmek dışında yapabileceği başka birşey yoktur. Her iki bölge arasında bir geçiş bölgesi vardır. Ayrıca beyaz cüceyi çevreleyen manyetosferin varlığından söz edilebilir (Hellier, 2001). Manyetosferin nereye kadar uzandığını tahmin etmek için, kutuplaşmış ışığın alan gücü ölçülebilir (Piirola et al., 2008). İkinci bir metod ise manyetosferin dönüşü ile iç diskin kenarındaki Kepler hareket arasında bir denge olduğunu varsaymaktır (Hellier, 2014). Manyetosferik sınır katmanında iyonlaşmış plazmada alan, elektrik akımları üretir. Bu akımlar, alanın etkisine karşı koyar ve böylece alanı daha dışardaki maddeye karşı perdeler. Manyetosferin genişliği, alanın gücü ve yığılma oranları ile belirlenir. Manyetosferin içerisinde madde, alan çizgilerine tuzaklanır ve beyaz cüce ile eş dönmeye zorlanır. Beyaz cücenin yarıçapından bağımsız olarak her dönmeye bir tur atar. Beyaz cücenin dönme dönemi ise kendini sisteme ayarlama eğilimindedir. Bu sebeple manyetosfer içindeki hareket, manyetosfer dışındaki maddenin dairesel hareketine uyum sağlar. Kütle transferindeki bir değişim, manyetosferin yarıçapının değişmesine neden olursa beyaz cücenin eylemsizliği uzun zaman ölçeklerinde sistemle eşleşen dönmeyi sağlar. Bu durum, düşük manyetik alana sahip beyaz cücelerin daha küçük manyetosferlere sahip olacağı ve daha hızlı döneceği anlamına gelir. Fakat, aksine yüksek alana sahip beyaz cüceler, daha yavaş dönerler. Böylece alan gücü, dönme ve kütle transferi oranı arasındaki etkileşimler, manyetik kataklismik değişenlerin alt gruplarını belirler. Şekil 2.3'de manyetik kataklismik yıldızların alt grupları gösterilmiştir.

Alan gücü yüksek sistemlerde yıldızlar birbirilerine aynı yüzlerini gösterirler. Bu nedenle beyaz cüce, yörünge dönemine eşit zaman dilimlerinde döner. Güçlü manyetik alan çizgilerini takip eden madde, yıldızın kutuplarına yönelir. Akış, yörünge düzlemini terk ederek kuzey ve güney kutuplarına gidecek şekilde iki kola ayrılabilir. Şekil 2.4'de bu sistemlerin temsili gösterimi bulunmaktadır. Beyaz cüce yüzeyine yaklaştıkça alan çizgileri birbirine yaklaşarak akışı sıkıştırır. Huni şeklini

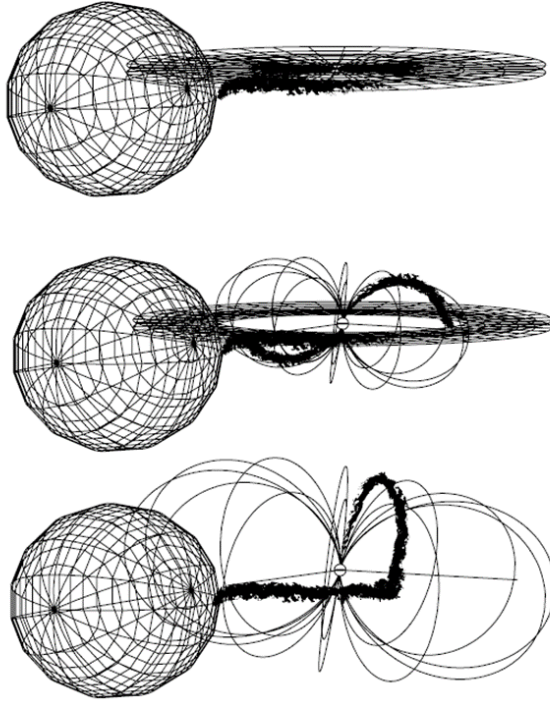
alan akış, kutup civarındaki toplanma bölgelerine yönlenir. Bu bölgelerin yarıçapı, beyaz cüce yarıçapının yüzde biri kadardır. Alan çizgilerini takip eden maddenin beyaz cüce yüzeyine çarpması ile potansiyel enerji, kinetik enerjiye dönüşür. Madde yüzeye kabaca 3000 km/s lik hızlarla çarpar. AM Her yıldızlarında beyaz cüce yakınlarında artan manyetik alan sebebiyle bir disk oluşamaz. Manyetosfer, dairesel yarıçaptan² daha uzağa uzanır.

Akım beyaz cüceye ulaşınca birbirine yaklaşan alan çizgilerinin artan baskısı, akımı yoğun madde damlalarına ayırır. Bu sistemlerin karakteristik özellikleri ışınımalarının dairesel kutuplaşmasıdır. AM Her yıldızlarında madde manyetik kutuplar civarında beyaz cüce yüzeyine çarptığı için bu bölgelerden X-ışınları elde edilir. Toplanmanın sadece bir kutupta gerçekleştiği düşünülürse; eğer bu kutup beyaz cücenin görünen tarafında ise bir miktar X-ışını belirlenebilir, fakat beyaz cücenin görünmeyen tarafında kalıyorsa bu ışınım tespit edilemez. Bu durumda kabaca yarım çevrim boyunca sıfıra yakın akı elde edilen ST LMi veya VV Pup ışık eğrilerine benzerlik ortaya çıkar. Eğer $i+\beta+\varepsilon < 90^\circ$ ise toplanma kutbu daima görünen yüzde kalır. Bu da gelen X-ışın akısının kabaca sabit olacağı anlamına gelir. Alternatif olarak eğer toplanma sadece diğer kutupta gerçekleşirse X-ışın akısı tespit edilemez. Bazı sistemlerin X-ışın ışık eğrilerinde çukurlar gösterdiği ve bunun yığılma akımının geçici olarak toplanma bölgesini gizlemesinden kaynaklandığı düşünülmektedir (Hellier, 2001).

AM Her yıldızları, beyaz cüce dönme döneminde evre-bağımlı optik kutuplaşma değişimleri gösterirler. Ayrıca aynı periyotta genellikle X-ışın değişimleri ve fotometrik salma çizgileri görülür. Çoğu sistemde yörünge dönemi direkt olarak ölçülemez fakat dönme dönemine çok yakın olduğu düşünülmektedir. Bu durumun bileşen üzerine beyaz cücenin manyetik alanının senkronizasyon torku uygulamasından kaynaklandığı düşünülmektedir. Dönemi 3 saatten kısa olan tüm

² Toplanan madde akımı kendisine çaptığında oluşan turbülans şoklarının enerjisi tüketildiği düşünülürse madde, minimum enerjiye sahip dairesel yörüngeye oturur. Bu yörüngedeki açısal momentum değeri L_1 noktasındakine eşittir.

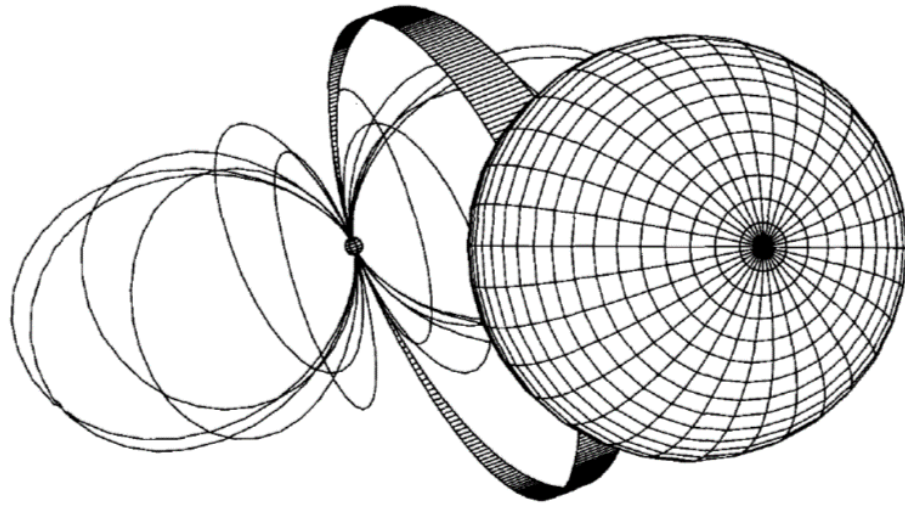
manyetik kataklismik değişenler, dar bir aralığa yayılan manyetik momentlere sahiptir. Hem yörünge ayrıklığı hem de kütle transfer oranı, senkronizasyon torkunun sistemi AM Her sistemine dönüştürmesine izin verecek kadar azdır. Ayrıca 3 saatten büyük dönemler için bu tork yığılma torku ile karşılaştırıldığında daima zayıftır ve sistem bir IP olarak görünür (King et al., 1985).



Şekil 2.3 Farklı tipteki kataklismik yıldızların şematik gösterimi. Üstte manyetik olmayan sistemler, ortada IP'ler ve en altta Polarlar temsil edilmiştir. (Cropper et al., 2002) den uyarlanmıştır (Wu et al.'dan, 2003) .

Iplerin manyetik alan güçleri, $10^5 - 10^7$ G arasındadır. Yörünge dönemleri ve beyaz cüce dönme dönemleri senkronize değildir. $P_{\text{spin.}} \approx 0.1 P_{\text{orb}}$ civarındadır ve kutuplaşma oldukça zayıftır (Yuasa et al., 2010). Yörünge dönemleri, tayfsal olarak belirlenir. Optik kutuplaşma değişimlerinin gözlenmemesi sebebiyle manyetik momentleri AM Her sistemlerinininkinden daha azdır. Iplerden optik kutuplaşmanın saptanamamasının nedeni yüksek yığılmadan kaynaklanan ısıtım transferi etkileri,

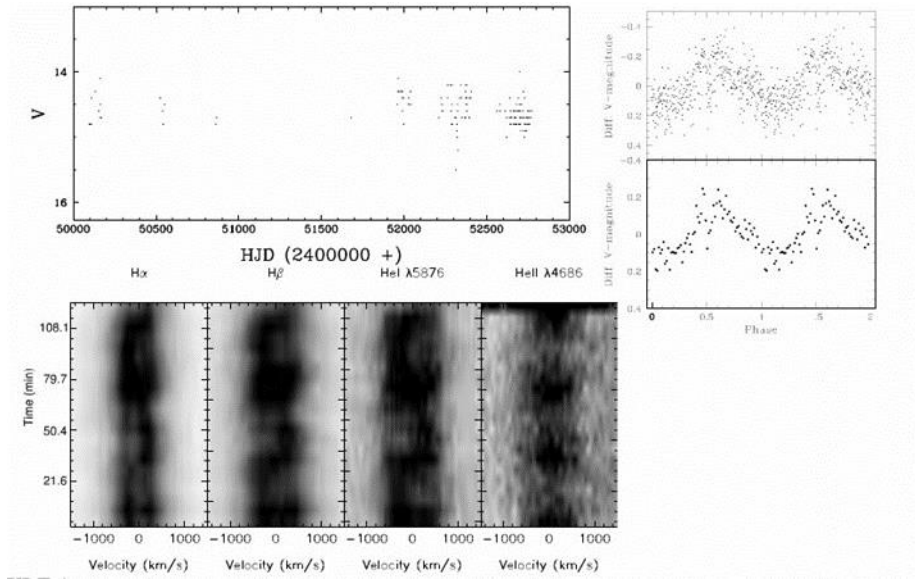
kutuplaşmamış disk ışınımının seyreltilmesi ve manyetik alan homojensizlikleridir (Barrett and Chanmugam, 1984). Iplerin çoğunun toplanma diskleri vardır. Disk, iç kısımlarda kesintiye uğrar ve disk maddesi, alan çizgilerine tuzaklanarak beyaz cüce yüzeyine neredeyse serbest düşme gerçekleştirir (Yuasa et al., 2010). Chanmugam and Ray (1984), DQ Her yıldızlarında sistemin, beyaz cüce manyetosferi içine büzülünce senkron hale gelip AM Her yıldızlarına evrileceği sonucuna varmıştır.



Şekil 2.4 AM Her sistemlerinin temsili bir gösterimi (Wu et al.'dan, 2003).

2.1.2.2 Toplanma diski ile madde toplayan sistemler

SW Sex yıldızları tuhaf salma ve soğurma çizgileri ile tanınırlar. Nadir olarak gözlemlendikleri dönemlerde, tutulan sistemler oldukları düşünülmüştür. Fakat gözlenen sistem sayısı arttıkça SW Sex olgusu olarak bilinen durum ortaya çıkmıştır. Hellier, bu sınıfı açıklamak için manyetik modelleri kullanma konusunda şüphe duymuştur. Kutuplaşmış ışınımdaki salınımların yeterli kanıtı sunmadığını varsaymıştır. Çünkü beyaz cücenin dönme dönemi her zaman fotometrik gözlemler kullanılarak ulaşılamaz. Iplerde de bu durum söz konusudur. SW Sex yıldızlarının dönme/atma salınımlarını gözlemedeki yetersizlik, IP'lerin fotometrik özelliklerini göstermeyen başka kataklismik yıldızların da olabileceğini düşündürmektedir. Bu sistemler de manyetik etkiler ile madde topluyor olabilir.



Şekil 2.5 a) VY Scl sistemi (sakin evreden yaklaşık olarak 2 kadirlik düşüş), b) IP (Manyetik cücenin dönme dönemi), c) SW Sex sistemi (salma çizgileri flaring) özellikleri gösterirler (Rodríguez-Gil et al.'dan, 2004).

LS Peg ve V795 Her, dairesel kutuplaşmaya sahip SW Sex grubu üyeleridir (Rodríguez-Gil et al., 2001, 2002; Tovmassian'dan, 2004). Bu manyetik alanın direkt olarak kanıtıdır. Ayrıca dairesel kutuplaşmanın kısa dönemlerde değişimi, büyük olasılıkla beyaz cücenin dönme dönemi ile alakalıdır. LS Peg, 29.6 dakika periyotlu, genliğinde %3'lük değişime neden olan dairesel kutuplaşma gösterir. Aynı zamanda atma periyoduna karşılık gelen periyotta salma çizgileri genişler. V795 Her sisteminde %0.12 genişliğinde maksimumlar arası dairesel kutuplaşma tespit edilmiştir. Dairesel kutuplaşma tespiti dışında SW Sex sistemlerinde manyetik alan kaynaklı yığılmanın dolaylı kanıtları vardır. V795 Her sisteminde kısa periyotlu salma çizgisi genişlemesi bu gruba ait diğer sistemlerde de tespit edilmiştir (BT Mon, DW UMa). Bu durum birçok IP için de tipik bir durumdur (FO Aqr). Görünüş olarak farklı olan bu iki farklı kataklizmik yıldız sınıfının arasındaki bağlantıyı göstermek için en iyi örnek V533 Her sistemidir. 1963 yılında nova patlaması geçirmiştir. Patterson (1979), bu sistemi DQ Her olarak sınıflayan hızlı 63.5 saniyelik değişim gözlemiştir. Fakat daha sonra bu dönem tespit edilememiş ve sistem 3.53 saatlik döneme sahip tutulma göstermeyen SW Sex sistemi olarak sınıflandırılmıştır (Tovmassian, 2004).

RR Cha, IP sistemine dönüşen bir nova kalıntısıdır. Bu sistemde Woudt and Warner (2002), 1950 saniyelik kararlı bir periyot dışında pozitif ve negatif süper tepeler de tespit etmişlerdir. Ayrıca Rodriguez-Gil and Potter (2003) sistemin tayfında bazı farklı SW Sex özellikleri ve dairesel kutuplaşma gözlemiştir. Negatif süper *humplar* birçok sistemde görülür. Patterson et al. (2002), negatif süper *humpların* varlığının, beyaz cücenin güçlü manyetik alanı ile bağlantılı olduğunu savunmuştur (Tovmassian, 2004). Negatif süper *humpların* en uygun açıklaması diskin eğrilmesidir. Eğrilmenin sebebinin manyetik alan olduğu düşünülmektedir. Fakat manyetik alanın birincil mi yoksa ikincil mi olduğuna dair farklı yaklaşımlar vardır. SW Sex sistemlerine dair tüm bu yaklaşımlar, bu gibi sistemlerin sayısının daha fazla olması gerektiğini ve gözlenen çeşitli özelliklerini en iyi şekilde beyaz cüce üzerine manyetik yığılmalar ile açıklanabileceğini ortaya koymaktadır (Tovmassian, 2004).

SW Sex yıldızları, daha yaygın olan kataklismik yıldız sınıfı VY Scl sistemlerinin bir parçası olarak ele alınabilir. Bu grubun sayısı giderek artmakta ve manyetik kataklismik değişenler ile bağlantıları olduğu düşünülmektedir. SW Sex sistemlerinin genel özelliği olan salma çizgisi genişlemesi bu sistemlerde de görülür. Ayrıca bu sistemler patlamalar olmadığında ve sakin evreden 2 kadir kadar sönük minimum evre (low-state) gösterirler. Çevrimli minimum evreler (anti cüce nova davranışı), bu sistemlerin temel özelliğidir. Bu çift sistemlerin 3–6 saat aralığındaki yörünge dönemlerinde yoğunlaştıkları görülmektedir. Greiner et al. (1999; Tovmassian'dan, 2004), tarafından VY Scl yıldızı olarak sınıflandırılan V751 Cyg'nin geçici yumuşak X-ışın salmasına sahip olduğu gösterilmiştir. Sistem minimum evrede iken X-ışın ışıınımı ortaya çıkar. Bunun için yapılan açıklama sistemin süper yumuşak X-ışın kaynakları gibi davranıyor olması şeklindeydi. Daha sonra Hamuery and Lasota (2002), VY Scl sistemlerinin manyetik beyaz cüce içerdiğini öne sürmüşlerdir. Öngördükleri manyetik alanlar, $5 \times 10^{30} \text{ Gcm}^3$ mertebesinde. Yaptıkları modele dayanarak minimum evre veya orta parlaklık evresinde patlamalar gösteren VY Scl sistemlerinin manyetik beyaz cüceye sahip olmaları gerektiğini savunmuşlardır. Minimum evrede V751 Cyg'nin tayfı, neredeyse X-ışın gözlemleri ile aynı anda alınmıştır. Tayfında manyetik

kataklismik yıldızlara benzer özellikler sergilemiştir. Artan $\dot{M}$ sebebiyle manyetik alan, gelen maddeye karşı koyamaz ve toplanma geometrisi değişir. Hamuery and Lasota (2002), VY Scl sistemlerinde diskin kesilmesinin kilit rol oynadığını savunmuşlardır. Kütle transfer/toplanma oranının azalışının, VY Scl sistemlerinde manyetosferin genişleyip diski kesip kesmeyeceği ya da tayfta manyetik kataklismik yıldız özelliklerinin gözlenebilmesini sağlayan disk ısıtmasındaki azalmaya neden olup olmayacağı açık değildir. Azalan disk ısıtması ya azalan kütle transferi ya da diskin kesilmesi ile gerçekleşir. Çoğu zaman her ikisi de aynı anda olur. Kataklismik yıldızların büyük bir kısmını oluşturan SW Sex ve VY Scl sistemleri dönem boşluğunun üst kısmında bulunurlar. Sıradan cüce novaların da VY Scl sistemlerinin özelliklerini gösterdiği üzerine çalışmalar vardır. DW Cnc bu duruma bir örnektir (Tovmassian, 2004).

AM CVn sistemleri, bir saatten daha kısa yörünge dönemlerine sahip sistemlerdir. Prototipleri Smak (1967; Nelemans'dan, 2004) tarafından bulunmuş ve 17 dakikalık döneme sahip bir sistemdir. Paczynski (1967; Nelemans'dan, 2004), bu sistemin helyum bakımından zengin yozlaşmış bir bileşen içeren kısa dönemli bir sistem olduğunu ve kütle transferinin çekimsel dalga ışıınımı aracılığıyla açısal momentumun kaybı ile gerçekleştiğini önermiştir. Çünkü çekimsel ışıınım, yörünge dönemine güçlü bir şekilde bağlıdır. Bu yorumlama, yörünge dönemi ile bağlantılı olan kütle transferinde hızlı bir düşüş gerektirir. Bu sistemler artan yörünge dönemi esas alınarak 3 ayrı kısma ayrılabilirler.

1. Maksimum parlaklık evresi: Yörünge dönemi 20 dakikadan daha azdır. Çeşitli dönemlerde düşük genlikli fotometrik değişimler gözlenir. Bu değişimler, yörünge dönemi ve ondan daha uzun olan süper *hump* dönemi arasında gerçekleşir (Warner, 1995; Nelemans'dan, 2004). Süper *humpl*ar, diskin basıklaşması ve aşırı kütle oranı sebebiyle yalpalamasının sonucudur. AM CVn için soğurma çizgileri, yörünge dönemi ve süper *hump* dönemleri arasındaki atma frekansında değişimler gösterir.

2. Patlama evresi: 4 kadirlik parlaklığa ulaşan büyük optik değişimler gözlenir. Dönemleri $20 \leq P_{orb} \leq 40$ dakika aralığında olan sistemlerdir. CR Boo, V803

Cen, CP Eri, 2003aw bu gruba örnektir. Parlak evre (high-state) boyunca bu sistemler, HS soğurma çizgili sistemlere benzerler. Salma çizgileri sakin evre boyunca görülebilir (Groot et al., 2001; Nelemans'dan, 2004). Bu sistemlerin kararsız disklere sahip oldukları düşünülmektedir. Bu sebepten dolayı hidrojen bakımından zengin cüce novalar ile benzerlik gösterirler (Tsugawa and Osaki, 1997; Nelemans'dan, 2004).

3. AM CVn sistemleri arasında en uzun dönemlere sahip olanlardır. Yörünge dönemleri 40 dakikadan daha uzundur. GP Com, SDDSJ1240-01 ve CE315 bu gruba ait örneklerdir. Hiçbir optik değişim göstermezler. Bundan dolayı yörünge dönemleri tayfsal olarak belirlenir. SDSSJ1240-01, ayrıca He soğurma çizgileri göstermektedir. Bu çizgilerin kaynağı kütle toplayan beyaz cücedir (Roelfs et al., 2004; Nelemans'dan, 2004). GP Com ve CE315 için kütle toplayan beyaz cücenin etkin sıcaklığı He soğurmasını oluşturabilmek için çok düşüktür. Düşük evredeki sistemler, büyük olasılıkla kararlı disklere sahiptir.

AM CVn sistemlerinin oluşması için üç yol vardır:

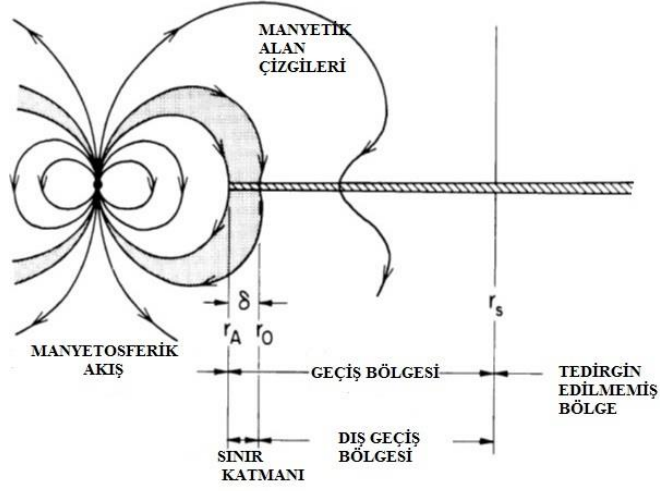
- Beyaz cüce çifti, çekimsel ısıyım aracılığıyla açısal momentum kaybeder ve gittikçe daha kısa yörünge dönemlerine doğru evrimleşir. Birkaç dakikalık yörünge döneminde kütle aktarımı tekrar başlar. Daha sonra giderek azalan kütle transfer oranlarına sahip daha uzun dönemlere doğru sistem evrimleşir (Paczynski, 1967; Nelemans'dan, 2004). Kütle transferinin kararlı ve Eddington limitinin altında olması için bileşenin kütlesi küçük olmalıdır (Nelemans et al., 2001a; Nelemans'dan, 2004).
- Küçük kütleli yozlaşmamış bir helyum yıldızının, 10 dakika civarında minimum döneme doğru evrimleşen beyaz cüceye madde aktardığı durumda helyum yıldızı yarı yozlaşmış haldedir. Bu minimumdan sonra sistem, önemli ölçüde azalan kütle oranları ile uzun dönemlere doğru evrimleşir (Iben and Tutukov, 1991; Nelemans'dan, 2004).
- Evrilmiş bileşene sahip kataklismik yıldız evrim yolundan giderek (Podsiadlowski et al., 2003; Nelemans'dan, 2004). Evrimleşmiş yıldızın kütle

transferinden sonra helyum açısından zengin çekirdeği ortaya çıkar. Bundan sonra helyum yıldızlarının evrim yollarına benzer şekilde evrimleşir. Farklı evrim senaryoları arasında ayırım yapabilmek için yörünge döneminden daha fazla bilgiye sahip olmak gerekir. RXJ0806+15 dışında gözlenmiş tüm sistemler için bütün oluşum senaryoları geçerlidir (Nelemans, 2004).

İki beyaz cüce arasında kütle transferinin başlangıcında özel bir durum meydana gelir. İki cisim birbirine o kadar yakındır ki toplanma diski için sistemlerde yer kalmaz. İç Lagrange noktasından gaz akışı direkt olarak beyaz cücenin yüzeyine doğrudur (Webbink, 1984; Nelemans et al., 2001a; Nelemans'dan, 2004). Bu durumun, kütle transferinin kararlılığı ve ayrık çift beyaz cücelerden AM CVn sistemlerinin oluşması açısından önemli sonuçları vardır (Nelemans, 2004)

2.2 Sınır Katmanı

Beyaz cüce yüzeyinin hemen üstünde Kepler hızı yaklaşık olarak 3000 km/s olmasına rağmen beyaz cüce, 300 km/s'lik yüzey hızı ile döner. Bu sebeple toplanan maddenin beyaz cüce hızına kadar yavaşlatıldığı sınır bölgesi olarak bilinen bir geçiş bölgesi olmalıdır (Şekil 2.6). Bu bölgede toplanan maddenin kinetik enerjisi ısı enerjisine dönüşüp salınır. Bu sebepten dolayı sıcak sınır katmanı toplam ısıtmanın yarısını sağlayabilir. Yüksek toplanma oranlarında sınır katmanı, salınan ışıınımı bloklamak için yeteri kadar maddeye sahip olur. Bu durum optik olarak kalın olmasını sağlar. Tüm katman 200 000 K'lık sıcaklığa karşılık gelen karacisim ışıması salana kadar ısıtılır ve kabaca diskin en parlak kısmından 6 kat daha sıcak olur (Hellier, 2001). Geçiş bölgesi, dış geçiş bölgesi ve sınır katmanı olmak üzere iki kısma ayrılır. Dış geçiş bölgesinde viskozite gerilmesi manyetik gerilmeye baskın gelir. Sınır katmanının da ise manyetik gerilme baskındır (Ghosh and Lamb, 1978).



Şekil 2.6 Geçiş bölgesi ve sınır bölgesinin şematik gösterimi. r_A ve r_s arasındaki geçiş bölgesinde disk akımı manyetosferik akıma dönüşür (Ghosh and Lamb'dan, 1978).

Açısal momentum ve enerjinin korunumu gereğince sınır katmanında salınan enerji Kley (1991; Warner'dan, 2003) dikkate alınarak şu şekilde yazılabilir.

$$L_{BL} = L_d \left\{ 1 - \frac{\Omega_1}{\Omega_k [R_1]} \right\}^2 = \zeta L_d \quad (2.1)$$

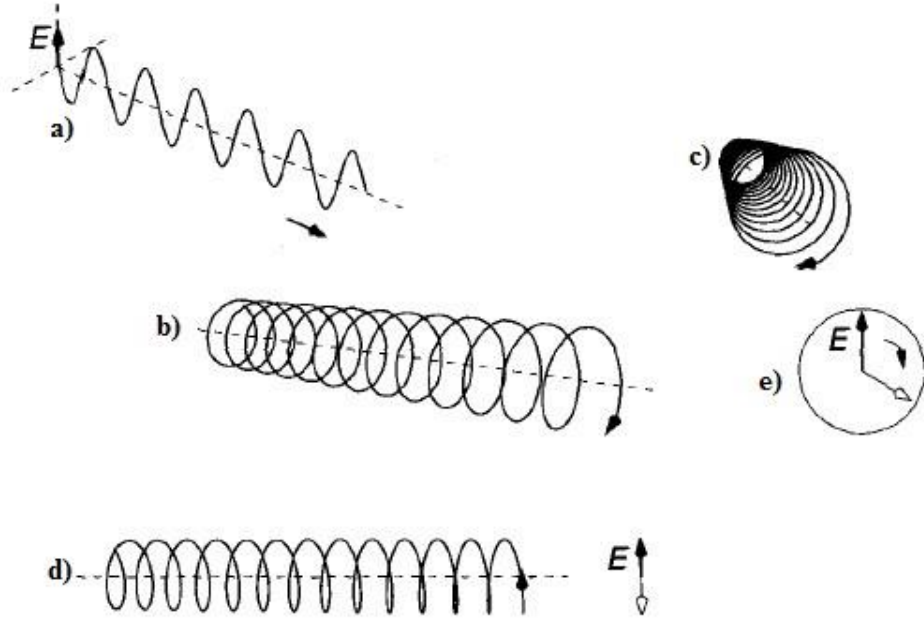
Burada L_{BL} , sınır katmanının ısıtması; L_d , diskin ısıtması; Ω_k , kepler açısal hızı; Ω_1 , beyaz cücenin açısal hızıdır.

2.3 Cyclotron Işınımı

Manyetik kataklismik değişenlerin toplanma kolonunda beyaz cücenin manyetik alan çizgilerine tuzaklanan elektronlar, beyaz cüce yüzeyine düşene kadar spiraller çizerler (Butters et al., 2009). Yüklü parçacıkların hareketi elektrik akımı oluşturur. Manyetik alan çizgisine dik hareket eden elektrik akımına bir kuvvet etkir. Bu kuvvet hem alan çizgisine hem de hareket doğrultusuna diktir. Kuvvetin daima hareket doğrultusuna dik olması parçacığın dairesel bir yörüngede hareket etmesine neden olur (Şekil 2.7). Dairesel hareket sabit ivme oluşmasını gerektirir

ve hızlanan parçacıklar foton salar. Bundan dolayı spiral hareketten doğan ışınım cyclotron ışınımı olarak adlandırılır (Hellier, 2001). Bu ışınım, dairesel olarak kutuplaşmıştır. Manyetik alan yapısının homojensizliği, elektronların hızları ve değişen sıcaklıkları sebebiyle harmonik yapıda ışınım salınır (Butters et al., 2009). Yavaş hareket eden elektronlar için karakteristik cyclotron frekansı oluşur. Daha hızlı hareketler için ışınım cyclotron frekansının tam katlarına sahip olur. Bunlar cyclotron harmonikleri olarak isimlendirilir (Hellier, 2001). Bu ışınımın kutuplaşmasını modelleyerek, manyetik cücenin alan gücü tahmin edilebilir. Manyetik alan gücü, sıcaklık, plazma parametresi ve görüş açısı gibi değişkenler, modellemelerde harmonik eğrisinin fitinde özgün olmayan sonuçların ortaya çıkmasına neden olur. Wickramasinghe and Meggitt (1985; Butters et al.'dan, 2009) modeli, farklı dalgalarda kutuplaşma miktarının ölçülerek polarların manyetik alan güçlerinin tahmin edilmesinde kullanılmıştır (Piirola et al., 1987a,b; Butters et al.'dan, 2009). Ayrıca Piirola et al. (1993; Butters et al.'dan, 2009) tarafından IPlerin manyetik alan güçlerini tahmin etmek için de kullanılmıştır. Katakistik yıldızlarda ölçülen kutuplaşmış ışık, genellikle gelen toplam ışınımın bir kesri olarak ifade edilir. Polarlarda kutuplaşmış ve kutuplaşmamış ışınımın kaynağı, yörünge döneminde değişmelidir. IP'lerde ise durum daha karmaşıktır. Optik dalgalarda ışıyan bir diskin varlığı, ölçülen kutuplaşmanın etkisini azaltır. Bu duruma olası parlak lekenin varlığı ve bileşenden salınan ışım da katkıda bulunur. Dairesel kutuplaşmış ışınım her doğrultuda yayılmadığından toplanma kolonunun geometrisi de sorun teşkil eder. Diğer bir zorluk ise beyaz cücenin manyetik yapısının dipol benzeri olmamasıdır. Bu durum birden fazla manyetik kutupta birkaç toplanma kolonunun oluşmasına neden olur. Eğer manyetik alan dipol olmaya yakınsa merkezden bir sınır olması olasıdır. Bu da bir kutbun diğerine göre daha güçlü görünmesine neden olur. Toplanan madde sonsuzdan gelmediğinden; en ideal dipol durum da dahil olmak üzere hiçbir durumda tam olarak manyetik kutupların olduğu yerde toplanma kolonu oluşturulamaz. Karşılaşılan zorluklar sebebiyle IP'lerdeki manyetik alan gücünün gerçekte ne kadar olduğuna kesin olarak ulaşılamaz. Çünkü zayıf manyetik alana ait düşük harmonikler, yüksek harmonikli daha güçlü alanın harmonikleri olabilirler (Butters

et al., 2009). Kataklişmik yıldızların toplanma kolonundan gelen cyclotron ışıınıımı için ayrıntılı bilgiye Kalomeni et al. (2005) çalışmasından ulaşılabilir.



Şekil 2.7 Alan çizgileri etrafındaki parçacıklar için farklı açılardan yörüngelerinin temsili; a) Bir fotonun elektrik alan vektörü hareket doğrultusuna diktir, b) alan çizgilerini üzerinde cyclotron frekanslarında hareket eden elektron, cyclotron ışıınıımı üretir, c) eğer bakış doğrultusu elektronların hareket doğrultusuna paralel ise dairesel hareket görülür; bunun sonucunda dairesel kutuplaşmış fotonlar tespit edilir, d) hareket doğrultusu, bakış doğrultusuna dikse elektronların görünen hareketi yukarı ve aşağı doğrudur; bundan dolayı bakış doğrultusunda doğrusal kutuplaşmış ışıınıım üretilir, e) elektrik alanın yönelimi gösterilmektedir (Hellier'den, 2001).

2.4 Toplanma Akımı ve Parlak Leke

Kataklişmik yıldızlarda bileşen yıldızdan toplanan madde genellikle hidrojen açısından zengindir (Hellier, 2001). Bu sistemler, toplanma akımının manyetosfer ile etkileşimini incelemek için önemli laboratuvarlardır. Bunun nedeni:

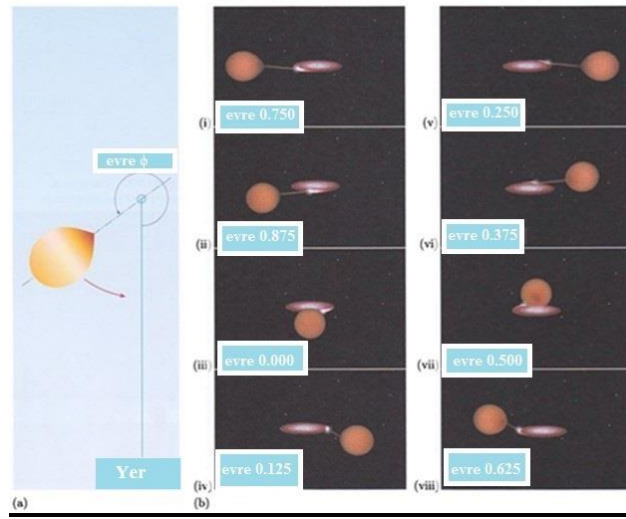
- Beyaz cücenin manyetik alanı, durağandır.
- Kolay gözlenebilir zaman ölçeklerinde değişimler gösterirler. Çiftlerin yörünge dönemleri saat ve beyaz cücelerin dönme dönemleri dakika mertebesindedir.

- Bazı sistemler tutulma gösterir. Bu da parlak leke için geometrik kanıtlar sunar.
- Yarı düzenli patlamaların meydana gelmesi, dengede olmama durumunun incelenmesini sağlar (Hellier, 2014).

Toplanma akımının izi şu yollar ile elde edilebilir:

- Beyaz cüce kenarından geçen toplanma akımının beyaz cüceye ulaştığı noktaların ve bu noktaları gizleyen akımın, soğurmalarının X-ışın ışık eğrilerini modelleyerek,
- Akımın beyaz cüceye ulaştığı noktalar civarında üretilen cyclotron ışıının çok renk ışık eğrilerini modellenmesi ile,
- Salma çizgisi Doppler kaymalarını analiz ederek, ve
- Parlak lekeyi bulmak için tutulmaları kullanarak (Hellier, 2014).

Parlak lekenin geometrisi genellikle 3 parametre ile tanımlıdır: r_s/A , lekenin beyaz cüceye olan uzaklığı; α , iki yıldızın kütle merkezlerini birleştiren çizgi ile lekenin merkezinden geçen çizgi arasındaki açı ve Δ_α , lekenin açısal genişliği. Parlak lekenin daima yörünge düzleminde olduğu varsayılır. Genellikle sadece gözlemsel verilerle tüm parlak leke parametrelerinin hesaplanması mümkün değildir. Smak (1971a; Robinson'dan, 1976) tarafından yapılan çalışma dikkate alınırsa r_s/A , oldukça artmakta ve sonraki patlamaya kadar azalmaktadır. r_s/A , azalınca hem α hem de Δ_α azalmaktadır. Smak'ın ulaştığı en önemli sonuç lekenin yerinin, Kruszewski (1964; Robinson'dan, 1976) tarafından geri tip yıldızlardan aktarılan gaz akışı için hesaplanan tek-parçacık yörüngeleri üzerinde veya çok yakın yörüngeler üzerinde bulunmasıdır. Buradan parlak lekenin transfer edilen madde akışının gaz disk ile çarpışması sonucu oluşan bir şok olduğu sonucuna ulaşılabilir. Ayrıca bu çalışmalara dayanarak parlak leke oluşana kadar transfer edilen maddenin tek-parçacık yörüngesini takip ettiği söylenebilir. Diğer kataklizmik yıldızların çoğunda parlak lekenin tek-parçacık akış yörüngesinde olduğu varsayımını yapmak gerekir (Robinson, 1976). Warner (1974), eğer geri tür yıldız, yörüngesinde senkronize dönmüyorsa tek-parçacık yörüngesinin parlak lekenin yeri ile uyuşacağını savunmuştur (Robinson, 1976).

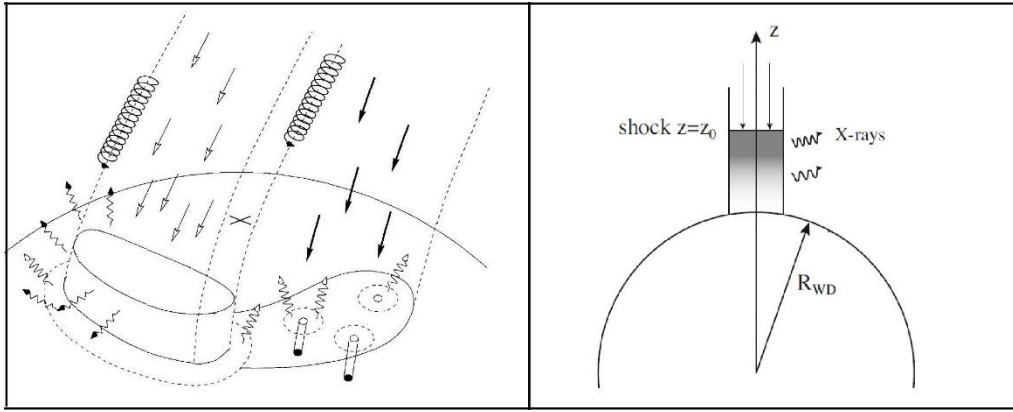


Şekil 2.8 a) Çiftin evresinin tanımı b) $i=77^\circ$ değeri için çift yıldızın farklı evrelerindeki görünümü (Kolb'dan, 2010).

2.5 Toplanma Bölgesi

Alan çizgilerini takip ederek beyaz cüce yüzeyine doğru ilerleyen gaz akımı, toplanma kolonlarını oluşturur. Toplanma kolonunda ilerleyen madde, beyaz cüce yüzeyine nerdeyse dik olarak serbest düşme hareketi yapar. Bu hareketi süresince beyaz cüce yüzeyine çarpma kadar alan çizgilerinden ayrılmaz ve manyetik kutuplar civarındaki bölgelere çarpar. Beyaz cüce ile çarpışmanın doğası, toplanan maddenin yoğunluğuna bağlıdır. Toplanan madde dağınık olarak ya da yoğun damlalar şeklinde beyaz cüce yüzeyine düşebilir. Dağınık olarak düşen madde, beyaz cüce yüzeyine çarpar çarpmaz kinetik enerjisi ısıya dönüşür. Isınma sonucu X-ışınları salınır. Böylece oluşan sıcaklık sebebiyle yayılan bir toplanan madde havuzu oluşur. Sonuç olarak yüzeyin yaklaşık olarak $0.1 R_\odot$ üzerine kadar uzanan sıcak ve yoğun toplanma kolonu oluşur. Gelen madde, kolonun üst kısımlarına çarpar ve düşüş hızını 4 kat kadar azaltan bir şok oluşur. Serbest kalan kinetik enerji, maddeyi yaklaşık olarak 2×10^8 K (20 keV) sıcaklığına kadar ısıtır. Bu sıcaklıkta iyon ve elektronların sık sık çarpışmaları Bremsstrahlung süreci ile X-ışın salınmasına neden olur. Bu ışıınım salındıkça madde soğur, yavaşlar ve daha yoğun hale gelerek beyaz cüce yüzeyine ulaşır. Toplanma kolonları güçlü sert X-ışın kaynaklarıdır. Bu ışıının kabaca yarısı beyaz cüceye doğru yönlendir, bunun bir

kısmı yansıtılır fakat büyük bir kısmı soğrulur ve bölgeyi ~ 200000 K (20 eV) sıcaklığına kadar ısıtır. Yoğun damlalar, toplanma şoklarından etkilenmezler. Beyaz cüce atmosferinin iç kısımlarına direkt olarak girmelerini sağlayacak momentumları vardır. Tüm kinetik enerjileri beyaz cüce tarafından soğrulur ve 200 000 K sıcaklığındaki karacisim ışınlamından daha fazla ışınlım ortaya çıkmasına neden olacak şekilde yüzeye doğru sızarlar (Hellier, 2001).



Şekil 2.9 a) AM Her yıldızlarında toplanma bölgesi: Solda yoğun madde manyetik alan çizgileri aracılığıyla x ile işaretlinmiş manyetik kutubun civarına düşmektedir. Şok sonrası bölgeden sert X-ışınları ve şok tarafından ısıtılmış civardaki bölgelerden ise daha yumuşak X-ışınları tespit edilebilir. Alan çizgilerinden spiraller çizerek ilerleyen elektronlar ise cyclotron ışınlımı yayar. Sağ tarafta ise yoğun damlalar, beyaz cüce atmosferinin içlerine kadar nüfuz eder. Bölgeyi yumuşak X-ışın sıcaklıklarına kadar ısıtır (Hellier'den, 2001) .

2.6 Disk Yapısı

Diskin dış kenarının yarıçapı, diskin oluşturduğu hidrojen salma çizgileri ile belirlenebilir. Disk, Kepler dönüşü sergilediği varsayılırsa diskin yarıçapı,

$$\frac{r_d}{A} = \left(\frac{K_B}{v_d \sin i} \right)^2 \frac{(1+q)}{q^2} \quad (2.2)$$

olarak yazılabilir. Burada A, kütlelerin merkezleri arasındaki uzaklık ve r_d , disk yarıçapıdır. Ayrıca K_B , salma çizgilerinin yörünge-dikine hız eğrisinin gözlenen yarı genliği; q, sistemi oluşturan yıldızların kütle oranı; $V_d \sin i$, gaz diskin salma

çizgilerinin tam genişliğinden ölçülen dönme hızının izdüşümüdür. Warner (1973a; Robinson'dan, 1976) ve Piotrowski (1975; Robinson'dan, 1976), diskin yarıçapını tahmin etmek için piklerin arasındaki mesafe yerine salma çizgilerinin yarı genişliğini ölçmeyi tercih etmişlerdir. Bu teknik neredeyse tüm kataklismik yıldızlara uygulanabilir. Fakat salma çizgilerinin genişliği iyi tanımlanmış bir nicelik olmadığından sonuçlar dikkatle ele alınmalıdır. Bununla birlikte, salma çizgilerinin genişliği, salma çizgilerinin pikleri arasındaki mesafeden daha küçük yarıçaplar verir. Elde edilen bu küçük yarıçaplar en iyi Hidrojen salma çizgilerinin üretildiği şişimin dışındaki yarıçap olarak ifade edilebilir (Robinson, 1976).

U Gem için salma çizgilerinin pikleri arasındaki mesafe, patlamalar arasında geçen sürenin bir fonksiyonudur (Paczynski 1965c, Smak 1971a; Robinson'dan, 1976). Smak'ın U Gem için yapmış olduğu modelde patlama boyunca diskin görelî yarıçapının 0.45 civarına kadar artıp, patlama sona erince yaklaşık olarak 0.37 değerine kadar düştüğü ortaya konmuştur. Ayrıca minimum ışık evresi boyunca azar azar ek %5 ya da %10 azalmalar gerçekleşir (Robinson, 1976).

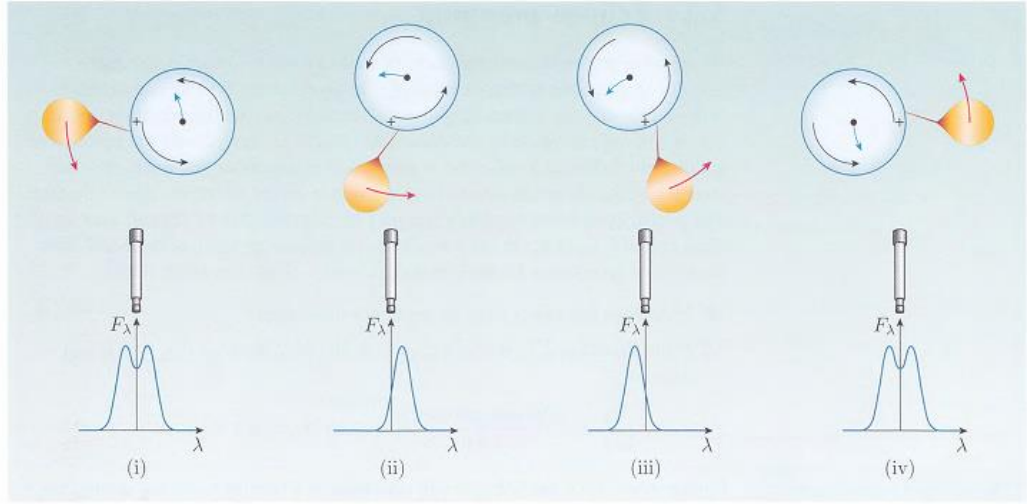
Piotrowski (1975; Robinson'dan, 1976), yarı genişlik hızlarını kullanarak r_d/A 'nın kütle oranının bir fonksiyonu olduğunu tespit etmiştir. Bu değerin kütle oranı 1'e yakın olan sistemler için 0.11 civarından $M_b/M_R \sim 6$ olan sistemler için 0.33 civarına kadar arttığını hesaplamıştır. Warner (1973a; Robinson'dan, 1976), görelî yarıçap ile kütle oranı arasındaki ilişkiden yararlanarak kataklismik yıldızların kütlelerini hesaplamıştır. Eğer görelî yarıçap sadece kütle oranının fonksiyonu ise denklem (2.1)'de $K_B/V_d \sin i$ ifadesi sadece kütle oranının fonksiyonu olur. Görelî yarıçapın bu davranışı Flannery (1975; Robinson'dan, 1976) ve Lubow and Shu (1975; Robinson'dan, 1976) tarafından yapılan teorik disk modellerinde önerilmiştir. Flannery (1975) göre diskin kütlelerinin büyük bir kısmı yüksek yoğunluklu iç diskte dir. Yoğun iç disk, düşük yoğunluklu bir dış disk ile çevrelenmiştir. Sadece düşük yoğunluklu dış disk önemli miktarda hidrojen salma çizgileri üretebilir. Salma çizgilerinin yarı genişliği, yüksek ve düşük yoğunluklu diskler arasında bir sınır katmanına karşılık gelen yarıçaplar verir. Flannery, modelinin yüksek yoğunluklu iç diske karşılık geldiğini ileri sürmektedir. Elde

ettiği teorik sonuçlar, gözlenen görelî yarıçap değerleri ile uyuşmaktadır (Robinson, 1976).

Hidrojen salmalarının büyük bir kısmının diskin dış bölgelerinden gelmesine rağmen, diskin merkezi civarında daha zayıf salmalar da üretilebilir. Walker and Chincarini (1968; Robinson'dan, 1976), SS Cyg'nin hidrojen salma çizgilerinin merkezde $40-50 \text{ \AA}$ kadar uzanan zayıf salma kanatlarına sahip olduğunu göstermişlerdir. Kanatlar beyaz cüce yüzeyine çok yakın disk bölgesi tarafından oluşturulur. Eğer kanatlar, iç diskin dönmesi sebebiyle Doppler genişlemesinden kaynaklanıyorsa buna karşılık gelen dairesel hızın en az 5000 km/s olması gerekir. Fakat SS Cyg sistemindeki beyaz cüce $0.8 - 1.0 M_{\odot}$ kütesine sahiptir ve bu kadar büyük dairesel hızlı Kepler hareketi sağlayamaz. Bundan dolayı Doppler kayması dışında başka bir fiziksel mekanizma düşünülmeli ve kanatları oluşturan gazın beyaz cüce etrafında dairesel bir yörüngede olmadığı dikkate alınmalıdır (Robinson, 1976). Diskin tamamı sürekli tayf oluşturabilir fakat disk boyunca parlaklık dağılımı sistemden sisteme farklılık gösterir. Z Cha sisteminde dağılım, diskin merkezinde keskin bir tepe noktası gösterirken; UX UMa ve DQ Her için daha homojen bir dağılım söz konusudur. Parlaklık dağılımı sabit değildir. U Gem ve Z Cha sistemlerinde patlamalar sırasında parlaklık dağılımı değişir (Robinson, 1976) .

Disk'in geometrisindeki büyük değişimler, patlama zamanları ile sınırlı değildir. AM Her türü değişen VV Pup sisteminde hem tüm sistemin hem de parlak lekenin ortalama görsel parlaklığı, birkaç aydan birkaç yıla kadar zaman ölçeklerinde 2.5 kadirde daha fazla değişir. VV Pup parlak iken onun yörünge ışık eğrisi, U Gem'in ışık eğrisindekine benzer yaklaşık olarak 1 kadir genişliğinde bir tepe gösterir. Fakat VV Pup en sönük durumdayken hump ortadan kaybolur. Smak'a (1971c; Robinson'dan, 1976) göre diskin yarıçapında iki katlık bir değişim, VV Pup'un ortalama parlaklığındaki değişimi oluşturabilir ve en sönük olduğu durumda disk en küçük boyutlarına ulaşabilir. Disk küçükken parlak leke sönükleşir ve bu sebeple hump ortadan kaybolur (Şekil 2.10). Çünkü etki noktalarında diskteki gazın ve akıştaki gazın görelî hızları neredeyse eşit olur. Warner and Nather (1972b;

Robinson'dan, 1976) tarafından yapılan VV Pup'un yüksek-hızlı fotometrisi, diskin yapısının birkaç saat gibi kısa zaman ölçeklerinde de değişebileceğini göstermiştir. Ayrıca birkaç yörünge dönemine denk gelen zaman ölçeklerinde parlak lekenin yerinin değişmesi gerektiği sonucuna ulaşmışlardır (Robinson, 1976).



Şekil 2.10 Çift pikli salma çizgilerinin tutulması. Diskin önce gözlemciye doğru hareket eden kısmı tutulur. Bu da salma çizgilerinin maviye kayan pikinin kaybolmasına neden olur. Daha sonra diskin tutulan kısmı görülmeye başlarken bizden uzaklaşan kısmı tutulur. Bunun sonucunda maviye kayan pik tekrar görünür ve kırmızıya kayan pik ortadan kaybolur. Uzaklaşan kısım da görülmeye başlayınca her iki pik de tekrar oluşur (Kolb'dan, 2010) .

2.7 Fotometrik ve Tayfsal Özellikler

Kataklismik değişenler, en iyi optik bileşenleri varsa belirlenebilirler. Optik bileşenin anakoldan daha mavi olması (özellikle UV) ve güçlü H_{α} ışımasına sahip olması belirlenmelerini kolaylaştırır. Kataklismik değişenlerde toplam ısıtmaya katkısı olan birçok öge vardır. Giovannelli (2008) tarafından yapılan çoklu frekans ışıınımı çalışması bu katkılar açısından özetlenirse

- Bileşen yıldızın katkısı kırmızı ve kızılötesi bölgededir.
- Baş yıldızların sıcaklıkları düşük kütle transfer oranları ile madde topluyor ve yüksek inikliğe sahip sistemlerde bulunuyorlarsa ölçülebilir. Bu yıldızların

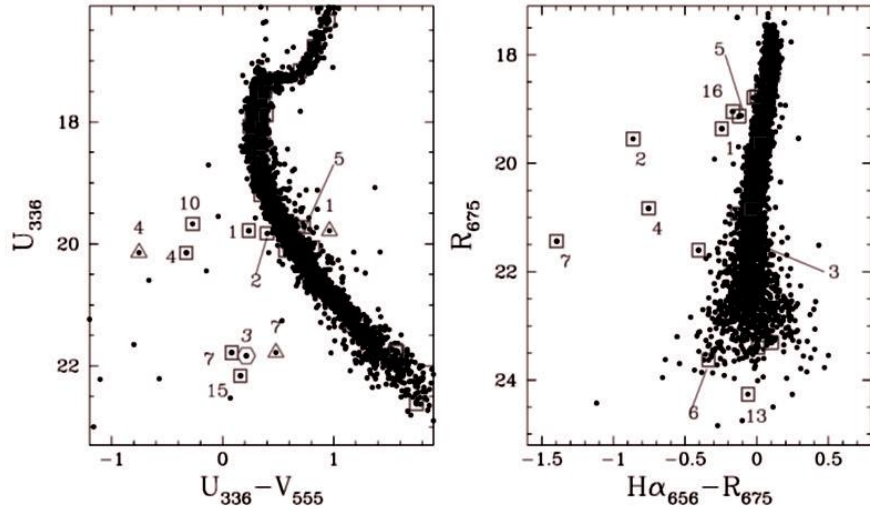
UV’de ve yeteri kadar sıcak değillerse optik bölgede gözlenebilecekleri düşünülmektedir.

- Toplanma diskinin homojen bir sıcaklığı yoktur. Diskteki sıcaklık dağılımı tamamen bilinemeyeceğinden toplam ısıtmaya katkılarını kabaca ölçmek için sentetik bir diskin farklı frekanslardaki katkılarını ölçmek gerekir. Seçilen disk parametrelerine bağlı olarak EUV ve IR aralığında katkı sağladığı görülür. Ayrıca beyaz cüce civarındaki bölgeden UV ışınımı sağlanabilir.
- Sınır katmanı, sert X-ışın ve EUV kaynağıdır. Işınımın çoğu toplanma diski ve sınır katmanından gelir. Yıldız ile bileşen yıldız manyetik alanları arasındaki etkileşme kaynaklıdır (Giovanelli and Graziati, 2012).

Kataklismik yıldızların tayfında güçlü Balmer salma çizgileri tespit edilebilir (Cool et al., 1995; Grindlay et al., 1995; Lewin and van der Klis’den, 2010). Nötron yıldızına sahip sakin küçük kütleli X-ışın çiftleri de Balmer çizgileri gösteren tayfa sahiptir. Bunlar yumuşak X-ışın tayfları kullanılarak kataklismik yıldızlardan ayrılabilirler. Optik ve UV renk-parlaklık diyagramları, optik bileşenin kataklismik yıldız olup olmadığına karar vermek için kullanılabilirler. Bu yöntem, Pooley et al. (2002a; Lewin and van der Klis’den, 2010) ve Edmonds et al. (2003; Lewin and van der Klis’den, 2010) tarafından NGC 6752 ve 47 Tuc kümelerine uygulanmıştır (Şekil 2.11). Eğer optik bölgede veri elde edilemiyorsa kesin sonuç vermemekle beraber X-ışın akısının optik akıya oranı, kaynağın kataklismik değişen olup olmadığına karar vermekte kullanılabilir (Verbunt et al., 1997; Verbunt and Johnston 2000; Lewin and van der Klis’den, 2010). Şekil 2.12’de NGC6752 ve 47 Tuc kümelerinin 0.5 – 4.5 KeV aralığındaki X-ışın akısı, mutlak görsel parlaklığın fonksiyonu olarak çizdirilmiştir. Sadece optik/UV oranı ile sınırlandırılmış kaynaklar gösterilmiştir. Şekildeki doğru şu denklem ile çizilmiştir:

$$\log(\text{CTR}_{0.5-4.5\text{keV}} d_{\text{kpc}}^2) = -0.4M_V + 0.9 \quad (2.3)$$

Burada $CTR_{0.5-4.5 \text{ keV}}$, 0.5-4.5 keV enerji aralığında 1 saniyedeki sayım miktarı; d_{kpc} kiloparsek biriminde uzaklıktır. Bu doğru kabaca kataklismik yıldızları, manyetik olarak aktif olan çiftlerden ayırmaktadır. 40 kat kadar daha büyük olan X-ışın akısı için çizilebilecek bu çizgiye paralel bir çizgi, kataklismik yıldızları nötron yıldızına sahip düşük ısıtmalı küçük kütleli X-ışın çiftlerinden ayırabilir. Kaynağın kataklismik yıldız olup olmadığına karar vermek için diğer bir belirteç de ya yörüngeden ya da cüce nova patlamalarından kaynaklanan optik değişimleri tespit etmektir. Optik değişimler manyetik olarak aktif çiftlerde de gerçekleşir. Bu sebepten dolayı iyi bir sınıflama yapabilmek için renk-parlaklık diyagramları ya da X-ışın/optik akı oranlarına ihtiyaç duyulur.

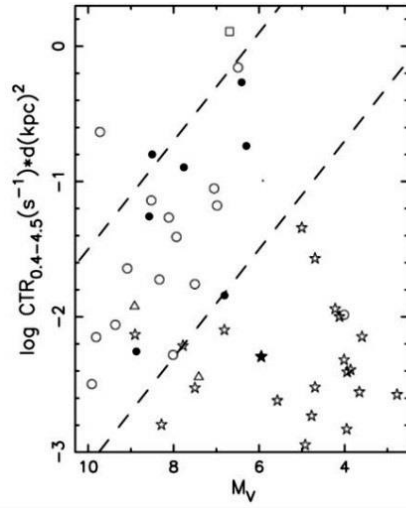


Şekil 2.11 NGC6752'nin merkezi bölgelerinin U - V ve $H\alpha$ - R renk-parlaklık diyagramları. Chandra X-ışın kaynakları hataları ile birlikte kare ile gösterilmiştir. Sayılar, karşılık geldikleri kaynakları göstermektedir. Kataklismik yıldızlar U-V diyagramında anakolun solunda kalır. Bu onların mavi oldukları anlamına gelir. Dar $H\alpha$ 'daki akı, R'de ölçülen komşu süreklilikten (*neighboring continuum*) büyük olduğunda kataklismik yıldızlar $H\alpha$ - R diyagramında anakolun soluna düşer. Değişimler sebebiyle aynı nesne, kullanılan veriye göre renk-parlaklık diyagramlarının farklı yerlerinde bulunabilir.

Kataklismik yıldızlar, alt gruplara ayrılırken uzun dönemli optik ışık eğrilerinde görülen davranışlar dikkate alınır. Buna ek olarak kutuplaşmanın varlığından da yararlanır. Yörünge zaman ölçeği ile ilgili olan parlaklık ve tayfsal değişimler, eğime güçlü bir şekilde bağlı olabilir. Polarlar, düşük $\dot{M}$ değeri

sebebiyle 2 veya 3 kadirlik düşük evre durumları gösterebilirler. Yörünge dönemleri genellikle 3-4 saat aralığında olan VY Scl yıldızları da minimum evre gösterebilirler. Katakлизмik yıldızlarda oluşan nova patlamaları, düşük kütleli X-ışın çiftlerindeki X-ışın patlamaları ile eşdeğerdir. Cüce nova patlamaları sırasında sert X-ışınlarının başlangıçta arttığı gözlenir. Bu durum genelde optik ışıınımdaki artışın gözlenmesinden bir gün sonra gerçekleşir. Yüksek $\dot{M}$ değerine sahip nova benzeri sistemler, oldukça düşük X-ışın ısıtmalarına sahiptir. Öte yandan cüce nova patlamaları boyunca yumuşak X-ışın akıları artış gösterir. Bunun nedeni: patlamanın, gerçekleştiği soğuk diskin dış katmanlarından iç diske ve sınır katmanına ulaşması için geçen süredir. Polarlar yüksek yumuşak X-ışın ısıtmasına sahipken; IPler, görelî olarak yüksek sert X-ışın ısıtmalarına sahiptir. Tüm bu farklı X-ışın davranışları, basitçe manyetik olmayan kataklizmik yıldızların sınır katmanının optik derinliğine ve manyetik kataklizmik değişenlerde manyetik alan çizgilerine tuzaklanan toplanma akımının doğası ile ilişkilidir. X-ışınları ayrıca kataklizmik yıldızların diğer yapılarında da üretilebilir. Nova patlamalarının yıldızlararası gazla karşılaşması ile oluşan şok dalgalarıyla, nova patlamalarından sonra beyaz cücenin sıcak yüzeyi üzerinde, bileşenin üzerinde manyetik olarak aktif olan bölgelerin küçük katkıları ile X-ışınları üretilebilir.

Birkaç istisna dışında tüm manyetik olmayan kataklizmik yıldızlar, $10^{-11} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ düzeyinden daha az X-ışın akısına sahiplerdir. Bu değerler, genellikle $10^{29} - 10^{32} \text{ erg s}^{-1} L_x$ aralığındaki ısıtmalara karşılık gelir. $10^{30} \text{ erg s}^{-1}$ değerinden daha düşük ısıtmalara sahip olan tüm kataklizmik yıldızlar ya kısa dönemli cüce nova ya da minimum evredeki manyetik kataklizmik yıldızlardır (Verbunt et al., 1997; Lewin and van der Klis'den, 2010). Manyetik olmayan kataklizmik yıldızlar arasında F_x / F_{opt} veya F_x / F_{uv} şu sıralama ile azalır: SU UMa ($F_x / F_{\text{opt}} \approx 0.1$), U Gem veya Z Cam ($F_x / F_{\text{opt}} \approx 0.01$), UX UMa yıldızları ($F_x / F_{\text{opt}} \leq 10^{-3}$).



Şekil 2.12 47 Tuc (içi boş şekiller) ve NGC 6752 (içi dolu şekiller) için görsel mutlak parlaklığın fonksiyonu olarak X-ışın ışıtmaları gösterilmektedir. Kare, daire, üçgen ve yıldız sembolleri sırasıyla nötron yıldızlı düşük kütleli X-ışın çiftleri, kataklismik değişenler, çevrimli pulsarlar ve manyetik olarak aktif çiftleri göstermektedir. Modele bağlılığı azaltmak için X-ışın ışıtmaları Chandra sayım oranı ve küme uzaklığının karesi olarak hesaplanmıştır. Kesikli çizgiler, sabit X-ışın/optik akı oranlarına karşılık gelmektedir.

Bunun nedeni özellikle optik/UV akıları oranındaki değişimlerdir (Verbunt et al., 1997). Manyetik kataklismik yıldızlar için F_x / F_{opt} oranı SU UMa yıldızlarınıninkiyle kıyaslanabilir mertebededir (Verbunt et al., 1997; Lewin and van der Klis'den, 2010). Patterson and Raymond (1985a; Lewin and van der Klis'den, 2010) yüksek $\dot{M}$ değerine sahip manyetik olmayan kataklismik değişen yıldızların düşük F_x / F_{opt} oranına sahip olduklarını tespit etmişlerdir. Bu oran artan yörünge dönemleri ile azalmaktadır. Bu ilişki UV akısının yörünge dönemine bağlı olmasından kaynaklanır. Yörünge döneminin kaybedilen kütle oranı ile ilişkili olması da muhtemeldir. Sonuç olarak yüksek $\dot{M}$ değeri diskin X-ışın yerine daha fazla UV akısı üretmesine neden olur (Van Teeseling et al., 1996; Lewin and van der Klis'den, 2010). Optik H_β salma çizgisinin eş değer genişliği ile F_x / F_{opt} oranı arasında deneysel bir ilişki vardır (Patterson and Raymond, 1985a; Richman, 1996; Lewin and van der Klis'den, 2010). Bu ilişki, ayrıca $\dot{M}$ ile olan bağlantıyı ortaya çıkarabilir. Çünkü H_β çizgisinin eşdeğer genişliği, diskin mutlak görsel parlaklığı

ile ilişkili olduğundan $\dot{M}$ ile bağlantı sağlanabilir (Patterson 1984; Warner 1995). Sonuç olarak düşük $\dot{M}$ değerine sahip sistemler güçlü H_{β} salma çizgilerine ve daha büyük F_x / F_{opt} oranlarına sahiplerdir. Çoğu kataklismik yıldız için 0.5–2.5 keV bandındaki tayfsal X-ışın akı dağılımları benzer görünmektedir (Verbunt et al., 1997; Lewin and van der Klis'den, 2010). Uydularla yapılan çalışmalarda X-ışın salmalarının tek sıcaklıklı modellerle iyi bir şekilde açıklanamayacağı sonucuna ulaşılmıştır. Bu hem yüksek hem de düşük $\dot{M}$ değerlerine sahip olan sistemler için geçerlidir (Eracleous et al., 1991a; Lewin and van der Klis'den, 2010).

3. AÇISAL MOMENTUM KAYBI VE EVRİM

3.1 Sistemi Oluşturan Yıldızların Kütlelerini Belirleme Yöntemleri

Kataklismik yıldızlarda sistemi oluşturan yıldızların kütleleri farklı yollarla tanımlanabilir:

- Beyaz cücenin dikine hız yarı genliği K_w . Bu değer salma çizgilerinin kanatlarının hız değişimleri ile belirlenir. Salma çizgileri ise iç ışıma bölgesinden kaynaklanır. Bu ölçümler, diğer kaynakların neden olduğu ışımların da karışması nedeniyle tam olarak kesin sonuçlar vermez. Ek katkıyı sağlayan diğer ışıma kaynakları, parlak leke ve ışınlanan bileşen yüzeyidir. Bu ışımlar, beyaz cücenin hareketine uymaz ve dikine hız eğrilerinde evre kaymalarına neden olurlar. Bu karışımları, tanı diyagramları (Shafter et al., 1986; Smith and Dhillon'dan, 1998), ışık merkezi diyagramları (Marsh, 1988; Smith and Dhillon'dan, 1998) ve Doppler tomografisinin simetri analizleri (Still, 1996; Smith and Dhillon'dan, 1998) ile düzeltmek mümkündür. Yine de bu yöntemlerin güvenilir bir değer sağladığı söylenemez. Çünkü dikine hız eğrilerindeki büyük evre kaymalarını açıklayabilmek için çıkarımlardaki belirsizliğin düzeltilmesi gerekir.
- Bileşenin dikine hız yarı genliği K_R . Bu değer, NaI 8190 Å dubleti gibi soğurma çizgilerinin hareketini ölçerek ya da çarpık haritalama metodu (Smith et al., 1998; Smith and Dhillon'dan, 1998) kullanılarak ölçülür. Bir diğer seçenek bileşenin ışınlanan iç yüzünün salma çizgilerini kullanarak onun hareketini izlemektir (*bkz.* Beuermann and Thomas, 1990; Smith and Dhillon'dan, 1998). Tüm bu ölçümler, bileşenin yüzeyindeki salma veya soğurma çizgilerinin homojen olmayan dağılımları sebebiyle hata barındırır. Wade and Horne (1988; Smith and Dhillon'dan, 1998) ve Rutten and Dhillon (1994; Smith and Dhillon'dan, 1998) ilgili düzeltmeler üzerinde çalışmıştır.
- Bileşenin dikine hız izdüşümü $V \sin i$. Bu değer genellikle alan yıldızlarının (yavaş dönen yıldızlar) tayfları ile karşılaştırma ile elde edilir. Her tayf şablonu

yıldızın tayfından çıkarılır. En düzgün tayfı veren şablon, $v \sin i$ değerini sağlar (Marsh et al., 1994; Smith et al., 1998; Smith and Dhillon'dan, 1998). $v \sin i$ değerini ölçmek için alternatif bir metod ise şablon tayf ile çapraz korelasyon yapmak ve çapraz korelasyon pikinin genişliği σ_{rot} ifadesini ölçmektir.

- Tutulmanın yarı derinlikteki tam genişliği $\Delta\Phi_{1/2}$. Yarı genişlikte toplanma diskin yarısının tutulduğu varsayılır. Bu da beyaz cücenin tutulduğu noktaya karşılık gelir. Eğer disk asimetric ise doğru değildir³. Eğer sistem manyetik değil ve baskın bir parlak lekeye sahip değilse; $\Delta\Phi_{1/2}$ ölçümleri, q ve i arasında bir ilişki sağlar (Smith et al., 1998; Smith and Dhillon'dan, 1998).
- Parlak lekenin tutulma başı ve sonunun evre ve süresi. Parlak lekenin L_1 den itibaren balistik bir yörünge üzerinde olduğu varsayılır. Yani önemli ölçüde güçlü bir manyetik alan yoktur. Bu, q ve i arasında bir ilişki tanımlar (Wood et al., 1989; Smith and Dhillon'dan, 1998).
- Beyaz cücenin tutulma başı ve sonu süresi $\Delta\Phi_{\text{wd}}$. Bu baş yıldız yarıçapının, i ve a 'nın fonksiyonu olarak ölçümüdür. Ek olarak sınır katmanının varlığı, beyaz cücenin yarıçapının olduğundan fazla olarak hesaplanmasına neden olabilir ve bunun sonucunda kütle tahmin edilen değer altıda kalabilir (Wood et al., 1989; Smith and Dhillon'dan, 1998).
- Hızlı dönen beyaz cüceler için kütle merkezi etrafındaki beyaz cüce yörüngesinin yarıçapı a_{wd} . Bu, dönme gecikmesinden tahmin edilebilir (bkz. AE Aqr için Eracleous et al., 1994; Smith and Dhillon'dan, 1998). Tek sorun, atmanın kaynağının beyaz cüce olup olmadığıdır.
- Roche lobunu doldurmuş bileşenin görünüşünün değişmesi ile oluşan eliptik değişimler. Bunlar kısmen kızılötesinde önemlidir ve ışık eğrisinde ayrık çift

³ Manyetik kataklizmik değişenlerde eğer baskın bir parlak leke varsa ya da bir disk yoksa geçerlidir.

tepeli değişimler olarak görünürler. Uygun modelleme ile eliptik değişimleri kullanarak eğimi sınırlamak mümkündür. Bu teknik, özellikle tutulma göstermeyen sistemler için yararlıdır (Hilditch, 1995; Smith and Dhillon'dan, 1998). Bu teknikteki temel belirsizlik toplam akıya diskin katkısıdır ki bu, değişimlerin genliğini azalttığından eğimin tahmin edilenden düşük olmasına neden olur. Bu durum eğer bileşen tayfsal olarak tespit edilmişse düzeltilebilir (Shahbaz et al., 1996a; Smith and Dhillon'dan, 1998).

- Manyetik kataklismik yıldızların doğrusal kutuplaşma ışık eğrileri. Bunlar i'yi sınırlamak için kullanılabilir (Wickramasinghe et al., 1991; Smith and Dhillon'dan, 1998).
- Salma çizgisi tabanının genişliği. Bu toplanma diskinin iç kısımlarının izdüşüm dönme hızlarını verir. Bu da M_1 , R_1 ve i arasında bir ilişki tanımlar (bkz. Kuerster and Barwig, 1988; Smith and Dhillon'dan, 1998). Bu niceliği hassas olarak ölçmek oldukça zordur.
- Salma çizgilerindeki iki pik arasındaki ayırıklık U_D . Bu, toplanma diski yarıçapı⁴ ile baş yıldızın kütlesi arasında bir ilişki tanımlar (Örneğin Horne et al., 1986a; Smith and Dhillon'dan, 1998). Bu ilişki, K_R ile birlikte q için bir üst limit sağlar.
- $V \sin i$ değerinin yörüngesel salınımları. Çekimsel kararma ve kenar kararması hakkında birçok varsayım ile bu salınımlar, eğimi elde etmek için modellenebilir (Casares et al., 1996; Shahbaz, 1998; Smith and Dhillon'dan, 1998). Bu teknik, kütle belirlemek için kullanılan Roche Tomografisinin (Rutten and Dhillon, 1996; Smith and Dhillon'dan, 1998) daha basit halidir. Roche tomografisi, çizgi yeri ve gücündeki değişimleri kullanarak bileşenlerin kütlelerini tanımlamada

⁴ Baş yıldızın Roche lobu yarıçapından küçük olmalı

kullanılır.

- Beyaz cüce için kütle-yarıçap ilişkisi (Hamada and Salpeter, 1961; Nauenberg, 1972; Smith and Dhillon'dan, 1998).
- Bileşen yıldız için anakol kütle-yarıçap ilişkisi (Smith and Dhillon, 1998)

3.2 Kütle ve Açısal Momentum Transferi

$\dot{M}_1 \neq -\dot{M}_2$ koşulunu sağlayan toplam açısal momentum

$$J = \frac{G^{1/2} M_1 M_2}{[M_1 + M_2]^{1/2}} a^{1/2} = \frac{M_1 M_2}{M_1 + M_2} a^2 \Omega_{\text{orb}} \quad (3.1)$$

eşitliği ile verilir. Bileşen yıldızın yörünge açısal momentumu J_2

$$j_2 = M_2 k^2 R_2^2 \Omega_{\text{orb}} \quad (3.2)$$

şeklinde yazılabilir. Bileşen yıldız için sırasıyla yörünge dönemi ve göreceli yarıçap

$$P_{\text{orb}}^2 = \frac{4\pi^2 a^3}{G[M_1 + M_2]} \quad (3.3)$$

$$\frac{R_{L,2}}{a} = 0.462 \left(\frac{q}{1+q} \right)^{1/3} \quad (3.4)$$

eşitlikleri ile ifade edilebilir. Bu denklemler ve denklem (3.1)'de eşitliğin sol kısmı yardımıyla

$$j_2 / J \approx 0.21 k^2 (1+q)^{1/3} q^{2/3} \quad (3.5)$$

yazılabilir. Burada k_2 , bileşenin dönme yarıçapıdır⁵. Denklem (3.1) ve (3.3) yardımıyla

$$\frac{\dot{P}_{orb}}{P_{orb}} = 3 \frac{j}{J} - \frac{2+3q}{(1+q)} \frac{\dot{M}_1}{M_1} - \frac{3+2q}{(1+q)} \frac{\dot{M}_2}{M_2} \quad (3.6)$$

$$\frac{\dot{a}}{a} = 2 \frac{j}{J} - \frac{1+2q}{1+q} \frac{\dot{M}_1}{M_1} - \frac{2+q}{1+q} \frac{\dot{M}_2}{M_2} \quad (3.7)$$

$$= \frac{2}{3} \frac{\dot{P}_{orb}}{P_{orb}} + \frac{1}{3(1+q)} \frac{\dot{M}_1}{M_1} + \frac{q}{3(1+q)} \frac{\dot{M}_2}{M_2} \quad (3.8)$$

eşitliklerine ulaşılır. Yukardaki denklemlerde $\dot{M}_2 < 0$ 'dır. Tamamen korunumlu⁶ bir durum için

$$\frac{\dot{a}}{a} = 2(q-1) \frac{\dot{M}_2}{M_2} \quad (3.9)$$

$$\frac{\dot{P}_{orb}}{P_{orb}} = 3(q-1) \frac{\dot{M}_2}{M_2} \quad (3.10)$$

yazılabilir. Bu denklemler, M_2 'nin, baş yıldıza kütle transferi ile sürekli azaldığını ve eğer $q > 1$ ise ayrıklığın ve yörünge döneminin azalacağını gösterir. Eğer $q < 1$ ise kütle, sistemin kütle merkezine doğru hareket eder. Bundan dolayı ayrıklık açısal momentumu korumak için artmalıdır. Yine de q 'nun azalması yüzünden bileşenin

⁵ Düşük kütleli bir anakol yıldızı için yaklaşık olarak 0.45 dir. Bunun sonucunda $j_2 / J \leq 0.03$ ve j_2 boşlanabilir.

⁶ $M_1 + M_2 = \text{sabit}$ ve $j=0$

etrafındaki Roche lobunun çökmeye devam etmesi, kütle transferinin $q=1$ de sonlanmamasına neden olur. Denklem (3.4) ve (3.9) yardımıyla

$$\frac{\dot{R}_{L,2}}{R_{L,2}} = \left(2q - \frac{5}{3}\right) \frac{\dot{M}_2}{M_2} \quad (3.11)$$

yazılabilir. Dolayısıyla Roche lobunun minimum boyutu, $q=5/6$ değeri için oluşur. Katakлизмik değişenlerin çoğu $q<5/6$ değerlerine sahip olmasına rağmen kararlı kütle transferi gözlenir. Bu ya birinin ya da her iki korunun denkleminin yanlış olduğunu gösterir. Gözlenen rüzgarla kaybedilen kütle oranı, bir çözüm sağlamak için yetersizdir. Bundan dolayı küçük kütleli bir anakol yıldızını Roche lobu ile sürekli temas halinde tutabilmek için yörünge açısal momentum kaybını sağlayan bir mekanizma olmalıdır. Eğer bileşen evrimleşmişse yine de bileşen nükleer zaman ölçeğinde genişlediğinde sürdürülebilir kütle transferi geçerli olabilir. Bir altdevin ya da devin yarıçapı (ve ısıtması), sadece onun çekirdek kütlesi M_c 'nin bir fonksiyonudur (Refsdal and Weigert, 1970; Paczynski 1971a; Kippenhahn, 1981; Warner'dan, 2003). Bundan dolayı bileşenin yarıçapındaki değişim, bileşenin çekirdek kütlesi $M_{c,2}$ 'nin bir fonksiyonudur. Bundan yararlanarak denklem (3.11)

kullanırsa $\dot{M}_2$, $\dot{M}_{c,2}$ 'nin bir fonksiyonu olarak yazılabilir. Webbink, Rappaport and Savonije (1983) ve Iben and Tutukov (1984) tarafından yapılan detaylı hesaplamalar ve King (1988) analitik yaklaşımı ile

$$\dot{M}_2 \approx 5.3 \times 10^{-10} P_i(d) M_{\odot}/yıl \quad (3.12)$$

elde edilir. Burada $P_i(d)$ bileşen Roche lobunu ilk kez doldurduğu zamanki yörünge dönemidir. Bu modelde yörünge dönemi ve ayrıklık zamanla artar. Galaksi yaşam süresi içerisinde tamamen evrimleşmek için $M_{i,2} \geq 1$ olmalıdır. Dolayısıyla kütle transferinin başlangıcında $q \geq 0.7$ olmalıdır. Dev kolunun tabanında $R_i(2)=1.75$ (Webbink et al., 1983; Warner'dan, 2003) olduğundan denklem 3.3 ve

$$\frac{R_{L,2}}{a} = 0.38 + 0.20 \log q \quad (3.13)$$

Yardımla $P_1 \geq 24.2$ sonucuna ulaşılabilir (Warner, 1995).

3.2.1 Korunumlu Kütle Transferi

Eğer sistemde aktarılan madde miktarında kayıp yoksa, kütle transferinin korunumlu olduğu söylenebilir. Korunumlu kütle transferi süresince çiftin yörünge elemanları, bir bileşenden diğerine açısal momentum transferi sebebiyle değişebilir. Böylesi bir sistemin yörünge açısal momentumunun da korunumlu olması gerekir. Toplam kütlesi M , yarı büyük eksen a , basıklığı e ve toplam yörünge açısal momentumu J olan bir sistem ele alınırsa açısal momentum şu şekilde yazılabilir:

$$J = M_1 M_2 \sqrt{\frac{Ga(1-e^2)}{M_1 + M_2}} \quad (3.14)$$

Burada G everensel çekim sabitidir. $a = c^2 (M_1 M_2)^{-2} J^2$ ve $c = \sqrt{M/G(1-e^2)}$ olarak yazılabilir. (3.14) denkleminin diferansiyeli alınırsa

$$\frac{\dot{a}}{a} = 2 \frac{\dot{J}}{J} - 2 \frac{\dot{M}_1}{M_1} - 2 \frac{\dot{M}_2}{M_2} + \frac{\dot{M}}{M} \quad (3.15)$$

elde edilir. Korunumlu kütle transferi için gerekli olan koşullar olan $\dot{J} = 0$, $\dot{M} = 0$

ifadeleri ve $\dot{M}_1 = -\dot{M}_2$ eşitliği (3.15) denkleminde yazılırsa

$$\frac{\dot{a}}{a} = 2 \dot{M}_1 \left(\frac{M_2 - M_1}{M_1 M_2} \right) \quad (3.16)$$

şekline gelir. Kütle kaybeden yıldız için $\dot{M}$ negatif olacaktır. Burdan şu sonuca ulaşılabilir: kütle kaybeden yıldız çok büyük kütleli ise yörünge küçülüp, dönem azalırken; kütle toplayan bileşenin kütlesinden daha hafifse yörünge büyür ve

dönem artar. Kepler'in 3. yasasını (3.16) nolu denklemde kullanarak kütle transferi aracılığıyla dönem değişimi;

$$\dot{P} = \frac{3\dot{M}_1(M_1 - M_2)}{M_1 - M_2} P \quad (3.17)$$

şeklinde yazılabilir (Manzoori, 2011).

3.2.2 Korunumsuz Kütle Transferi

Bu durumda hem kütle hem de açısal momentum sistemden ayrılabilir. Demircan et al. (2006; Manzoori'den, 2011) makalesini dikkate alarak iki cisimli bir sistemin yörünge açısal momentumu:

$$J = \left(\frac{M_1 M_2}{M_1 + M_2} \right) a^2 \Omega = \left(\frac{q}{(1+q)^2} \right) M a^2 \Omega \quad (3.18)$$

şeklinde yazılabilir. Burada $I = (M_1 M_2 / M_1 + M_2) a^2$ eylemsizlik momentidir. $\Omega = 2\pi/P$ açısal hız, P yörünge dönemidir. $M = M_1 + M_2$ ve $q = M_2/M_1$ sırasıyla toplam kütle ve kütle oranıdır. Eğer bileşenlerin yüzeyinden izotropik kütle kaybının olduğu varsayılırsa⁷

$$J = \left(\frac{q}{(1+q)^2} \right) \dot{M} a^2 \Omega \quad (3.19)$$

yazılabilir. İki cismin dinamikleri Kepler'in 3. yasasına uyacağından kütle transferinin a , P ve M yi aşağıdaki şekilde değiştireceği düşünülebilir.

⁷ $j = \left(\frac{\dot{M}}{M} \right) J$ anlamına gelir. Bu eşitlik, yörünge açısal momentumu kaybı kaynağının sadece kütle kaybı olduğunu gösterir.

$$3\frac{\dot{a}}{a} + 2\frac{\dot{\Omega}}{\Omega} = \frac{\dot{M}}{M} \quad (3.20)$$

q niceliği sabit varsayılır ve (3.18) denkleminin zamana göre türevi alınırsa

$$\frac{\dot{J}}{J} = \frac{\dot{M}}{M} + 2\frac{\dot{a}}{a} + \frac{\dot{\Omega}}{\Omega} \quad (3.21)$$

elde edilir. (3.20) denkleminde $\frac{\dot{a}}{a}$ ve $\frac{\dot{\Omega}}{\Omega}$ ifadeleri çekilip (3.21) denkleminde yazılırsa

$$\frac{\dot{J}}{J} = \frac{5}{3}\frac{\dot{M}}{M} - \frac{1}{3}\frac{\dot{\Omega}}{\Omega} = \frac{5}{3}\frac{\dot{M}}{M} + \frac{1}{3}\frac{\dot{P}}{P} \quad (3.22)$$

ve

$$\frac{\dot{J}}{J} = \frac{3}{2}\frac{\dot{M}}{M} + \frac{1}{2}\frac{\dot{a}}{a} \quad (3.23)$$

eşitliklerine ulaşılır. Sonuç olarak (3.22) ve (3.23) denklemleri, yörünge açısal momentumu ve kütle kaybının, yörünge dönemi ve yarıçapı nasıl değiştirdiğini gösterir.

İzotropik kütle şartından $\frac{\dot{J}}{J}$ çekilip (3.22) eşitliğinde yazılırsa

$$\dot{P} = -2\frac{\dot{M}}{M}P \quad (3.24)$$

ifadesine ulaşılır. Burada $\dot{P}/P$ ifadesi gözlemsel olarak ölçülebildiğinden $\dot{M}/M$ değeri hesaplanabilir. (3.24) denkleminde kaybolan toplam kütle tahmin edildiğinden sistemin bağlı yörünge açısal momentum kaybı tahmin edilebilir. Böylece bir bileşenden diğerine aktarılan kütle hesaplanabilir (Manzoori, 2011).

3.3 Kütle Transferi Üzerinde Manyetik Alanların Etkisi

F-K tayf türünden bir bileşene sahip yakın çift sistemlerin manyetik aktivite gösterdikleri bilinmektedir. Yakın çift sistemlerde geri tip tayfa sahip bir bileşenin bulunmasının X-ışın, morötesi ve kızılöte ışık eğrilerinde parlaklık değişimlerine ve çiftin yörünge döneminde periyodik değişimlere neden olacağı savunulmuştur (Richards, 1992, 1993; Hall, 1989; Olson, 1981; Manzoori'den, 2011). Manyetik alan oluşumundan dinamo mekanizmasının sorumlu olduğu düşünülmektedir. Dinamo mekanizması ile konvektif katmana sahip yıldızlarda büyük ölçekli manyetik alanlar üretilir (Parker, 1955; Manzoori'den, 2011). Radyatif katman ve konvektif zarf arasındaki diferansiyel dönme, alanı yumak yapar ve poloidal alanın yapısının bozulmasına neden olur. Ek bir toroidal alan bileşeni üretilir ve poloidal alan yüzünden oluşan makaslama kuvvetine karşı koyan Lorentz kuvveti ortaya çıkar. Manyetik alanların, sistemi oluşturan her iki yıldızın kütle ve açısal momentum transferi veya kaybına etkisi farkedilebilir düzeydedir. Yıldızların dönemlerindeki azalma, kütle transferi olmasa bile sistemin yörünge döneminde azalma anlamına gelir. Ayrıca eşleşme sabiti, manyetik alan gücüne bağlıdır ve eğer alan yeteri kadar güçlü ise önemli hale gelir (birkaç MG). Manyetik alanın bir diğer etkisi ise kütle püskürmesi sebebiyle yıldızın tork kazanmasının dönmeyi değiştirmesidir (Manzoori, 2011) .

3.4 Açısal Momentum Kaybı

Çiftin evrimini etkileyen en önemli etkenlerden biri açısal momentum kaybıdır. Bu kayıp ya çekimsel dalgalar ya da manyetik rüzgarlarla gerçekleşir (Paczynski, 1981). Toplanma oranları üzerine yapılan çalışmalar, açısal momentum kaybının yörünge dönemi ile keskin bir şekilde artması gerektiğini ortaya koymuştur. Uzun dönemli yıldızlar, manyetik rüzgarlardan etkilenirken; kısa dönemli yıldızlar çekimsel ışıınımdan etkilenir. Üzerinde iyi çalışılmış yıldızlarda kısa dönemlerde toplanma oranlarının en düşük olduğu gözlenmiştir. Bu miktar, yaklaşık olarak $(3-10) \times 10^{-11} M_{\odot}/yıl$ civarındadır (Patterson, 1998).

Kısa dönemli çift yıldızların açısal momentum kaybetme oranları $P^{-1.2}$ ile orantılı iken yavaş dönen tek yıldızların açısal momentum kaybetme oranları

yörünge dönemlerine güçlü bir şekilde bağlıdır (P^{-3}). Manyetik rüzgarlar ile frenleme varsayımı, açısal momentumun yörüngeden gelgit senkronizasyonu ile kaybedileceğini ve daha kısa dönemlerde frenleme etkinliğinin daha hızlı artacağını savunur. Vilhu (1982), bu durumu ayrıntılı bir şekilde incelemiştir. Etkileşen çiftlerin sayısı ile onların ayırık atalarının sayıları arasında uyum yakalamaya çalışmıştır (Rucinski, 1983).

3.4.1 Çekimsel Işıma

Çekimsel dalgalar madde ile zayıf etkileşirler. Bundan dolayı tespit edilebildiklerinde üretildikleri yerlerin fiziği hakkında bilgi sunarlar. Katakлизмik yıldızların da doğasını anlamak için çekimsel dalgalardan yararlanır. Bu sistemler, düşük frekanslı çekimsel dalgalar üretirler. Frekansları $10^{-3} Hz$ değerinden daha küçüktür. Sahip oldukları frekanslar LISA'nın duyarlılık sınırları içerisinde. Sistemi oluşturan yıldızların kütleleri, yörünge parametreleri ve uzaklıkları bilinirse çekimsel ışıının miktarı hesaplanabilir. Katakлизмik değişenler, yörünge frekansının iki katı ve harmoniklerinde çekimsel dalgalar yayarlar (Thorne, 1987; Meliani et al.'dan, 2000). Düşük basınlık durumunda çekimsel dalga frekansı, yörünge frekansının iki katı olarak alınırsa ortaya çıkacak olan genlik

$$h = 8.7 \times 10^{-21} \left(\frac{\mu}{M_{\odot}} \right) \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right)^{2/3} \left(\frac{100 pc}{r} \right) \left(\frac{f}{10^{-3} Hz} \right)^{2/3} \quad (3.25)$$

olur. Bu eşitlik ile verilen genlik, maksimum genlikten yaklaşık olarak iki kat daha azdır (Meliani et al., 2000).

Robinson et al. (1981; Fedorova and Yungelson'den, 1984), dönem boşluğunun üst sınırının, bileşenin tamamen konvektif olduğu ve kütle değişiminin gerçekleştiği evrimsel aşamaya karşılık geldiğine ilk dikkat çekenlerdir. Manyetik alanın kökeninin ve yıldız rüzgarlarının genellikle konveksiyon ile ilişkili olması sebebiyle tamamen konvektif bir duruma geçiş manyetik yıldız rüzgarlarının yok olmasına ve açısal momentum kaybının durmasına neden olur. Kütle ve momentum kaybeden bir yıldız ısısal dengede değildir ve yarıçapı dengede olan bir yıldıza göre daha fazladır. Manyetik yıldız rüzgarlarının durması yıldızın büzülmesine neden

olur. Yıldız Roche lobundan ayrılır ve kütle değişimi durur. Katakлизмik yıldızların gözlenen ışıtmaları, ana yıldız etrafındaki disk ve gazın etkileşmelerinden kaynaklandığından gaz akışının olmaması sistemi gözlenemez bir hale getirir. Çekimsel ışıının varlığı, bileşen Roche lobunu doldurup kütle değişimini başlatıncaya kadar sistemi oluşturan yıldızların yakınlaşmasını sağlar. $\dot{M}$, çekimsel ışıının zaman ölçeğine karşılık gelir (Fedorova and Yungelson, 1984).

Tutukov (1983; Fedorova and Yungelson'den, 1984), konveksiyonun radyatif katmanlara girmesinin manyetik alanı yok edeceğini savunmuştur. Spruit and Ritter'e (1983; Fedorova and Yungelson'den, 1984) göre dinamo çalkantısının varlığı için koşullar sadece konvektif ve radyatif katmanların arayüzünde var olabilir. Böylece yıldız tamamen konvektif olduğunda, dinamo sonlanır. Yaptıkları modelin gözlemsel kanıtı olarak yıldız manyetik aktivitesinde $M=0.3M_{\odot}$ civarındaki $B-V=1^m.65$ değerine karşılık gelen keskin düşüşü göstermişlerdir. De Campli and Baliunas (1979; Fedorova and Yungelson'den, 1984), konvektif zarfa sahip yıldızlar için senkronizasyonun tekrar kurulması için geçen zamanın evrim zaman ölçeğinden daha kısa olduğunu göstermiştir. Landau and Lifshitz'in (1962; Fedorova and Yungelson'den, 1984) çekimsel enerji aracılığı ile enerji kaybı için *quadrupole* formülü açısal momentum kaybı için aşağıdaki şekilde yazılabilir.

$$\left(\frac{\dot{J}}{J} \right)_{GR} = -\frac{32}{5} \left(\frac{2\pi}{P} \right)^{8/3} \frac{G^{5/3}}{c^5} \frac{M_1 M_2}{(M_1 + M_2)^{1/3}} \quad (3.26)$$

Manyetik yıldız rüzgarları aracılığıyla dönme açısal momentum kayıp oranı $j = -2/3 \dot{M} r_A^2 \Omega$ 'dır. Burada r_A Alfvén yarıçapı, Ω açısal hızdır. Hızlı dönen yıldızlar için $r_A = \sqrt{3/2} V_M$ olarak alınabilir. Yıldız rüzgarlarının ısısal hızı olan $V_M = \left(\Omega^2 B_p^2 R^4 / \dot{M} \right)^{1/3}$ 'dır. $B_p = \alpha_p \Omega$, yıldız yüzeyi üzerinde ortalama poloidal alan bileşenidir. Bu formülleri kullanarak M_{sw} aracılığıyla yörüngeden açısal momentum kaybetme oranı aşağıdaki gibi elde edilebilir.

$$\left(\frac{j}{J}\right)_{sw} = -G^{-1/2} \frac{\dot{M}_{sw} \Omega^{1/3} (B_p^2 R_2^4)^{2/3}}{M_1 M_2 a^{1/2}} (M_1 + M_2)^{1/2} \quad (3.27)$$

Burada $\dot{M}_{sw}$ yıldız rüzgarları ile kaybedilen kütle oranı ($\dot{M}_{sw} > 0$) ve a bileşenlerin ayrıklığıdır. j/J yerine $\dot{a}$ ifadesi elde edilmek istenirse (3.26) ve (3.27) eşitlikleri kullanılarak:

$$\begin{aligned} \dot{a} = & -\frac{64G^3}{5c^5 a^3} M_1 M_2 (M_1 + M_2) - \frac{2G^{1/3} \alpha_p^{4/3} (M_1 + M_2)^{4/3} R_2^{8/3} \dot{M}_{sw}^{1/3}}{M_1 M_2 a^2} + \\ & + \frac{\dot{M}_{sw}}{M_2} \frac{2M_1 + M_2}{2(M_1 + M_2)} + \frac{\dot{M}_2 + \dot{M}_{sw}}{M_1 + M_2} (M_2 - M_1) \end{aligned} \quad (3.28)$$

elde edilebilir. Bu denklemdaki terimler soldan sağa doğru sırasıyla; çekimsel ışıınımı, manyetik rüzgarlar ile kaybedilen kütle miktarını, sistem tarafından kaybedilen kütle ve kütle değişimini belirtir. Yıldız rüzgarı maddesinin sistemi tamamen terk ettiği varsayılır. Eğer yıldız rüzgarlarının bir kısmı toplanırsa sistemi oluşturan yıldızlar birbirlerine (3.28) denkleminde öngörüldüğünden daha hızlı yaklaşır. Toplanan ve kaçan maddenin miktarı hakkında kesin bir şey söylenemez. Bundan dolayı yapay olarak açısal momentum kaybının etkinliğinin artırılmasını sağlayan daha hızlı bir yaklaşım kullanmak gerekir. Ayrıca yıldızın tamamen konvektif olmasının B_p ve $\dot{M}_{sw}$ değerlerini τ zaman ölçeğinde üstel olarak azaltacağı varsayılmaktadır (Fedorova and Yungelson, 1984).

3.4.2 Manyetik Frenleme

3.5.2.1 Tek yıldızlarda manyetik frenleme

Güneş için Alfvén yarıçapı ($R_A \sim 100R_\odot$) dışında iyonlaşmış Güneş rüzgarlarının alan çizgileri ile eş dönmeye zorlandığı bilinmektedir. Bunun sonucu olarak Maxwell gerilmeleri sebebiyle Güneş'in dönmesini yavaşlatan bir frenleme torku ortaya çıkar (Weber and Davis, 1967; Warner'dan, 1995). Bu mekanizmanın

yavaş dönen tüm cüceler için geçerli olma olasılığı (Wilson, 1966a; Warner'dan, 1995) şöyle desteklenmektedir:

- F tayf tipinden daha geri tipteki yıldızlarda koronanın varlığı. Bu durum, X-ışın gözlemleri ile doğrulanmıştır. Bu ışımlar, dönme hızı ile artıp, yaşla azalmaktadır (Crudace and Dupree, 1984; Rosner et al., 1985; Schrijver and Zwaan, 1991; Warner'dan, 1995).
- Dönme hızının yaşla azalması (Skumanich, 1972; Warner'dan, 1995).
- Artan yaş ile H ve K salma çizgilerinin güçlerinde azalma olması (Wilson, 1966b; Baliunas and Vaughan, 1985; Warner'dan, 1995).
- Kromosferik ve geçiş bölgesi salma çizgi güçleri ile benzer ilişkiler (Basri et al., 1985; Zwaan, 1986; Warner'dan, 1995).

Anakolda F0'dan F5'e geçişte yıldızların dönme hızlarında gözlenen dramatik azalış (Kraft, 1967; Warner'dan, 1995), derin bir konvektif zarfın oluşması ile aynı zamana rastlar ($M \leq 1.3M_{\odot}$). Bu sıradan bir ilişki ortaya koyar. Genelde iki model dikkate alınır. Konvektif bölge genelinde etkili olan dağıtılmış dinamo⁸ ve kabuk dinamo⁹. İkincisi genellikle daha avantajlıdır çünkü Parker (1975; Warner'dan, 1995), alan çizgilerinin radyatif çekirdekle bağlantısı olmadığı sürece, α etkisinin çalışması için akı tüplerinin yüzeye hızlı bir şekilde çıkması gerektiğini göstermiştir. Yine de Tout and Pringle (1992a; Warner'dan, 1995), hızlı dönen bir yıldızda α etkisinin küçük ama sınırlı bir şekilde çalışacağını savunmuştur. Sonuç olarak dinamo mekanizması sürekli olarak bir manyetik alan üretir. Denge durumu için, yıldızdan sürekli olarak koronanın tabanına akı aktarılmalıdır. Koronanın tabanından yıldız rüzgarlarını oluşturan enerji sağlanır. Rüzgar kaynaklı yörünge açısal momentum kaybı

⁸ Burada diferansiyel dönme alan çizgilerini gerer ve güçlü bir toroidal alan (Ω etkisi) oluşturur. Daha sonra konvektif hücrelerdeki çevrimli hareketler (α etkisi) tarafından başlangıç poloidal alanı tekrar oluşturulur.

⁹ Burada Ω etkisi, radyatif çekirdek ile konvektif zarf arasındaki geçiş bölgesinde bulunur (Rosner 1980; Schussler 1983).

$$j_{\text{wind}} = \frac{2}{3} \dot{M}_{\text{wind}} R^2 \Omega_{\text{rot}} \left[\frac{R_A}{R} \right]^n \quad (3.29)$$

ile verilir. Burada Ω_{rot} , yıldızın açısal hızı; R , yıldız yarıçapı ve n alan geometrisini tanımlamaktadır. Radial alan için $n=1$ alınırken; alan gücünün $B(r) \propto r^{-3}$ olduğu dipol alanlar için $n=2$ olarak alınabilir. Ayrıca R_A/R değeri, alan geometrisine bağlıdır (Kawaler, 1988; Warner'dan, 1995).

Yıldız rüzgarları ile kaybedilen kütle tahminleri, modeller ile yapılır. Verbunt (1984; Warner'dan, 1995), rüzgarların dikine alan çizgileri boyunca hareket ettiğini iddia etmiştir. Tout and Pringle (1992a; Warner'dan, 1995), dipolar alan ve Mestel and Spruit (1987; Warner'dan, 1995), dış radial alan çizgileri ile iç dipol konfigürasyonu kullanmıştır. Her iki çalışma da yıldızın yüzeyinin tamamının açık alan çizgileri ile bağlantılı olmadığını ortaya koyar (Mestel, 1968, 1984; Warner'dan, 1995). Bağlı olan yüzeyin (Dolgu faktörü), Rossby sayısı ile üstel olarak ilişkili olduğu ve alan çizgileri ile kaplanmış yüzey kesri ile doğrusal olmayan bir şekilde arttığına (Saar, 1991; Warner'dan, 1995) dair gözlemsel olarak bir kanıt yoktur (Warner, 1995).

Dinamo süreçleri ile salınan manyetik enerji L_{mag} ile $\dot{M}_{\text{wind}}$ arasındaki bağlantı, yıldızdan kaçma hızı ile rüzgar hızının eşit olduğu varsayımına dayanır. O halde $L_{\text{mag}} \sim GM\dot{M}_{\text{wind}}/R$ olarak yazılabilir. Örneğin; Tout and Pringle (1992a; Warner'dan, 1995), $L_{\text{mag}} \sim 0.1Mv_A^3/R$ olduğunu bulmuştur. Burada v_A , yıldız içindeki Alfvén hızıdır ve yaklaşık olarak $B/(4\pi\rho)^{1/2}$ 'dir. Yıldızların dönme oranları ile alan güçlerini birbirine bağlayan kabul görmüş temel bir teori yoktur. Genel olarak manyetik alanın Ω_{rot}^p ile orantılı olduğu varsayılır ve p genellikle birim olarak alınır. Buna rağmen soğuk yıldızlarda direkt olarak ölçülmüş yüzey alanları, Ω_{rot} ile hiçbir ilişkinin olmadığını göstermiştir (Saar, 1991; Warner'dan, 1995). Bu durum, büyük olasılıkla hızlı dönen yıldızlarda doğrusal olmayan etkilerin dinamo mekanizmasını doyurması sebebiyle gerçekleşmektedir (Durney and Robinson, 1982; Warner'dan, 1995). Doyurma etkileri, manyetik aktivite

göstergelerinde kesinlikle görülür (Vilhu and Walter, 1987; Warner'dan, 1995). Ayrıca dolgu faktörü açılal hız ile artar (Saar, 1987; Warner'dan, 1995). Ortalama yüzey alan, alanın kendisi artmasa bile artar.

$$B = B_{\odot} (P_{\odot} / P_{\text{rot}})^p \approx 650 P_{\text{rot}}^{-1} (\text{saat}) G, p=1 \text{ için} \quad (3.30)$$

Güneş için ($P_{\odot} \sim 25\text{gün}$) gözlemler $\dot{M}_{\text{wind}} \sim 2 \times 10^{-14} M_{\odot} / \text{yıl}$ değerini vermektedir.

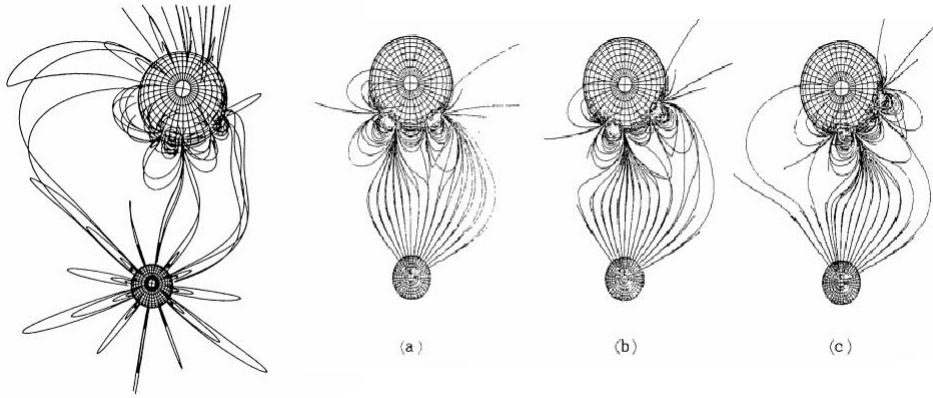
Mestel ve Spruit teorisi, $P_{\text{rot}} = 4\text{ saat}$ için $\dot{M}_{\text{wind}} = 2.6 \times 10^{-11} M_{\odot} / \text{yıl}$ değerini vermektedir (Hameury et al., 1988; Warner'dan, 1995). Katakлизмik değişenlerin evrimindeki önemli sorulardan biri tamamen konvektif yıldızlar için manyetik alan ve rüzgarların durumudur. Tamamen konvektif olma durumu anakolda $M \leq 0.25 M_{\odot}$ için gerçekleşir (Kippenhahn and Weigert, 1990; Warner'dan, 1995) ve bu aşama M4V tayf tipinden daha geri tayf tiplerine karşılık gelir. Bu kütle aralığındaki aktif kromosferler, dMe, anakol ve anakol sonrası yıldızlarının varlığı ile kendilerini belirgin bir şekilde gösterir (Giampapa and Liebert, 1986; Warner'dan, 1995). Fleming et al. (1992, 1993; Warner'dan, 1995), X-ışın akılarının geri tip yıldızlarda azalmasına rağmen koronal ısıtma etkinliklerinin $8 < M_v < 20$ aralığında benzer olduğunu ($L_x / L_{\text{bol}} \sim 0.0016$) bulmuştur. Alan güçlerinde, $0.25 M_{\odot}$ 'in altında ve üstünde herhangi bir farklılık olduğuna dair gözlemsel bir kanıt yoktur. Yine de daha küçük kütlelerde rüzgar gücünün ve açık alan çizgisi sayısının daha az olacağı düşünülmektedir (Taam and Spruit, 1989; Warner'dan, 1995).

3.5.2.2 Çift yıldızlarda manyetik frenleme

Manyetik frenleme, tüm değen çift yıldızlar için genel bir olgudur (Huang et al., 2007; Manzoori'den, 2011). Bradstreet and Guinan (1994; Manzoori'den, 2011) ve Stepień'a (1995, 2006; Manzoori'den, 2011) göre düşük kütleli değen çiftlerin oluşum ve evrimlerinde açılal momentum kaybının rolü çok önemlidir. Aktif yıldızdan dışarı doğru manyetik yıldız rüzgarları oluşur fakat yıldızın hızlı dönmesi sebebiyle bükülürler. Yıldız rüzgarındaki yüklü parçacıklar, yıldızın manyetik alanına tuzaklanır ve alan çizgileri boyunca sürüklenirler. Sonuçta manyetik alan aracılığıyla yıldızdan, yüklü parçacıklara açılal momentum transfer edilmiş olur. Rüzgarlar yıldız yüzeyinden ayrılınca manyetik alan tarafından sürüklenirler. Bu da

yıldızın dönüşünün yavaşlamasına neden olur. Yörünge dönemi ile dönme dönemi arasında senkronizasyonun beklendiği yakın çiftlerde dönem azalır. Sistemi oluşturan yıldızlar daha hızlı döner ve belli bir süre sonra birbirilerine yaklaşp sonuçta hızlı dönenen tek bir yıldız oluşturlar (Stepien, 1995; Skumanich, 1972; Manzoori'den, 2011). Stepien'nın (1995,2006; Manzoori'den, 2011) da belirttiği gibi; değen çift sistemler, manyetik olarak çok aktiflerdir ve genel olarak manyetik rüzgarlar aracılığıyla kütle ve açısal momentum kaybettikleri kabul edilmektedir. Ayrıca bileşenlerin arasındaki mesafe oldukça azdır. Sonuç olarak bileşenler arasındaki manyetik alan etkileşimlerinin yoğun olduğu ve dolayısıyla manyetik alanların açısal momentum kaybı üzerindeki etkisinin, bileşenlerin yüzey manyetik alanları arasındaki manyetik ilmeklerin oluşumu ile artacağı düşünülebilir (Şekil 3.1). Bradstreet and Guinan (1994; Manzoori'den, 2011), rüzgardaki manyetik alan tarafından üretilen manyetik torkun alanın gücüne bağlı olduğunu savunmuştur. Manyetik rüzgarlardaki parçacıklar, yıldız yüzeyini dik olarak terk ederler. Bu parçacıkların teğet hız vektörlerinin bileşenleri, yıldızın yüzey dönme hızına eşittir. Bu parçacıkların dış uzaya hareketleri sırasında uzun mesafelerde düşük hızlara sahip olması beklenir. Güneş için *Helios* uydusu ile elde edilen değerler, olması gerekenden 100-1000 kat daha fazladır. Bunun nedeni yüklü parçacıkların bükülmüş açık alan çizgileri boyunca hareket etmesi ve sadece dikine olarak dışarı doğru yol almamasıdır. Bundan dolayı birim hacim başına manyetik enerji, parçacığın kinetik enerjisinden daha büyük olmalıdır. Böylece parçacığın yörüngesi, çekimsel alan yerine manyetik alan çizgilerinin doğrultusu ile belirlenir (Strassmier, 2001; Manzoori'den, 2011). Şekil 2.2'de gösterildiği gibi eğer yıldızın manyetik alan çizgilerinin bir kısmı açıksa ve bileşen yıldızın manyetik alan çizgileriyle tekrar birleşirse, bileşen yıldız ve baş yıldızın manyetik alan çizgileri tarafından yönlendirilen parçacıklar çarpışabilir veya bileşen yıldızın atmosferine düşebilir. Bu yüklü parçacıklar, yıldızın açısal momentumunu taşır. Hızlı dönme sebebiyle eğrilen manyetik alan çizgileri, civardaki yıldız plazması üzerine bir kuvvet uygular. Eğer manyetik kutupların dönme kutupları ile aynı yere denk geldiği varsayılırsa dağıtılan açısal momentum çok küçük olur ve frenleme boşlanabilecek kadar etkisizdir. Fakat eğer alan ekvator düzleminde veya civarında ise frenleme en güçlü halini alır, F-K gibi geri tayf türündeki yıldızlar için daha büyüktür (Manzoori, 2011) .

Yakın çiftlerde gelgit kuvvetleri, yörünge dönemi ile dönme eşitliğini sağlayabilir. Bunun sonucu olarak manyetik rüzgarlar ile açısal momentum kaybeden Roche lobunu doldurmuş bileşen, senkronize döner ve yörüngeden açısal momentum kaybeder¹⁰. Kısa dönemli çiftlerde hızlı dönüşün bileşen üzerine onunla aynı p_{rot} değerine sahip tek yıldızlardan farklılaşmasına neden olan bir kuvvet uygulayıp uygulamadığı açık değildir. Basri (1987; Warner'dan, 1995), geri tür cüce yıldızlarda ve dev yıldızlarda manyetik aktivitenin göstergelerinin P_{rot} ve R_0 bağılılıklarının sistemin senkronize çift veya tek yıldızdan oluşup oluşmadığına bakılmaksızın aynı olduğunu bulmuştur.



Şekil 3.1 Bir çifti oluşturan bileşenler arasında büyük ölçekli manyetik ilmeklerin oluşumu (Uchida and Skurai'den, 1985).

Basri'nin (1987; Warner'dan, 1995) yapmış olduğu çalışma, $P_{rot} \geq 1$ gün olan yıldızları dikkate almıştır. Manyetik alanın hızlı dönen yıldızlarda azaldığına dair çalışmalar vardır (Rucinski, 1983; Vilhu and Moss, 1986; Warner'dan, 1995). Bu durum büyük ihtimalle aktivitenin doymasının bir sonucudur. Yine de Schrijver and Zwaan (1992; Warner'dan, 1995), hızlı dönen yıldızlarda bir bileşenin varlığının manyetik aktiviteyi zenginleştirdiğini göstermiştir. Bunun nedeninin diferansiyel dönmenin etkilenmesi veya dönme etkileri için eksenin yıldızın merkezi yerine

¹⁰ Genellikle paradoksal olarak bu süreçte P_{rot} (2) azalır. Örneğin atmosfer sürtünmesine enerji kaybeden bir uydunun açısal hızında artış meydana gelir.

sistemin ağırlık merkezinden geçmesi dolayısıyla farklı bir dinamo yapısının oluşmasına neden olması olduğu düşünülmektedir (Warner, 1995).

Kataklismik değişenlerin yörünge evrimi çoğunlukla yaşamlarının her evresindeki J değeri ile tanımlıdır. J için deneysel tahminler, geri tip yıldızlardaki Ω_{rot} evriminden elde edilebilir. Burda senkronize dönen bileşen için $j = j_{\text{rot}}$ kullanılır. Dönen bir yıldız için

$$j_{\text{rot}} = Mk^2 R^2 \dot{\Omega}_{\text{rot}} \quad (3.31)$$

yazılabilir. Burada k , manyetik rüzgarla eşleşmiş yıldızın bir kısmının dönme yarıçapıdır. Bu sadece dış konvektif bölge olabilir fakat genellikle tüm yıldız olarak kabul edilir. Bu durumda küçük kütleli cüce yıldızlar için $k^2 \approx 0.10$ olarak alınabilir. Yavaş dönen G cüce yıldızları üzerine yapılan bir çalışmada Skumanich (1972; Warner'dan, 1995), yaş ile ekvatordaki dönme hızlarının değiştiği sonucuna ulaşmıştır.

$$v_{\text{eq}} = R\Omega_{\text{rot}} = 7.3 \times 10^{13} t^{-1/2} \text{cms}^{-1} \quad (3.32)$$

Bu denklemin diferansiyeli alınırsa

$$\dot{\Omega}_{\text{rot}} = -4.6 \times 10^{-7} R_{i,2}^2 \Omega_{\text{rot}}^3 \text{rads}^{-2} \quad (3.33)$$

değerine ulaşılır. Verbunt and Zwaan (1981; Warner'dan, 1995) çalışması dikkate alınarak bu ilişkinin genel olarak hızlı dönen geri tip cüce yıldızlar için geçerli olduğu varsayılırsa (3.3), (3.31) ve (3.33) denklemleri yardımıyla

$$j = j_{\text{rot}} = -3.4 \times 10^{36} \left(\frac{k^2}{0.1} \right) M_{i,2}^{5/2} R_{i,2}^{-1/2} [\text{dyn}][\text{cm}] \quad (3.34)$$

ifadesine ulaşılır. Denklem (3.3), $M(2)$ kütlelerini tanımlamak için Robinson'un (1973a, 1976b; Warner'dan, 1995) kullandığı metodla

$$M_{i,2} = 0.358 \left(\frac{1+q}{q} \right)^{1/2} \left[\frac{R_{L,2}}{a} \right]^{3/2} \left[\frac{M_{i,2}}{R_{L,2} / R_{\odot}} \right]^{3/2} P_{\text{orb}}(\text{h}) \quad (3.35)$$

şeklinde yazılabilir.

$$R_{i,2} = M_{i,2}^{13/15} = M_{i,2}^{0.867} \quad (3.36)$$

Bu denklem yardımıyla (3.4) ve (3.35) denklemleri kullanılarak yarı deneysel kütle-dönem ilişkisi

$$M_{i,2} = 0.065 P_{\text{orb}}^{5/4}(\text{saat}) \quad 1.3 \leq P_{\text{orb}}(\text{saat}) \leq 9 \quad (3.37)$$

ve yarı deneysel yarıçap – dönem ilişkisi

$$R_{i,2} = 0.094 P_{\text{orb}}^{13/12}(\text{h}) \quad 1.3 \leq P_{\text{orb}}(\text{saat}) \leq 9 \quad (3.38)$$

elde edilebilir. Eğer bileşen, deneysel kütle-yarıçap-dönem ilişkisinden önemli ölçüde sapma göstermiyorsa denklem (3.36) ve (3.37) kullanılarak

$$j_{\text{rot}} = -1.2 \times 10^{34} \left(\frac{k_2^2}{0.1} \right) P_{\text{orb}}^{31/12}(\text{saat}) \text{ dyn cm} \quad (3.39)$$

elde edilebilir. Bu eşitlikte P_{orb} 'in üssünün, kütle-yarıçap ilişkisinin üssüne çok duyarlı olduğuna dikkat edilmelidir.

Kataklismik yıldızlarda $\dot{P}_{\text{orb}}$ üzerine yapılan bir çalışmada Patterson (1984), $j = -1 \times 10^{37} M_{i,2}^4$ değerini elde etmiştir ve bu değer deneysel kütle-yarıçap ilişkisi ile şu şekilde yazılabilir:

$$j = -1.8 \times 10^{32} P_{\text{orb}}^5(\text{saat}) \text{ dyn cm} \quad (P_{\text{orb}} \leq 9 \text{ saat}) \quad (3.40)$$

Bu ve benzer formüller, kataklismik yıldızların yörünge evriminde yaygın olarak sadece gösterge olarak kullanılır. Yani gerçek formülasyon bunlardan önemli

ölçüde farklılık gösterebilir. Örneğin Maceroni (1993; Warner'dan, 1995), hızlı dönen G yıldızları için ($v_{eq} = 200 \text{ km/s}$ değerlerine ulaşabilir) :

$$\dot{\Omega}_{rot} = 7 \times 10^{-20} \text{ rads}^{-2} \quad (3.41)$$

değerine ulaşmıştır. Bu durum, Ω_{rot} değerinden bağımsız olarak hem tek hem de çift yıldızlara uygundur. Bu, hesaplanan Skumanich ilişkisinden 10-100 kat daha azdır.

Frenleme yasasındaki belirsizlikler yüzünden j , genellikle R , M ya da Ω_{rot} 'un kuvvetlerinin fonksiyonu olarak parametrelendirilir (örneğin; Rappaport et al., 1983; Kawaler, 1988; McDermott and Taam, 1989; Warner'dan, 1995). Ayrık çiftlerde teori ve gözlemler arasındaki ilişkiler, Charbonneau (1992; Warner'dan, 1995) tarafından incelenmiştir. Katakлизмik yıldızlarda kütle transferinin gözlenen oranlarını elde etmek için gerekli olan yörünge açısal momentum kaybetme oranı kolaylıkla tahmin edilebilir. Denklem (3.1), (3.4), (3.7) ve (3.37) yardımıyla anakoldaki bileşenler için

$$j \approx 3.5 \times 10^{17} \frac{(19-15q)}{15q^{2/3}(1+q)^{1/3}} P_{orb}^{7/6} (\text{saat}) \dot{M}_2 \text{ dyn cm} \quad (P_{orb} \leq 9 \text{ saat}) \quad (3.42)$$

elde edilir. $M_{i,1} = 1$, $P_{orb} = 4 \text{ saat}$ ve $\dot{M}_2 = -3 \times 10^{17} \text{ gs}^{-1}$ değerlerini kullanarak $j \sim -8 \times 10^{35} \text{ dyn cm}$ değeri elde edilir. Tout and Pringle (1993; Warner'dan, 1995) çalışmasının öngördüğü manyetik frenleme teorisi, $j_{MB} \approx -5 \times 10^{35} \text{ dyn cm}$ ve Verbunt and Zwaan empirik formülü (denklem(3.34)) $j \approx -4.3 \times 10^{35} \text{ dyn cm}$ değerini vermektedir. Mestel ve Spruit teorisi integre edilirse (McDermott and Taam, 1989; Warner'dan, 1995)

$$j_{MB} = -9.06 \times 10^{35} M_{i,2}^{7/6} R_{i,2}^{1/6} \text{ dyn cm} \quad (3.43)$$

elde edilir. Bu eşitlik empirik kütle-yarıçap-dönem ilişkisi için

$$j_{MB} = -2.52 \times 10^{34} P_{orb}^{1.64} (\text{saat}) \text{ dyn cm} \quad (3.44)$$

şekline dönüşür ve $j_{MB} \approx -2.4 \times 10^{35}$ dyn cm değerine ulaşılır. Denklem (3.42), seçilen bir j değeri için $\dot{M}_2$ değerini bulmak amacıyla kullanılabilir. Fakat yörünge dönemi ile ilişki, kütle-yarıçap ilişkisine duyarlıdır. Mestel ve Spruit yasasını kullanarak McDermott and Taam (1989; Warner'dan, 1995),

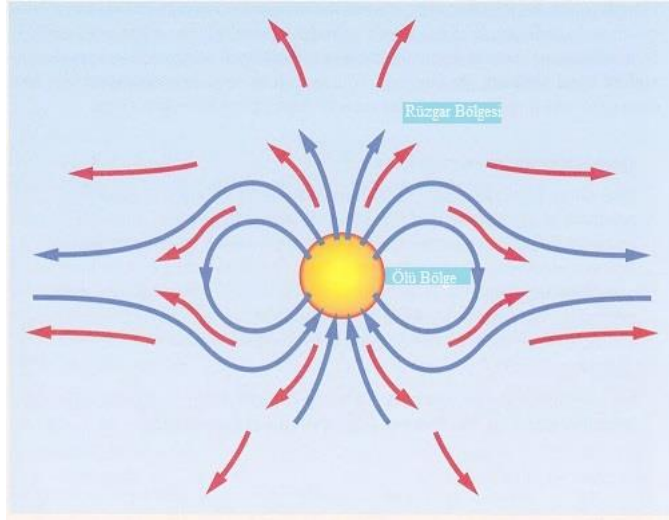
$$\dot{M}_2 = 2 \times 10^{-11} P_{orb}^{3.7} (\text{saat}) M_{\odot} / \text{yıl} \quad (P_{orb} > 2.7 \text{ saat}) \quad (3.45)$$

değerine ulaşmıştır. Rapport et al. (1983; Warner'dan, 1995), Verbunt ve Zwaan frenleme yasasını kullanarak:

$$\dot{M}_2 = 2 \times 10^{-11} P_{orb}^{3.7} (h) M_{\odot} y^{-1} \quad (3.46)$$

$$\dot{M}_2 = 2 \times 10^{-11} P_{orb}^{3.2 \pm 0.2} (\text{saat}) M_{\odot} / \text{yıl} \quad (P_{orb} > 2.7 \text{ saat}) \quad (3.47)$$

değerine ulaşmıştır (Warner, 1995).



Şekil 3.2 Manyetik yıldız rüzgarları ile frenlemenin temsili görüntüsü. Manyetik alan çizgileri mavi; plazma akışı kırmızı olarak gösterilmiştir (Kolb'dan, 2010).

3.4.3 Açısal Momentum Kayıp Oranı ile Dönme Arasındaki İlişki

Tamamen açısal momentum kaybı kontrolündeki bir çiftin evrimi göz önüne alınırsa; evriminin zaman ölçeği aşağıdaki gibi tanımlanabilir.

$$\frac{1}{P_{\text{orb}}} = \frac{1}{J_{\text{orb}}} \left(\frac{dJ}{dt} \right)_{\text{orb}} \quad (3.48)$$

Yörünge kaynaklı açısal momentum kaybetme oranı, dönme kaynaklı olan ile eşitlenirse

$$\frac{1}{P_{\text{orb}}} = \frac{1}{J_{\text{orb}}} \left(\frac{dJ}{dt} \right)_{\text{rot}} \quad (3.49)$$

yazılabilir. Yıldızları sabit kütleli ve zamanla yörünge açısal momentumları azalan, ayırık fakat yeteri kadar yakın bir çiftin evrimi açısından incelenirse bu sistemlerin sayıları, her evrede harcadıkları zaman ile orantılı olur. Yani $N(J_{\text{orb}}) \sim P_{\text{orb}}$ yazılabilir. Böylece (3.48) denklemi

$$\left(\frac{dJ}{dt} \right)_{\text{rot}} \sim \frac{J_{\text{orb}}}{N(J_{\text{orb}})} \quad (3.50)$$

halini alır. Geriye sadece $N(J_{\text{orb}})$ ifadesini belirlemek kalır. Bu, anakol boyunca dar bir aralık dikkate alınırsa tutarlı sonuçlar verir. Abt and Levy (1976), çalışmalarında F3-G2 IV-V tayf türlerini dikkate almıştır. Böylece parlaklıkları sınırlandırılabilmiş sistemlerin aşağı yukarı hacimleri de sınırlandırılabilir. Dönemleri 8 günden az olan geri tip çiftlerin çoğu dairesel yörüngelere sahiptir (Koch and Hrivnak, 1981; Rucinski'den, 1983). Ayrıca yörünge ve dönme hareketleri senkronizedir. Bu durum, Zahn (1977; Rucinski'den, 1983) çalışmasında elde edilen $10^4 [(1+q)/2q]^2 P_d^4$ yıl mertebesindeki kısa senkronizasyon zaman ölçeği ile tutarlıdır (Rucinski, 1983).

3.5 Baş Yıldızın Evrimi

Aktarılan maddenin kimyasal yapısı tam olarak bilinmese de bileşenlerin anakol yıldızı olması sebebiyle kimyasal yapının bolca hidrojenden oluştuğu düşünülmektedir. Bu durum tayfsal gözlemlerle doğrulanmıştır. AM Her türü dışındaki tüm kataklismik değişenlerde beyaz cüce üzerine aktarılan madde toplanma diski oluşturur. Teorik modele göre patlamalar, diskin dış kısımlarına konvektif enerji taşınımı ve kısmi hidrojen iyonlaşma bölgesi tarafından sürdürülen termal kararsızlıkların bir sonucudur (Hoshi, 1979; Ritter'den, 1986). Patlama ve süper patlamalar boyunca cüce novalar ve durgun evrede Z Cam yıldızları, yıldız rüzgarları ile kütle kaybederler (Krautter et al., 1981; Ritter'den, 1986). Tahmin edilen kütle kaybı beyaz cüceye aktarılan kütle ile kıyaslandığında oldukça küçüktür (Ritter, 1986).

3.5.1 Beyaz cücelerin kütlesi

Kataklismik değişenlerde baş yıldız bir beyaz cücedir (Robinson, 1976; Warner, 1976; Cordova and Mason, 1983; Liebert and Stockman, 1983; Wade, 1983). Bunların kütlesini elde etmek oldukça zordur. (Warner, 1973; Ritter, 1976; Robinson, 1976; Warner, 1976). Yapılan gözlemler, kataklismik değişenlerdeki beyaz cücelerin ortalama kütlesinin $1 M_{\odot}$ civarında olduğunu göstermiştir. Bu değer $0.6 M_{\odot}$ civarında olan tek beyaz cücelerin ortalama kütlesinden daha büyüktür (Koester et al., 1979; Koester and Weidemann, 1980). Diğer taraftan bunun gözlemsel seçim etkilerinden veya kütle tanımlamadaki sistematik hatalardan kaynaklanıp kaynaklanmadığı bilinmemektedir. Baş yıldızların başlangıç kütleleri $0.95 < M_{i,1} \leq 10 M_{\odot}$ aralığındadır. Daha düşük kütlelerin evrimleşmesi için yeteri kadar zaman yoktur, daha yüksek kütleler, nötron yıldızlarının oluşmasını sağlar (Warner, 1995).

3.5.2 Beyaz cücelerin manyetik alanları

Çift evriminin kataklismik yıldızlardaki beyaz cücelerin fiziğini nasıl etkilediğini belirlemek için izole bir beyaz cüce ile kıyaslama uygun bir yöntemdir.

Özellikle manyetik alanları karşılaştırıldığında iki grup arasında büyük farklar ortaya çıkar. Wickramasinghe and Ferrario (2005), izole beyaz cücelerin 0.1–1000 MG fosil manyetik alana sahip, Ap ve Bp yıldızlarının kalıntıları olduklarını savunmuştur. Bunların ortalama kütlelerinin manyetik olmayan benzerlerinden daha yüksek olduğu düşünülmektedir. Bu sınıftaki yıldızlar, yaklaşık olarak beyaz cüce nüfusunun %5'ini oluşturmaktadır. Etkileşen çiftlerdeki beyaz cüceler, izole olanlar kadar büyük manyetik alanlara sahip olamazlar. Aznar Cuadrado et al., beyaz cücelerin %25 kadarının büyük olasılıkla birkaç kG'lık zayıf manyetik alanlara sahip olacağı sonucuna ulaşmıştır. Bu sistemler, daha önceki çalışmalarda manyetik olmayan sistemler olarak ele alınmıştır. Tout et al, bu sistemlerin manyetik alanlarının yıldızların olduğu bulutun fosil alanını bile barındırdığını savunmuştur. Eğer öyle ise $2 M_{\odot}$ kütesinden daha büyük kütle ile doğan tüm beyaz cüceler, düşük manyetik alana sahip beyaz cüceler olmalıdır (Tovmassian, 2004). King, Frank and Ritter'in (1985) manyetik kataklismik değişenler üzerine yaptıkları çalışmalar, senkronize (AM Her) ve asenkronize (IP) sistemlerinin yörünge dönemlerindeki dağılımı açıklamak için bu çift sistemlerin beyaz cücelerinde manyetik moment μ 'nın $10^{33} \leq \mu \leq 10^{34} \text{ Gcm}^3$ aralığında olması gerektiğini göstermiştir. Diğer tüm kataklismik değişenlerde alan daha düşük olmalıdır. Bir manyetik yıldızın yeteri kadar hızlı dönüşü, yüzey alan gücünü oluşturan iç sirkülasyona neden olur. Bu etkiyi gösteren manyetik anakol yıldızlarının modeli Davies (1968; King'den, 1985) ve Wright (1969; King'den, 1985) tarafından yapılmıştır. M kütesine sahip, R yarıçaplı, manyetik alanı B olan dipolar manyetik alana ve Ω açısal hızına sahip bir yıldız için etki, iki boyutsuz parametre ile ifade edilir.

$$\lambda_{\Omega} = \frac{\Omega^2 R^3}{GM} \text{ ve } \lambda_B = \frac{B^2 R^4}{4GM^2} \quad (3.51)$$

Bu ifadeler sırasıyla yıldızın yörüngesel ayrılmaya ne kadar yakın olduğunu ($\lambda_{\Omega} = 1$) ve manyetik enerjinin bağlanma enerjisine oranını verir. Davies (1968; King'den, 1985) ve Wright (1969; King'den, 1985), $\lambda_{\Omega} / \lambda_B \geq 10^4$ değerleri için yüzey manyetik alanının, dönmeyen anakol yıldızına göre belirgin bir şekilde zayıfladığını göstermiştir. Moss (1979; King'den, 1985), bu sonucu dönen

manyetik cüceler üzerinde de sınıamıştır. Burada $\lambda_{\Omega} / \lambda_B$ ifadesinin kritik değeri yaklaşık olarak 10^7 'dir. Daha büyük değerler için denge çözümleri mümkün değildir ve yüzey alanı çok düşük değerlere kadar düşer. İzole olmuş beyaz cüceler, niteliksel olarak çift sistemlerdeki beyaz cücelerinkine benzer manyetik alan dağılımı gösterirler. Moss (1979; King'den, 1985), izole beyaz cücelerinin dönme oranının daha zayıf alanları bastırmak için yeterli olduğunu savunmuştur. Bu dönme oranları çoğunlukla ölçülmemiştir ve sadece üst limitleri vardır. Yine de Pilachowski and Milkey (1984; King'den, 1985) birkaç manyetik olmayan beyaz cüce için dönme oranlarını ölçebilmiştir. Manyetik beyaz cüceler için ölçümlerin tümü $\lambda_{\Omega} / \lambda_B < 10^7$ değerini verirken bunlar, $\lambda_{\Omega} / \lambda_B > 10^7$ değerlerini verir. Eğer beyaz cüce manyetikse dönmesi, yığılma torkları sebebiyle oldukça sıkı bir şekilde sınırlandırılmıştır. Böylece oran tahmin edilebilir ve yüzey alan gücü için bir minimum değer bulunabilir. Bileşeninden $\dot{M}(\text{gs}^{-1})$ oranında madde toplayan beyaz cüceye sahip bir kataklismik değişen için toplanan madde, belirli bir manyetosferik yarıçapta¹¹ yakalanabilir. Toplanan bu madde, beyaz cücenin dönmesini $G_{\text{acc}} \approx \dot{M} r_{\mu}^2 \Omega$ kadar arttırır. t_{spin} daima kütle transfer zaman ölçeğinden ($t_{\text{M}} \sim 10^9$ yıl) daha kısa olduğundan manyetik kataklismik değişenlerdeki beyaz cüceler, yaşamlarının büyük bir kısmını Ω_{eq} değerine (King, Frank and Ritter 1985) yakın Ω oranında dönerek geçirirler.

$$\Omega_{\text{eq}} = \omega \left(\frac{GM}{r_{\mu}} \right)^{1/2} \quad (3.52)$$

Burada ω birim değere yakındır. Denklem (3.51) ve (3.52) birleştirilirse $\lambda_{\Omega} = \omega^2 (R / r_{\mu})^3$ olur ve aranan oran:

¹¹ Alfvén yarıçapı (r_A).

$$\lambda_{\Omega} / \lambda_B = \frac{4GM^2 R^5 \omega^2}{\mu^2 r_{\mu}^3} \quad (3.53)$$

elde edilir. Burada B yerine $\mu = BR^3$ kullanılmıştır. Bu durumda iki olası sonuç ortaya çıkar. İlk olarak denklem (3.53)'ün $\lambda_{\Omega} / \lambda_B > 10^7$ gibi bir değer verdiği düşünülürse beyaz cücenin iç sirkülasyonları alanı bastırır ve μ değerini azaltır. Toplanmanın beyaz cücenin iç yapısını değiştirmedeği ve ek parlaklığın direkt olarak yüzeyden salındığı düşünülebilir. Bu da $\lambda_{\Omega} / \lambda_B$ oranını daha da artırır. Böylece süreç devam eder ve yüzey alanı sonuçta çok düşük değerlere kadar azalır. Bu süreç için zaman ölçeği, beyaz cüce yüzeyi yakınında yerel sirkülasyon zamanı mertebesinde olmalıdır (Moss 1984; King'den, 1985). Bu zaman ölçeği, $\mu_{\min}$ değerinden daha küçük manyetik momentler için t_M değerinden daha kısadır. Bundan dolayı sistemin yaşam süresinin kısa bir süresinde yüzey alanı etkin bir biçimde kaybolacaktır ve sistem manyetik olmayan bir sistem olarak görünecektir. Sonraki toplanma bu durumu pekiştirerek yavaş yavaş beyaz cüceyi savrulma limiti $\lambda_{\Omega} = 1$ değerine yaklaştıracaktır. Dönem boşluğundan geçiş sırasında yüzey alanının eksikliği beyaz cücenin $\lambda_{\Omega} / \lambda_B < 10^7$ değerlerine dönmesini düşürmekte zorlanacağı anlamına gelir. Bundan dolayı bazı dönemlerde $\lambda_{\Omega} / \lambda_B > 10^7$ oranlarına sahip herhangi bir sistem yaşamının geri kalanını manyetik olmayan bir sistem olarak geçirebilir. Eğer (3.53) denklemi $\lambda_{\Omega} / \lambda_B < 10^7$ değerlerini verirse μ değeri azalmaya eğilimli olmaz ve bu gibi sistemler manyetik kataklismik değişen olarak kalır. $\lambda_{\Omega} / \lambda_B = 10^7$ değeri beyaz cüce için kritik momenti μ_{crit} değerini tanımlar. Tüm manyetik kataklismik değişenler $\mu \geq \mu_{\text{crit}}$ momentlerine sahipken; manyetik olmayanlar $\mu \leq \mu_{\text{crit}}$ momentlerine sahip olmalıdır. Bu gözlenmiş manyetik moment dağılımı ile uyum içerisindedir. Denklem (3.53)'ü değerlendirmek için r_{μ} 'ye ihtiyaç duyulur. Bu değer, King et al. (1985; King'den, 1985) referans alınarak aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$r_{\mu} = 2.7 \times 10^{10} \varphi \mu_{33}^{4/7} (\dot{M}_{16})^{-2/7} M_1^{-1/7} \text{ cm} \quad (3.54)$$

Burada μ_{33} , $\dot{M}_{16}$, M_1 değerleri sırasıyla 10^{33}Gcm^3 , 10^{16}gs^{-1} ve $M_\odot$ birimleri cinsinden yazılmıştır. φ , yığılma geometrisine bağlı boyutsuz bir çarpandır. Katakлизмik değişenlerde küresel simetrik yığılma meydana gelmez. Yörünge dönemleri 5 saatten daha fazla olan manyetik katakлизмik değişenler için $\varphi = 1$ (Hameury et al., 1985; King'den, 1985) diskli yığılmaya karşılık gelirken; daha kısa dönemlerde $\varphi = 0.5$ için diskin neredeyse oluşamayacağı ve $\varphi = 0.37$ değerinde ise toplanma akımının direkt olarak manyetosfere çarpacağı hesaplanmıştır. (3.54) eşitliği, (3.53) denkleminde yerine yazılırsa $\lambda_\Omega / \lambda_B = 10^7$ kritik değeri için elde edilecek olan kritik manyetik moment değeri:

$$\mu_{\text{crit}} = 1.6 \times 10^{33} \varphi^{-21/26} \omega^{7/13} (\dot{M}_{16})^{3/13} M_1^{17/26} R_9^{35/26} \text{Gcm}^3 \quad (3.55)$$

sonucunu verir. Burada $R_9 = R/10^9 \text{cm}$ 'dir. μ_{crit} , $\lambda_\Omega / \lambda_B$ 'nin kritik değerinin $-7/26$ kuvvetine bağlıdır ve onun hassas değerine çok duyarlıdır. Ayrıca benzer şekilde ω 'ya da duyarlıdır. Katakлизмik yıldızlarda gözlenebilir minimum manyetik momentler, μ_{crit} ifadesinin maksimum değerleri ile ortaya çıkar. En uzun dönemler için ($P \sim 10$ saat) $\dot{M}_{16}$ maksimum değeri alınır ve $\varphi = 0.5$, $\omega = 1$ değerleri kullanılırsa:

$$\mu_{\text{min}} = \left. \begin{matrix} 2.4 \\ 3.9 \end{matrix} \right\} \times 10^{33} \text{Gcm}^3 \quad (3.56)$$

değerlerine ulaşılır. İki farklı değer olmasının nedeni: $M_1 = 1 (R_9 = 0.5)$ ve $M_1 = 0.5 (R_9 = 1)$ değerleri için yazılmış olmasıdır. Bu değerlerden daha küçük değerlere sahip olan sistemlerin yaşamlarının erken safhalarında ortadan kalkmış olmaları olasıdır. Denklem (3.56) ile belirtilen limit, King et al. (1985; King'den, 1985) tarafından elde edilen yaklaşık olarak 10^{33}Gcm^3 değeri ve AM Her sistemlerinin elde edilen manyetik alan güçleri ile uyumaktadır. Bu sistemlerde $M_1 = 1$ için (3.55) eşitliği aracılığıyla $B = 2 \times 10^7 \text{G}$ ve $M_1 = 0.5$ için $B = 4 \times 10^6 \text{G}$ elde edilir. AE Aqr, DQ Her ve V553 Her alanlarını kaybetme sürecinde olan üç

sistemdir. Bunlarda beyaz cüce dönme dönemleri sırasıyla 33, 71 ve 63 saniyedir (King, 1985).

3.5.3 Kataklistmik öncesi evrim

Tek yıldızların evrimi, beyaz cücelerin tipik olarak $50-500R_{\odot}$ yarıçapına sahip dev yıldızların çekirdeklerinden oluştuğunu göstermektedir (Kippenhahn and Weigert, 1990). Ayırlığı Güneş yarıçapından daha küçük olan kataklistmik sistemlerde beyaz cücenin varlığı, evrimlerinin son aşamalarında ilginç olaylar ortaya çıkmasına neden olur. Zamanda geriye doğru extrapolasyon tüm çiftin, yeni oluşmaya başlayan beyaz cüceyi saran bir zarfla çevrildiğini gösterir. Beyaz cüce, $a \geq 50R_{\odot}$ olan geniş bir çift sistemde sıradan tek yıldız süreçleri ile oluşmuş olmalıdır. Daha sonra yörüngeden açısal momentum kaybedildiğinden dolayı yıldızlar birbirine yaklaşır. Geniş çift sistemde $J \approx 10^{53} \text{ g cm}^2 \text{ s}^{-1}$ için galaksinin yaşam süresi içerisinde yaklaşık olarak $\sqrt{50}$ katlık (Denklem (3.1)) açısal momentum azalışını sağlamada etkin frenleme mekanizmaları gerekmektedir. Bunun, ortak zarf çiftlerinde görülen sürtünme frenlemesi olduğu düşünülmektedir. Çiftlerde daha büyük kütleli olan bileşen anakolda daha hızlı evrimleşir ve bir dev haline gelir. Kırmızı bir devin yarıçapı, yozlaşmış çekirdeğinin kütlesi M_c ile tanımlıdır (Kippenhahn, 1981; Warner'dan, 1995). Yıldız modellerinden C-O çekirdeği için ilişki (Ritter, 1976; Warner'dan, 1995)

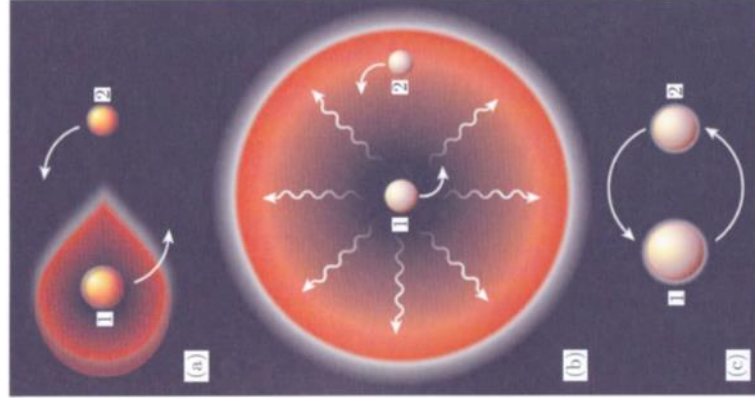
$$\log R_1 = 1.48 + 1.30 \frac{M_c}{M_{\odot}} \quad (3.57)$$

olarak yazılabilir. $0.5 < M_1 < 1.4$ kütle aralığında beyaz cücelere sahip olmak için çiftin başlangıç ayırlığı $130 < a/R_{\odot} < 2000$ aralığında olmalıdır. Bu da $M_1 + M_2 = 3M_{\odot}$ olan bir sistem için $0.3 < P_{\text{orb}}(\text{yıl}) < 165$ dönem aralığına karşılık gelir. Daha kısa dönemli sistemler, çekirdekte helyum tutuşmasından önce baş yıldızın Roche lobunu doldurmasına neden olur. Bu durum $0.18-0.46M_{\odot}$ kütle aralığında helyum beyaz cücelerinin oluşmasını sağlar. Daha büyük kütleli bileşenin daha erken evrimleşmesi sebebiyle kütle transferi başladığında $q > 1$

olduğu açıktır. Bundan dolayı korunumlu durum için bile kütle transferi başlar başlamaz Roche lobu çöker. Fakat soğuk devin denge yarıçapı, toplam kütesine bağlı değildir. Bu nedenle yarıçapta hiç istikrarlı azalma meydana gelmez. Sonuç, sadece zarfın ses hızından daha hızlı genişlemedeki yetersizliği ile sınırlandırılmış kütle transferindeki kaçıştır. Sonra $\dot{M} \sim M / \tau_{\text{dyn}}$ olur. Burada $\tau_{\text{dyn}} \sim [R^3 / GM]^{1/2}$ dinamik zaman ölçeğidir. Sonuç olarak devin kütle transfer oranları yaklaşık olarak $0.1 (M_{\odot} / \text{yıl})$ değerine ulaşabilir.

3.5.3.1 Ortak zarf evrimi

Ortak zarf çifti, ilk olarak Ostriker (1976; Warner'dan, 1995) ve Paczynski (1976; Warner'dan, 1995) tarafından kataklismik değişenlerin atası olarak önerilmiştir. Evrimin bu aşamasında kütle transferi, birim değerden fazla olduğundan kararsızdır. Çok kısa sürede kütle transfer oranı o kadar büyük olur ki hala anakolda olan bileşen yıldız, gelen maddeyi toplayıp kendi zarf yapısı içerisinde tutamaz (Kolb, 2010). Bundan dolayı bileşen, gelen kütle oranına yapısını ayarlayamaz. Eğer radyatif bir zarfı varsa dev yapısına doğru genişler (Kippenhahn and Meyer-Hofmeister, 1977; Warner'dan, 1995). Konvektif bir zarf, çok büyük ölçüde tepki vermez (Webbink, 1985; Warner'dan, 1995). Eddington limiti, $\dot{M} \leq 2 \times 10^{-3} R_1 M_{\odot} / \text{yıl}$ oranını sağlandığında bu değer üzerindeki kütle yüzeye ulaşamaz. Transfer edilen gaz ilk olarak dış Roche lobunu doldurur. Bu aşamadan sonra yıldızların etrafını saran ve genişleyen bir ortak zarf oluşur (Şekil 3.3).



Şekil 3.3 Ortak zarf evresinin temsili gösterimi. Ölçeksiz olarak çizilmiştir. a) Başlangıçta sistemin bileşenleri arasındaki mesafe oldukça büyüktür. Büyük kütleli yıldız, dev haline gelince Roche lobunu doldurur. b) Zamanla ortak zarf dışarı doğru fırlatılır. c) Sonuçta beyaz cüce ve anakol yıldızından oluşan sistem oluşur (Kolb'dan, 2010).

Çift artık önceki devin yüksek yoğunluklu çekirdeğini ve büyük oranda değişmemiş anakol bileşen yıldızını barındıran bir hal alır. Bileşen yıldız, sistemin ortak kütle merkezi etrafında hidrojen zengin plazmadan oluşan ortak zarf içerisinde hareket etmektedir. Zarftaki malzeme, yörüngedeki bileşen yıldızına bir sürüklenme kuvveti uygular (Kolb, 2010).

Zarf içerisinde hareket eden cüce bileşen tarafından hissedilen sürüklenme kuvveti:

$$D \sim R_2^2 v_{\text{orb}}^2 \rho \sim R_{L,2}^2 v_{\text{orb}}^2 \rho \sim a^2 v_{\text{orb}}^2 \rho \sim GM_1 a \rho \quad (3.58)$$

ile verilir. Zarf içerisine aktarılan ısıtma

$$L_D \sim D v_{\text{orb}} \sim D \frac{a}{P_{\text{orb}}} \sim \frac{GM(1)a^2}{P_{\text{orb}}} \rho \quad (3.59)$$

olarak yazılabilir. Bu enerji, yörüngenin bağlanma enerjisinden sağlanır. Sonuç olarak

$$L_D \sim \frac{d}{dt} \left[\frac{GM_1^2}{a} \right] \sim \frac{GM_1^2}{\tau_D a} \quad (3.60)$$

elde edilir. Burada τ_D yaklaşma (*spiral-in*) sürecinin zaman ölçeğidir. (3.59) ve (3.60) denklemlerinden

$$\tau_D \sim \frac{\bar{\rho}}{\rho} P_{orb} \quad (3.61)$$

elde edilir. Burada $\bar{\rho} \sim M_1 / a^3$, çiftin çekirdeği içinde sistemin ortalama yoğunluğudur. Genel olarak $\bar{\rho} \gg \rho$ olduğundan $\tau_D \gg P_{orb}$ alınabilir ve $\tau_D \sim 10^3$ yıl'dır.

Ortak zarf içine gömülü olan çiftin kaybettiği açısal momentum hemen zarf içerisine aktarılır. Aktarma etkinliği α_{CE} dir. Aktarılan enerji, zarfın bağlanma enerjisi E_{env} ifadesine eşit olduğunda ortak zarf fırlatılır.

$$E_{env} = \alpha_{CE}(E_1 - E_2) \quad (3.62)$$

Burada E_1 ve E_2 sırasıyla yörüngenin önceki ve sonraki enerjileridir. Bu ifade daha sonra aşağıdaki hale gelir.

$$\frac{GM_1 M_{env}}{R} = \alpha_{CE} \left(\frac{GM_{core} M_2}{2a_i} - \frac{GM_1 M_2}{2a_f} \right) \quad (3.63)$$

Burada M_1 , Roche lobunu doldurmuş dev yıldızın ortak zarf evresinin başlangıcındaki kütlesi; R yarıçapıdır. M_2 , bileşen yıldızın kütlesi; M_{env} ve M_{core} sırasıyla dev yıldızın zarfının kütlesi ve çekirdeğinin kütlesidir (Yani $M_1 = M_{env} + M_{core}$). Sırasıyla a_i ve a_f , ortak zarf evresinin başlangıcındaki ve sonundaki ayrıklıklıktır.

Bu sürecin detaylı hesaplamaları Taam (1988, 1989; Warner'dan, 1995) ve Livio (1989, 1993b; Warner'dan, 1995) tarafından yapılmıştır. En yeni sonuçlar şunları göstermektedir:

- Fırlatmanın çoğu yörünge düzlemine yakın bir yerde gerçekleşmektedir (Livio and Soker, 1988; Taam and Bodenheimer, 1989; Warner'dan, 1995).
- Bileşen önemli miktarda madde toplayabilmesine rağmen, genişlediğinden dolayı kütle tekrar ortak zarfa transfer edilir ve bileşen kütlelerinde başlangıç durumundan sadece yaklaşık olarak $0.01M_{\odot}$ kadarlık bir artış olur (Hjellming and Taam, 1990, 1991; Warner'dan, 1995).
- Yıldızlar birleşmeden önce ortak zarf uzaklaştırılabilir. $2 M_{\odot}$ kütleli dev ve $1 M_{\odot}$ kütleli cüce yıldız, 29.2 saatlik döneme sahip bir çift yıldız sistemi doğurur (Taam and Bodenheimer, 1991).

Eğer zarftan kütle kaybetme zaman ölçeği τ_E , τ_D değerinden küçükse birleşme gerçekleşecektir. Yine de zarfın yörüngede dolanan bileşen tarafından dönmenin hızlanmasından τ_D , τ_E değerinden çok küçük olur. Ayrıca çekirdeğin hemen dışında yoğunlukta aşırı bir azalma olur. Bileşen bu bölgeye yaklaşıncaya ve zarf kütlelerinin çoğu merkezkaç etkileri ile uzaklaştırılınca nükleer yanma kabuğu yavaş yavaş ortadan kalkar ve yörüngedeki madde beyaz cüce üzerine yığılır. Çeşitli kütlelerdeki devlerin evrimlerinin farklı aşamalarında dik yoğunluk gradyentinin varlığı, birleşmiş ve kataklismik öncesi adaylar arasında seçim yapabilmeyi sağlar.

Kataklismik değişen öncüllerinin bir diğer olası kökeni bir gezegenin veya çok küçük kütleli bir yıldızın kırmızı dev genişlemesiyle yutulmasıdır. Gezegen, kısa dönemli bir yörüngedeki küçük kütleli cüce yıldız oluşturmak için yeterli miktarda gaz toplayabilir. Cüce nova WZ Sge'nin buna iyi bir örnek olduğu düşünülmektedir (Livio 1982; Warner'dan, 1995).

Kısa dönemli çift çekirdeğe sahip olduğu bilinen birkaç gezegenimsi bulutsu vardır. Gezegenimsi bulutsuların yaşı, yaklaşık olarak 10^4 yıl olduğundan bu çekirdeklerin yakın zamanda ortak zarftan çıktığı düşünülebilir. Livio (1993c; Warner'dan, 1995), F ve G yıldızlarında gözlenen çift olma durumlarını dikkate alarak en azından %17'sinin ortak zarf evrimi geçirmesi gerektiğini tahmin etmiştir. Gezegenimsi bulutsuların yaklaşık olarak %13'ünün merkezinde çift sistem olduğu bilinmektedir. Gezegenimsi bulutsuların yaklaşık olarak %80'i eksensel simetri gösterir (Zuckerman and Aller, 1986; Warner'dan, 1995) Bunun nedeni kısmen

ortak zarf ve kısmen de gezegenimsi bulutsu üzerine etki eden daha uzak yörüngelerde dolanan nesnelerdir. Yine de gezegenimsi bulutsuların sadece yarısı eksensel simetri gösterir (Bond and Livio, 1990; Warner'dan, 1995). Bundan dolayı ortak zarf, daima küresel olmayan püskürme ile sonuçlanmayabilir. Bazıları simetrik olarak görünebilir çünkü simetri eksenini boyunca gözlenirler. Diğerlerinin şekilleri yıldızlararası ortamla etkileşimler ile değişir. Evrimin bu aşamasında alınan kompozit tayflar, beyaz cücelere eşlik eden soğuk yıldızların varlığını ortaya koyar. Önemli miktarda sönük beyaz cücenin kompozit tayfa sahip olduğu bulunmuştur (Berg et al., 1992; Warner'dan, 1995), fakat bu sistemlerin yaklaşık olarak %90'ının geniş ve etkileşmeyen sistemler olması beklenmektedir (de Kool and Ritter, 1993; Warner'dan, 1995).

Katakлизмik öncesi sistemler, ayırık sistemler olduklarından $\dot{M}_1 = \dot{M}_2 = 0$ ve denklem (3.6) ve (3.7) aşağıdaki eşitliği verir.

$$\frac{j}{J} = \frac{1}{2} \frac{\dot{a}}{a} = \frac{1}{3} \frac{\dot{P}_{orb}}{P_{orb}} \quad (3.64)$$

Verilen bir j değeri için bu eşitlik, dönemi ve ayırlığı zamanın fonksiyonu olarak yazabilmek; özellikle yarı ayırık duruma ulaşmak için geçen zaman t_{sd} değerini elde etmek amacıyla integre edilebilir. Bu sistemlerde manyetik frenlemenin önemi ilk olarak Eggleton (1976; Warner'dan, 1995) tarafından tartışılmıştır.

$M_{i,2} \geq 1$ olan sistemler için Roche lobunun çöküşü ile bileşenin nükleer zaman ölçeğinde genişlemesi arasında bir yarış vardır. $j = j_{GR}$ olarak¹² denklem (3.46) ve (3.64) aracılığıyla ayırık evredeki yaşam süresi için

¹² Güçlü manyetik sistemler için $M_1(2) \leq 0.25$ ile uyumludur.

$$t_{sd} = 4.73 \times 10^{10} \frac{(1+q)^{1/3}}{q} M_1^{-8/3} (1) [P_i^{8/3}(d) - P_f^{8/3}(d)] \text{yıl} \quad (3.65)$$

değerine ulaşılır. Burada P_i ve P_f sırasıyla başlangıç yörünge dönemi ve değme anındaki son yörünge dönemidir. Sonuncusu denklem (3.37) yardımıyla

$$P_f(d) = 0.37 M_{i,2}^{4/5} = 0.37 q^{4/5} M_{i,1}^{4/5} \quad (P_f(d) \leq 0.38) \quad (3.66)$$

olarak bulunur. Denklem (3.65) ayrıca ayırık evre için kalan zamanı tahmin etmek için de kullanılır (Çekimsel ışınım frenlemesi için). Örneğin HW Vir, yaklaşık olarak 1.7×10^9 yıl sonra bir kataklismik değişen olacaktır. Frenleme yasasındaki belirsizlik yüzünden manyetik frenleme durumu daha az güvenilirdir. Denklem (3.31), (3.33) ve (3.64) kullanılarak:

$$t_{sd} \approx \frac{8.26 \times 10^6}{(1+q)^{1/3} q^{2/3} M_{i,2}^{2/15} [k_2^2 / 0.1]} \left[\left(\frac{P_i}{P_f} \right)^{10/3} - 1 \right] \text{yıl} \quad (3.67)$$

elde edilir. Örneğin V471 Tau'nun yaklaşık olarak $t_{sd} \sim 3 \times 10^7$ yıl sonra yörünge dönemi 6.9 saat olan bir kataklismik değişen olması beklenmektedir. Gerçekten de tutulma zamanlarından yörünge döneminin yaklaşık olarak 10^7 yıl zaman ölçeğinde azaldığına dair kanıtlar vardır.

Değme durumunda baş yıldız sadece

$$L_{Ed} = \frac{4\pi G c M}{\sigma_e N_e} = \frac{6.41 \times 10^4}{(1+X)} M_1 L_\odot \quad (3.68)$$

Değerini oluşturan orana kadar kütle kabul eder. Denklem (3.68)'den şu gereklilik ortaya çıkar:

$$\dot{M}_1 < \dot{M}_{Ed} = 1.8 \times 10^{-5} R_9(1) M_{\odot} / \text{yıl} \quad (3.69)$$

Eğer $\dot{M}_1 > \dot{M}_{Ed}$ ise ikinci bir ortak zarf evresi oluşabilir. Eğer $\dot{M}_1 < \dot{M}_1 < \dot{M}_{Ed}(1)$ kararlı nükleer yanma meydana gelir.

İki kataklismik değişenin gezegenimsi bulutsu ile ilişkili olduğuna dair kanıt vardır. BZ Cam bir nova benzeri sistemdir. Etrafında püskürtülmüş nova kabuğu olduğu düşünülen bulutsu vardır (Ellis et al., 1984; Warner'dan, 1995). Bu nova kabuğunun genişleme hızı çok düşüktür. Bunun yerine bir gezegenimsi bulutsu olduğu düşünülmektedir (Krautter et al., 1987; Warner'dan, 1995).

GK Per, yaklaşık olarak 0.7 pc'lik bir kızılötesi toz kabuğa sahiptir. Sistemin eski bir gezegenimsi bulutsu olduğu düşünülmektedir (Bode et al., 1987; Scott et al., 1994; Warner'dan, 1995). Gezegenimsi bulutsu çekirdeği V664 Cas daha önce kataklismik değişen olduğuna dair kanıtlar sunar. Bunun tayfı IP olan TW Pic sistemininkine benzer (Acker and Stenholm, 1990; Warner'dan, 1995). Bond (1989; Warner'dan, 1995), Bernard (1908), gözlemlerinin ortaya koyduğu gezegenimsi bulutsu NGC 7662'nin 3 kadirden büyük değişimlerinin kaynağının olası cüce nova patlamaları olduğuna işaret etmiştir. Bu sistemler, ortak zarf evriminin, bazı durumlarda kütle transfer eden çifti kataklismik değişen evriminin başında bıraktığını akla getirmektedir. Sistem değen çift yıldız olarak evrimleşmeden önce nova patlamaları geçirebilir. V471 Tau sistemini çevreleyen 1200 km/s hızı ile genişleyen gaz vardır (Sion et al., 1989; Warner'dan, 1995). Bunun AD396'daki nova patlamasından meydana geldiği düşünülmektedir (Pskovski, 1979; Warner'dan, 1995). Eğer V471 Tau böylesi bir nova olayı geçirseydi; kaynağı $\dot{M}_1 \sim 4 \times 10^{-13} M_{\odot} / \text{yıl}$ olarak tahmin edilen rüzgar kaynaklı toplanan kütle olması gerekirdi (Sion et al. 1989; Warner'dan, 1995).

3.5.4 Korunumlu evrim

Kataklismik değişenlerin çoğu 75 dakika ile 8 saat arasındaki yörünge dönemlerine sahiptir (Ritter and Kolb, 2003; Butters et al.'dan, 2009). Bu sistemleri düşük kütleli X-ışın çiftlerindeki beyaz cücelere benzer yıldızlar içerir. 8 saat ile 3 gün arasında dönemleri olan bileşenlerin Roche loblarını doldurmak için cücelerden

daha büyük yarıçaplara sahip olmaları gerekir. Bu nedenden dolayı genellikle evrilmiş altdevler dikkate alınır. Yaklaşık olarak 200 günlük dönemlere sahip birkaç kataklismik değişen vardır ve bunların bileşen yıldızlarının Roche loblarını doldurabilmesi için dev yıldızlar olması gerekir. 3- 200 gün arasındaki dönemlere sahip evrilmiş kataklismik değişenlerin olmaması, başlangıçta bileşenlerin beyaz cüce kütlelerinin %67'sinden daha büyük kütlelere sahip olmalarından dolayı meydana gelen dinamik kararsızlık ile ilişkilidir. Bu durumdaki çiftler, hızlı kütle transfer ederler ve ortak zarf evresindeyken dönemlerini kısaltırlar (Iben and Livio, 1993; Butters et al.'dan, 2009). Dönemleri 200 günden daha uzun olduğu halde kütle transfer eden sistemler de vardır. Bu sistemler, simbiyotik sistemler olarak bilinirler ve genellikle Roche lobunu doldurmamışlardır. Süper dev bir yıldızın rüzgar alanında dolanan beyaz cüce içerdiklerinden büyük kütleli X-ışın çiftlerine benzerler (Butters et al., 2009).

Roche lobuna değme anından itibaren bileşenin dış katmanları kütle kaybeder. Bunun bileşenin iç yapısı üzerinde önemli etkileri vardır ve onu termal dengeden çıkarır. Bazı durumlarda kütle transferi dinamik zaman ölçeğinde başlatılır bu da ikinci bir ortak zarf evresinin oluşmasına neden olur (Warner, 1995). Manyetik veya çekimsel frenleme aracılığıyla uzun soluklu kütle transferi yörünge elemanlarının değişmesine neden olur (Warner, 1995). Korunumlu evrimi anlamada sorun yaratan en büyük belirsizlik, kataklismik öncesi çiftlerin başlangıç koşullarının bilinmiyor olmasıdır (D'Antona and Mazzitelli, 1982).

Korunumlu evrimin sonunda beyaz cüce olan baş yıldız ve yozlaşmış düşük kütleli siyah cüce bileşenden oluşan bir çift sistem oluşabilir. Bu tür çiftler, prensipte sıradan kataklismik değişenlerden ayırt edilebilir (Ritter, 1983c). Yine de çok düşük kütle transfer oranları sebebiyle çok sönük olmaları, gözlemsel olarak incelenmelerini zorlaştırdığından dolayı korunumlu evrimin son noktası karanlıkta kalmaktadır (Ritter, 1983c; Ritter'den, 1983).

4. BİLEŞEN YILDIZ VE EVRİME ETKİLERİ

Kataklismik değişenlerin tüm davranışları, bileşenin kütle transferine ve beyaz cücenin manyetik momentinin gücüne bağlıdır. Yörünge dönemi, kütle oranı ve kimyasal bolluk gibi parametreler daha az etkiye sahiptir (Butters et al., 2009). Anakoldaki yıldızların fiziksel yapısı ise kütlelerine önemli ölçüde bağlıdır. Kütle $1.5M_{\odot}$ kütlelerinden daha büyük olan yıldızlar, tamamen radyatif zarfa sahipken; $0.4M_{\odot}$ değerinden daha az kütleyle sahip olanlar, tamamen konvektiftir. Bu değerler arasındaki kütlelere sahip olan yıldızların konvektif zarfları, kütleleri ile ters orantılı olarak daha büyüktür. Bu sebeple merkezinde hidrojen yakan ve kütle kaybeden küçük kütleli bir yıldızın konvektif zarfı, yıldız tamamen konvektif olana kadar yıldızın iç kısımlarına doğru ilerler. Başlangıçta çekirdekteki nükleer tepkimelerin sonucu olarak ortaya çıkan kimyasal bileşim tabakalaşması, tamamen homojen bir yapıya sahip olunması sebebiyle ortadan kalkar. Bir yıldız, eğer bir sistemin Roche lobunu doldurmuş bileşeni ise bu durumla karşı karşıya kalabilir. Kataklismik yıldızların bileşenleri, $0.1-1M_{\odot}$ aralığındaki kütlelere sahip, hidrojen yakan yıldızlar olduklarından dolayı gerekli koşulu sağladıkları düşünülebilir. Kısmi konvektif yapıdan tamamen konvektif yapıya geçiş; $0.4M_{\odot}$ kütleline sahip, Roche lobunu doldurmuş bileşen yıldız içeren kataklismik değişenler için 3 saate yakın yörünge dönemlerinde gerçekleşir. Bileşenin artan yarıçapı, kütle kaybında geçici bir artışa neden olur ve advectif açısal momentum kaybı artar. Sistemde dinamik kütle transferi gerçekleşir. Dönem boşluğuna yaklaşan çiftler bu nedenle gözlenemezler (D'Antona and Mazzitelli, 1982).

Konveksiyonun davranışı, yıldızın kimyasal tabakalaşmasına ve termal dengeden ne kadar uzak olduğuna bağlıdır. Çok fazla evrimleşmemiş yıldızlar için toplam karışım yaklaşık olarak $0.4M_{\odot}$ civarında gerçekleşir. Karışma işlemi, çekirdekteki ^3He yoğunluğunu önemli ölçüde arttırabilir veya azaltabilir. Nükleer ışıtmadaki ani değişim, yarıçapta artışa ve azalmaya neden olur. Bazı modellerde elde edilen toplam karışım $0.2M_{\odot}$ civarında gerçekleşir. Kütle kaybetme oranları $10^{-10} - 10^{-9} M_{\odot} / \text{yıl}$ ve $5 \times 10^{-9} M_{\odot} / \text{yıl}$ olan evrim yollarındaki yıldızlar, termal dengeden ayrılmaya başlar. Konvektif zarfın kütle kaybına etkisi sebebiyle yarıçap

büyüme eğilimindedir ve termal dengedeki yıldızlarla kıyaslandığında daha büyük olur (D'Antona and Mazzitelli, 1982).

Kataklismik sistemler, madde toplanmasının temel astrofiziksel sürecini çalışmak için gözlense de Roche lobunu doldurmuş bileşenin kendisi bu etkileşen çift sistemin kökeni, evrimi ve davranışlarını anlamada kilit rol oynar. Örneğin bileşen yıldızın manyetik aktivitesi, kataklismik değişenlerin evriminde manyetik frenleme mekanizması ile açısal momentum tükettiği için çok önemlidir (Kraft 1967; Mestel 1968; Spruit and Ritter 1983). Bu mekanizma, sistemin bileşenleri arasında kütle transferinin sürdürülmesinden sorumludur ve kataklismik değişenlerin daha kısa yörünge dönemlerine evrimleşmesine neden olur (Watson et al., 2006).

4.1 Bileşenin Doğası

Robinson (1976) ve Warner (1976) tarafından oluşturulan kataklismik yıldızların standart modelinde bileşen bir anakol yıldızıdır. Ritter (1980a, 1983b,d,f), bileşenlerin kütle-ısıtma ve kütle-yarıçap diagramlarını inceleyince; bunların gözlenen düşük kütleli anakol yıldızlarından farksız olduğunu belirlemiştir. Bileşenlerin doğasını daha iyi anlamak için ortalama yoğunluk ve tayf tipini içeren grafikteki konumuna bakılmalıdır (Ritter, 1986). Bu diyagram, direkt olarak gözlenebilen nicelikler içerdiği için birkaç istisna dışında (GK Per, BV Cen) bileşenlerin anakol yıldızları oldukları ortaya çıkar (Ritter, 1986). Kataklismik sistemlerdeki bileşen yıldızların çoğunun alt anakol yıldızlarına benzedikleri ortaya çıksanda bu durum, farklı nedenlerle de sağlanıyor olabilir. Çünkü kataklismik değişenlerdeki bileşen yıldızlar, izole yıldızlardan farklı olarak birçok aşırı durum ile karşı karşıya kalırlar. Bu durumlar, Dhillon and Watson (2000) çalışması dikkate alınarak şu şekilde sıralanabilir:

- Sıcak ışınlıyıcı kaynak olan beyaz cüceden $1 R_{\odot}$ uzaktadırlar.
- Hızlı dönerler ($v_{\text{rot}} \sim 100 \text{ km/s}$).
- Roche loblarının şeklini almışlardır.
- Yaklaşık olarak $10^{-8} - 10^{-11} M_{\odot} / \text{yıl}$ oranında kütle kaybederler.
- Dev bir yıldızın atmosferinin içinde bulundukları ortak zarf evresi geçirirler.
- Her 10^4 yılda bir nova patlamalarına maruz kalırlar (Dhillon and Watson, 2000).

Bazı kataklismik yıldızlar için kütle oranları, dikine hız ölçümleri ile belirlenebilir. Bu ölçümlerin güvenilir oldukları düşünülürse kataklismik değişenlerin çoğu için kütle oranının birden büyük veya eşit olduğu görülebilir. Yani beyaz cüce, daha ağır olan bileşendir. Bileşenlerin kütle kaybetmesi kataklismik yıldızların tanımlayıcı özelliğidir. Kütle transferinin etkileri, toplanma diski, parlak leke ve titreme gözlemleri ile elde edilebilir. Genellikle cüce nova ve nova patlamalarının kütle transferi sonucunda oluştuğu düşünülür. Transfer edilen kütle miktarı direkt olarak belirlenemediği için gözlemlerden elde edilen toplanma ısıtımları ile yapılan tahminler aracılığıyla ortaya çıkan sonuçlara göre; kütle transfer oranları oldukça küçüktür. Tipik tahminler $10^{-10.5} M_{\odot} / \text{yıl} \leq -\dot{M}_2 \leq 10^{-8.5} M_{\odot} / \text{yıl}$ arasındadır (Ritter, 1986) .

4.2 Bileşenlerin Tespit Edilmesi

Çevresel faktörlerin kataklismik sistemlerdeki bileşen yıldız üzerindeki etkilerini çalışmak amacıyla bileşenin yüzey görüntülerine ihtiyaç duyulur. Direkt olarak görüntülemek söz konusu değildir. Çünkü 400 000 km yarıçaplı ve 200 pc uzaklıktaki tipik bir bileşen ele alınırsa yıldız yüzeyinin %20'sini kapsayan bir özellik için gerekli olan çözünürlük, 1 mikro yaysaniyesi civarındadır. Bu da Yer'deki en büyük teleskobun kırınım limitli çözünürlüğünden 10 000 kat daha büyüktür (Dhillon and Watson, 2000).

Yıldız evrim modellerinin test edilebilmesi amacıyla yıldız kütlelerinin doğru bir şekilde belirlenebilmesi için kataklismik sistemlerdeki bileşen yıldızların iç yarımküresinin ışınlanma deseni belirlenmelidir. Ayrıca ışınlanma deseni, beyaz cüce civarındaki toplayıcı yapıların geometrisi hakkında bilgi sağlar. Daha da

önemlisi, bileşen yıldızların yüzeylerinin görüntülenmesi Güneş-yıldız bağlantılarının ortaya çıkarılmasına katkıda bulunur (Dhillon and Watson, 2000).

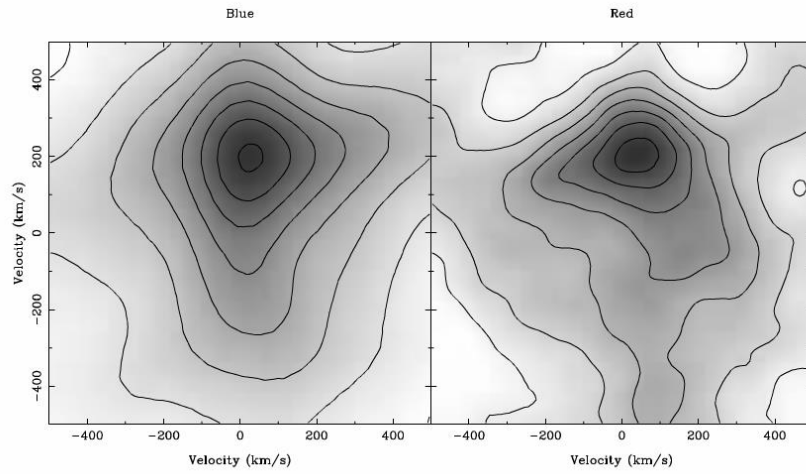
Bileşen yıldızların yüzey yoğunluğunu haritalamak ve manyetik lekelerin sayısı, boyutu, dağılım ve çeşitliliğini elde etmek için astro-tomografik yöntemler kullanılır. Bileşen yıldızları gözlemek için en uygun dalgaboyu $\lambda_{\max} = 5100/T_{\text{eff}}$ μm eşitliği dikkate alınırsa etkin sıcaklıkları 6000-2000 K arasında değişen G-M cüce bileşen yıldızlar için yaklaşık olarak 0.8–2.5 μm olarak elde edilir. Yani en uygun dalgaboyları, daima optik ve yakın kızılöte aralığına düşer. Uzun dönemli kataklismik sistemlerdeki bileşen yıldızlar gözleniyorsa, H_{α} civarında R bandında çok sayıdaki nötr metal soğurma çizgilerini gözlemek genellikle en iyisidir. Çünkü kısa ve orta dönemli bileşenler en iyi TiO moleküler bantlarında ve I bandındaki NaI soğurma dubleti sayesinde gözlenirler (Wade and Horne, 1988; Dhillon and Watson'dan, 2000). Eğer bileşenler optik tayf ile tespit edilemezse¹⁴ J ve K bantlarında yakın kızılöte tayf alınabilir. Patlamalar sırasında cüce novalarda ve minimum evredeki nova benzeri sistemlerde bileşen yıldızların soğurma çizgileri, sistemin tayfında görülebilir (Dhillon et al., 1994). Bu dar renk küre salma çizgileri, bileşen yıldızın iç yarım küresinde yaratılır ve baş yıldızdan gelen ışınlamadan veya ilgili toplanma bölgelerinden kaynaklandıkları düşünülmektedir. Salma çizgileri genellikle Balmer çizgilerinde belirgindir fakat HeI, HeII ve MgII çizgileri de gözlenmiştir (Harlaftis, 1999, Dhillon and Watson'dan, 2000).

4.2.1 Çarpık haritalama

Eğer kataklismik yıldızların tayfında bileşen yıldız görünmüyorsa, bileşenin ek tayfının sinyal gürültü oranını ve tespit edilebilme olasılığını arttırdığı düşünülebilir. Bu teknikte şablon tayfa eklenecek olan tayflar çapraz olarak eşleştirilir. Eğer güçlü bir eşleşme varsa elde edilen çapraz eşleme fonksiyonlarının pikinin yeri, gözlenen tayfta sinüzoidal bir yol izler. Gözlenen tayfta her çapraz eşleme fonksiyonunun pikinin hızı, yörünge evresine göre çizdirilirse bileşen

¹⁴ Kısa dönemli cüce novalar ve nova benzeri sistemler için genel bir durumdur.

yıldızın yörüngesi tanımlanabilir. Piklerin yerlerinin iyi tanımlanabilmesi için çapraz eşleme fonksiyonları çok gürültülüdür. Direkt olarak bunları kullanmak yerine Doppler tomografisinde kullanılan geri yansıtma metodu kullanılır. Bu da çarpık haritalama olarak bilinir. Bileşen yıldızın gerçek sinüzoidal yolu boyunca uzanan gürültülü pikler, geri yansıtma süreci sırasında güçlenecektir. Bu da çarpık haritada $(0, K_2)$ da bir leke oluşmasına neden olur. Burada K_2 , bileşen yıldızın dikine hız yarı genişliğidir. Şekil 4.1’de BT Mon sistemine uygulanmış çarpık haritalama tekniği gösterilmiştir (Dhillon and Watson, 2000).



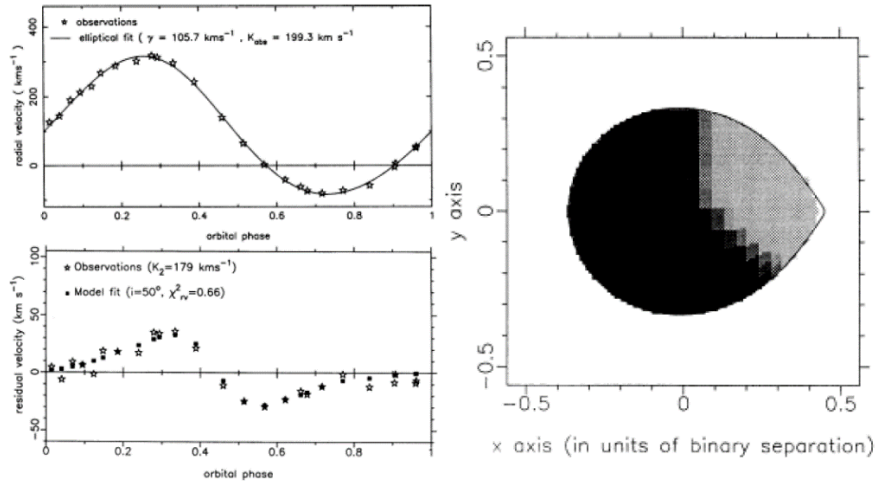
Şekil 4.1 Nova BT Mon için yapılmış olan çarpık harita (Smith and Dhillion’dan, 1998).

4.2.2 Bir boyutlu haritalama teknikleri

4.2.2.1 Dikine hız eğrisi temsili

Kataklismik değişenlerin dikine hız eğrilerinde kütle merkezinin hareketini temsil eden sinüs dalgası şeklinde bozulmalar görülebilir. Davey and Smith (1992, 1996; Dhillon and Watson’dan, 2000), dikine hız eğrilerinde gözlenen asimetrisi kullanarak bileşen yıldızın yüzey görüntülerini oluşturmuştur. Kullandıkları tek leke modelinde bileşen yıldızın iç yarım küresinde ısıtılan tek bölge dikkate alınmıştır. Bu bölgenin gücü, boyutu ve konumu değişebilmektedir. Yani 3 serbest parametre vardır. Lekenin yeri, sadece boylamsal doğrultularda değişim ile sınırlıdır ve bundan dolayı ortaya çıkan haritalar yörünge düzlemi civarında simetri eksenini olduğunu varsayar ve sadece iki boyutludur. Şekil 4.2’de Davey and

Smith'in (1996; Dhillon and Watson'dan, 2000) AM Her için elde etmiş olduğu görüntü görünmektedir. Sol üst köşede NaI soğurma dubletinin 8190 Å civarındaki dikine hız eğrisi; sol altta bileşen yıldızın kütle merkezi hareketinin çıkartıldığı durumdaki dikine hız eğrisi ve sağda ise AM Her'in yüzey haritası gösterilmiştir. Aydınlık bölgeler NaI dubletinin en zayıf olduğu bölgelerdir (Dhillon and Watson, 2000).

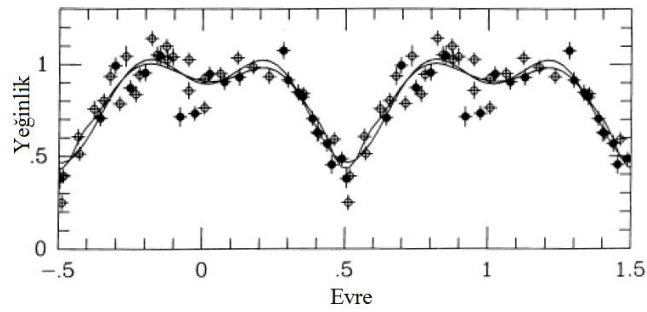


Şekil 4.2 AM Her' in dikine hız eğrisi ve yüzey haritası (Davey and Smith'den, 1996).

4.2.2.2 Işık eğrisi temsili

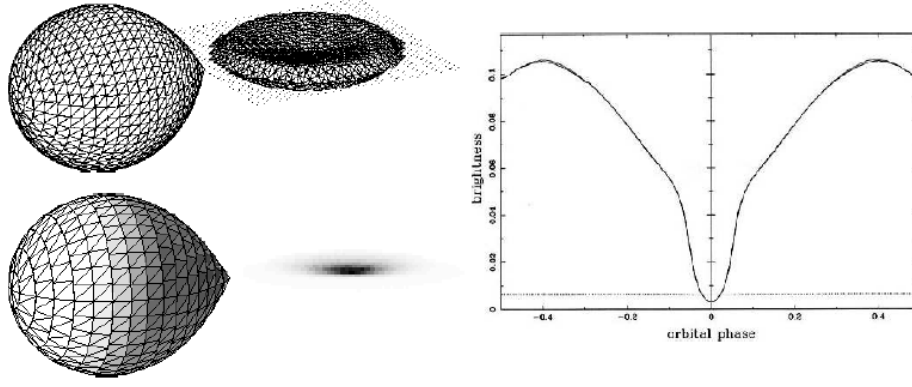
Katakлизмik yıldız araştırmalarında köklü bir yöntemdir. Tutulma eşleştirme metodu aracılığıyla toplanma diski çalışmalarında önemi kavranmıştır (Horne, 1985; Dhillon and Watson'dan, 2000). Işık eğrisi uydurma ile bileşen yıldızın yüzey görüntülerini elde etmek amacıyla tutulma eşleştirme metodu, bileşen yıldız için düzenlenmelidir. Bunun için yığılma diski ızgaralarına ek olarak bileşen yıldız ızgaraları eklenmeli ve sadece tutulma kısmı yerine tüm ışık eğrisine uyum sağlanmalıdır. Izgaradaki her elemana bir yoğunluk atfedilir. Bu yoğunluklar, izdüşüm alanına ve her yörünge evresindeki kenar kararmasına göre ağırlıklandırılır. Ağırlıklandırılmış yoğunluklar, yörünge evresinin fonksiyonu olarak toplanarak model bir ışık eğrisi elde edilir. Modelin bazı ızgara parlaklık dağılımları, gözlenen ışık eğrileri ile karşılaştırılırsa; eleman yoğunlukları, gözlenen ışık eğrisi ile iyi uyum sağlanana kadar iteratif olarak ayarlanabilir.

Genellikle maksimum entropi yaklaşımı kullanılır. Böylesi bir yaklaşım Wade and Horne (1988; Dhillon and Watson'dan, 2000), tarafından benimsenmiştir. Yaptıkları çalışmada Z Cha cüce novasının ışık eğrisinde TiO bant akısını temsili için bileşen yıldız ızgaralarını kullanıp toplanma diski ızgaralarını kullanmamışlardır. Gözlem verisi Şekil 4.3'te noktalar ile temsil edilmiştir ve veriye uydurulan eğri sürekli eğriler ile gösterilmiştir. Gözlem verisi, çift tepeli değişim göstermektedir. Bu değişimler, eliptik modülasyonlar olarak bilinir. Bunlar bileşenin Roche lobunun görünüşünün değişmesi ile oluşur. Roche lobu, en geniş izdüşüm alanına sahiptir ve bu sebeple 0.25 ve 0.75 evrelerinde en yüksek akıya sahip olurken kavuşum evrelerinde (0 ve 0.5 evreleri) en küçük alana dolayısıyla en düşük akıya sahip olur. Veriye en iyi uyum L_1 civarında minimuma sahip olan TiO dağılımı ile elde edilmiştir. Wade and Horne (1988; Dhillon and Watson'dan, 2000), ışık eğrisi fitine toplanma diski ızgarasını koymamıştır. Çünkü disk, TiO bant akısı vermemektedir. Geniş bant ışık eğrileri (özellikle kızılötede elde edilenler), bileşen ve diskten gelen eşit katkıya sahiptir. Bu da herhangi bir ışık eğrisi uydurma işleminin hem bileşen yıldız ızgaralarını hem de toplanma diski ızgaralarını içermesi gerektiğini ortaya koyar (Dhillon and Watson, 2000).



Şekil 4.3 Z Cha cüce novasındaki eliptik değişimler (Dhillon and Watson'dan, 2000).

Ruten (1998; Dhillon and Watson'dan, 2000), 3 boyutlu tutulma haritalama tekniğini geliştirmiştir. Şekil 4.4'ün sol üst köşesinde 3 boyutlu tutulma haritalamada kullanılan tipik toplanma diski ve bileşen yıldız ızgaraları görülmektedir.



Şekil 4.4 Üç boyutlu tutulma haritalama (Dhillon and Watson'dan, 2000).

Parlak iç yarım küreye ve karanlık dış yarım kürelere sahip olan bir bileşen, standart $T_{\text{eff}}^4 \propto R_{\text{disk}}^{-3}$ bir disk ile karşılaştırılmış (Warner, 1995) ve Şekil 4.4'ün sağ tarafındaki panelde gösterilen ışıık eğrisini oluşturmuştur. Bu eğri, fit edilirse Şekil 4.4'ün sol altında gösterilen sistemin haritası ortaya çıkar. Bu da ızgara elemanlarına atfedilmiş orijinal yoğunluklar için iyi bir temsildir (Dhillon and Watson, 2000).

4.2.2.3 Çizgi genişliği temsili

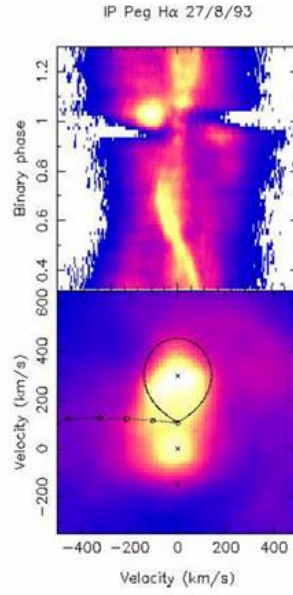
Çizgi profillerinin iki tanımlayıcı özelliği olan çizgi gücü ve bulunduğu yerdeki değişimler, kataklismik değişenlerdeki bileşen yıldızı haritalamak için kullanılabilir¹⁵. Yörünge evresi ile çizgi genişliğinin değişmesi, bileşen yıldızın senkronize döndüğü ve geometrik olarak bozulduğu dikkate alınırsa yörünge evresinin fonksiyonu olarak bileşen yıldızın izdüşüm yarıçapında değişimler meydana getirir. Verilen bir yörünge dönemi için bileşen yıldızın izdüşüm yarıçapı ne kadar büyükse çizgi profili de o kadar geniş olacaktır. Bu da dönmeden kaynaklı genişlemenin yörünge evresi ile değişeceğini gösterir. Kavuşum evresinde,

¹⁵ Ayrıca çizgi profillerinin üçüncü bir tanımlayıcı özelliği vardır: çizgi genişliğindeki değişim daha genel bir ifadeyle çizgi şekli.

izdüşüm yarıçapı ve dönme genişlemesi minimumken, çeyrek (0.25 ve 0.75) evrelerde maksimum olur (Dhillon and Watson, 2000).

4.2.3 Doppler tomografisi

Doppler tomografisi, hız uzayında sistemin iki boyutlu haritasını elde etmek için çiftin yörüngesine yayılmış salma çizgisi profillerinin zaman serisini kullanır. Yine de öncelikle kataklismik yıldızlardaki toplanma bölgelerini çalışmak için kullanılmıştır. Bu teknik ayrıca bileşen yıldız çalışmalarında da başarılı olduğunu kanıtlamıştır. Bunun nedeni genellikle daha güçlü ve daha geniş olan toplanma bölgelerinden gelen salmaları, açık bir şekilde bileşenin salmalarından ayırmasıdır. Şekil 4.5'in üst kısmı IP Peg sisteminde H_{α} salma çizgisinin gözlenen tayfını göstermektedir. 0 km/s'deki sabit bileşene ve 0.5 evre civarında kırmızıya kaymadan maviye kaymaya geçen sinüzoidal bileşene dikkat etmek gerekir. Sinüzoidal ışınma kaynağı, bileşen yıldız Roche lobunun iç yarımküresi üzerine haritalanmıştır (Şekil 4.5 alt panel). Işınma, neredeyse kesin olarak beyaz cüce ve patlamalı diskin sıcak iç bölgeleri tarafından ısıtılma ile güçlendirilmektedir. Bu da L_1 noktası civarı yerine kutuplar civarında ısımanın görülmesi sonucu ile desteklenmektedir. Sabit eleman, çiftin kütle merkezi üzerinde haritalanmıştır (Şekil 4.5'in alt panelinde sıfır hızda çarpı ile gösterilmiştir). Bu elemanı çiftin durgun olan belirgin bir kısmı olmadığından açıklamak daha zordur. Işımanın nedeninin; bileşenin yüzeyinde oluşan ve onunla eş dönen manyetik bir ilmeğe tuzaklanan malzeme olduğu düşünülmektedir. Bu model ile Steegh et al. (1996; Dhillon and Watson'dan, 2000) Şekil 4.5'deki Doppler haritasını; bileşen yıldızın manyetik alan gücünü (kG mertebesinde), sıcaklığını ($2 \times 10^4 K$) ve manyetik ilmekteki maddenin toplam kütleini ($10^{18} g$) tahmin etmek için kullanmıştır. Bu değerler, izole cüce yıldızların benzer manyetik ilmek gözlemlerinden elde edilen parametreler ile uyum içersindedir.

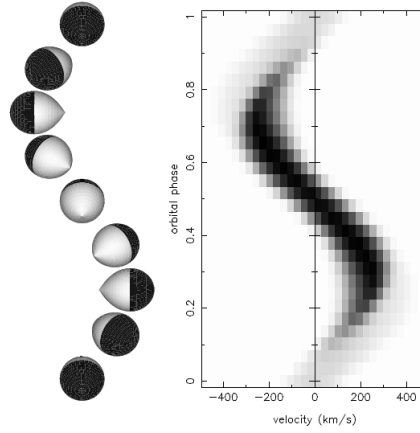


Şekil 4.5 IP Peg sisteminde manyetik ilmek ve toplanma disk (Steeeghs et al.'dan, 1996).

4.2.4 Roche tomografisi

Bir boyutlu tekniklere göre avantajı, bileşen yıldızı haritalarken bir boyutlu teknikler çizgi profili hakkında sadece bir kısım bilgi ortaya çıkarırken (yani akısındaki değişim, radyal hız ya da genişlik), Roche tomografisi tüm özellikleri tek bir çizgi profilinde kullanır. Şekil 4.6'da Roche tomografisi ile elde edilmiş bir görüntü görülmektedir. Roche tomografisi, tek yıldızları, degen çiftleri ve kataklismik öncesi sistemlerdeki ayrık bileşenleri haritalamak için kullanılan Doppler görüntüleme tekniğine çok benzer. Tek yıldızların Roche tomografisi ve Doppler tomografisi arasında iki temel fark vardır. İlki; kataklismik sistemlerdeki bileşen yıldızlar, gelgit etkileri sebebiyle Roche lobunun şeklini alır ve çiftin kütle merkezi etrafında senkronize dönerler. İzole yıldızlar ise sadece kendi kütle merkezleri etrafında dönerler ve dönme eksenlerine göre simetriklerdir. İkincisi ise; süreklilik Roche tomografisinde ihmal edilirken, Doppler görüntülemeye kullanılır. Kataklismik yıldızlarda toplanma bölgelerinin tayfına bilinmeyen ve değişken katkılar sebebiyle Roche tomografisinde mutlak çizgi akıları haritalanır. Bu nedenle Roche tomografisi ile haritalamadan önce verinin yarık kayıpları düzeltilmiş ve süreklilik çıkartılmış olmalıdır. Oysa Doppler görüntülemeye tayfın yarık kayıplarının düzeltilmesine ve sürekliliğin veriye bölünmesine gerek yoktur. Sistem parametreleri kataklismik yıldızlarda tek yıldızlara göre daha iyi sınırlandırıldığından; Roche tomografisi, Doppler görüntülemesinden daha zor bir

iştir. Bunun nedeni tek yıldızlara göre kataklismik yıldızlardaki bileşen yıldızların hem daha sönük olması hem de daha hızlı dönmesidir. Bu sebeplerden dolayı yüzey görüntüleri Doppler görüntülemesi ile elde edilenlerden çok daha düşük kaliteli olur (Dhillon and Watson, 2000).



Şekil 4.6 Roche tomografisinin temsili gösterimi (Dhillon and Watson'dan, 2000).

4.3 Bileşenlerin Kütlesi ve Yarıçapı

Kataklismik değişenlerde baş yıldız ve bileşenin kütlesini ve diğer parametreleri belirlemek için en iyi metod, Monte Carlo metodudur. Basit yaklaşımlar, oldukça hassas q ve M_2 değerleri verebilir (Smith and Dhillon, 1998).

$$K_R = \frac{2\pi}{P} \frac{a}{(1+q)} \sin i \quad (4.1)$$

ve

$$V \sin i = \frac{2\pi}{P} R_2 \sin i \quad (4.2)$$

ifadeleri birleştirilse

$$\frac{R_2}{a} (1+q) = \frac{V \sin i}{K_R} \quad (4.3)$$

elde edilir. Bu eşitlik, denklem (4.12) kullanılarak q 'nın yaklaşık hesabı için basit bir formül verir.

$$q(1+q)^2 = 9.6 \left(\frac{V \sin i}{K_R} \right)^3 \quad (4.4)$$

Yoğunluk- dönem ilişkisi aşağıdaki şekilde yazılabilir:

$$\frac{\rho}{\rho_{\odot}} = \left(\frac{M_2}{M_{\odot}} \right) \left(\frac{R_2}{R_{\odot}} \right)^{-3} = 75.5 P^{-2} (h) \quad (4.5)$$

Ayrıca (4.2) ve (4.5) denklemleri yardımıyla bileşenin kütlesi, $V \sin i$ ve P cinsinden yazılabilir:

$$\left(\frac{M_2}{M_{\odot}} \right) = 0.042 \left(\frac{V \sin i}{100 \text{ kms}^{-1}} \right)^3 \frac{P(h)}{\sin^3 i} \quad (4.6)$$

Tutulan sistemler için $\sin^3 i$, 0.98 değerine yaklaştırılabilir. Bu da bileşenin kütlesinin sadece $V \sin i$ ve P değerlerine bağlı olacağı anlamına gelir (Smith and Dhillion, 1998).

$$\left(\frac{M_2}{M_{\odot}} \right) = 0.043 \left(\frac{V \sin i}{100 \text{ kms}^{-1}} \right)^3 P(h) \quad (4.7)$$

Dönemleri 10 saatten fazla olan sistemlerde bileşenlerin kütlesini hesaplamak için kütle fonksiyonu kullanılabilir (Meliani et al., 2000). Kütle oranını bilmek, kütlelerden biri farklı yollarla belirlenebiliyorsa diğer kütle hakkında bilgi sağlar. Genellikle kütleler dikine hız çalışmaları ile elde edilir. Ne yazık ki bu yöntem, sınırlı bilgi sağlar. Buna rağmen bu tipteki neredeyse her yıldız için bir K_1 çözümü söz konusudur. Fakat bu çözümler, güçlü bozulmalar nedeniyle doğru sonuçlar vermez. Oluşan bozulmalar, yörünge döneminde periyodiklik gösterir, fakat yıldızın gerçek hareketinin göstergesi değildir.

Çizelge 4.1 Monte Carlo simülasyonu sonuçları. Koyu renkli olanlar kullanılan girdileri göstermektedir. Literatürden toplanan P , K_R , $V \sin i$, i ve $\Delta\phi_{1/2}$ değerleri kullanılarak hesaplamalar yapılmıştır. Kullanılan metod, Smith et al. (1998) tarafından kullanılan metoda benzemektedir (Smith and Dhillon 1998).

	AM Her	BD Pav	EX Dra	DX And	GU Mus
P (hr)	3.09	4.30	5.04	10.60	10.38
K_R (km s ⁻¹)	179±2	278±4	210±14	105.8±3.8	420.8±6.3
K_W (km s ⁻¹)	115 ± 18	123 ± 17	176 ± 19	103 ± 9	56 ± 17
$V \sin i$ (km s ⁻¹)	100±10	125±10	140±10	79±5	106±13
i	52±5	73.4 ± 0.9	82.1 ± 2.0	49±4	59.5±5.5
$\Delta\phi_{1/2}$	–	0.040±0.006	0.1103±0.0001	–	–
M_1 (M _☉)	0.44 ± 0.11	0.95 ± 0.10	0.70 ± 0.10	0.51 ± 0.12	6.98 ± 1.45
M_2 (M _☉)	0.29 ± 0.10	0.43 ± 0.10	0.59 ± 0.12	0.50 ± 0.14	0.94 ± 0.40
R_2 (R _☉)	0.33 ± 0.04	0.46 ± 0.04	0.59 ± 0.04	0.92 ± 0.08	1.06 ± 0.15
q	0.64 ± 0.10	0.44 ± 0.06	0.85 ± 0.12	0.98 ± 0.10	0.13 ± 0.04
a (R _☉)	0.96 ± 0.09	1.48 ± 0.05	1.58 ± 0.08	2.44 ± 0.19	4.77 ± 0.34

Birkaç yıldız için K_2 çözümleri vardır ve genellikle bileşendeki soğurma çizgileri kullanılır. Bunlar daha güvenilir olmalarına rağmen oldukça nadir kullanılırlar. Çünkü beyaz cüce ve diskten gelen bozucu ışığın varlığı sebebiyle bu ölçümleri yapmak oldukça zordur. Ayrıca gözlenen K_2 çözümlerinin de düzeltilmeye ihtiyacı vardır. Çünkü ışığın merkezi, kütle merkezi ile tutarlı değildir ve bu düzeltmelerin nasıl yapılacağı bilinmemektedir (Robinson et al., 1986; Patterson'dan, 2001). Katakлизмik yıldızlarda durum daha da kötüdür. Ciddi çizgi bozulmaları ya da iyi belirlenememiş çiftin eğimi sadece tutarlı ortalama değere sahip M_1 değerleri verebilir. Shafter (1983; Patterson'dan, 2001), $\langle M_1 \rangle = 0.7 \pm 0.1 M_{\odot}$ ortalama değerine ulaşmıştır ve bu değer yıllarca değişmemiştir (Patterson, 2001).

Katakлизмik sistemlerdeki tüm bileşenler Roche loblarını doldurduklarından bu M_2 ve R_2 arasında güçlü bir ilişki ortaya koyar:

$$P_{\text{orb}}[\text{saat}] = 8.75(M_2 / R_2^3)^{-1/2} \quad (4.8)$$

Burada kütle ve yarıçap güneş birimi cinsinden ifade edilmiştir (Faulkner et al, 1972; Patterson'dan, 2001). Şekil 4.7'de 61 adet apsisli süper tepe sergileyen sistem noktasal olarak gösterilmiştir. Çarpılar, örten katakлизмik sistemlerde bağımsız yüksek presesyon değerlerini temsil etmektedir. Bu şekil dikkate alınırsa

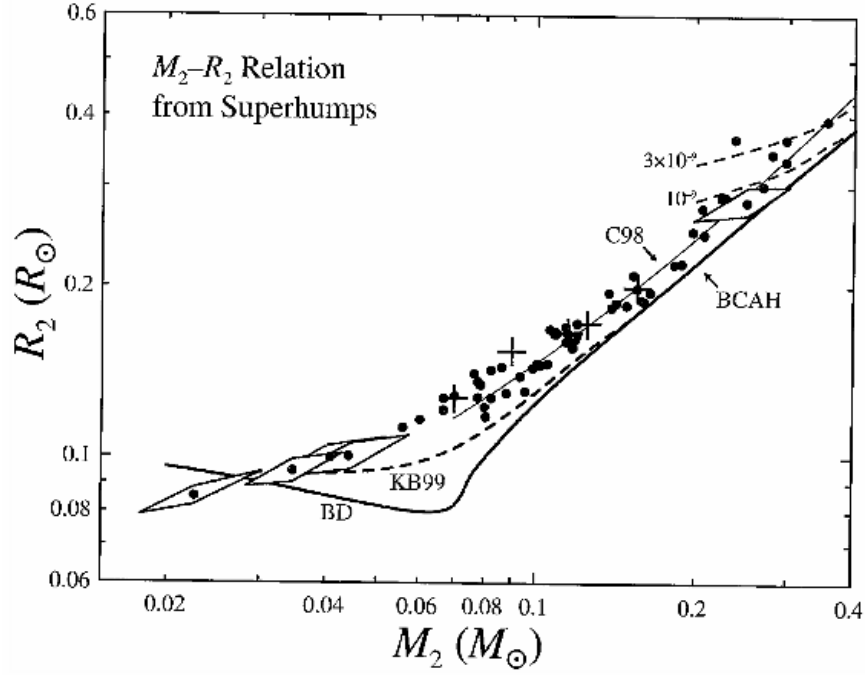
kataklismik değişen bileşenlerinin oldukça iyi sınırlandırılmış kütle-yarıçap ilişkisine uyduğu görülür. En iyi yaklaştırma $0.04 < M_2 < 0.36$ için geçerli olan

$$R_2 = 0.078 + 0.415M_2 + 3.16(M_2)^2 - 5.17(M_2)^3 \quad (4.9)$$

eşitliğidir. Bu ilişkiyi alt anakol tek yıldızları ile karşılaştırmak için sıfır yaş anakol ilişkisi, Şekil 4.7'de BCAH eğrisi (Baraffe et al., 1998; Patterson'dan, 2001) olarak gösterilmiştir. Model, Burrows et al. (1993; Patterson'dan, 2001) çalışması yardımıyla daha küçük kütlelere kadar uzanabilmiştir. Bu eğri soğuk kahverengi cüceleri temsil etmek için BD (Brown-Dwarf-kahverengi cüce) olarak gösterilmiştir. Kesik çizgili (Kolb and Baraffe, 1999; Patterson'dan, 2001) eğri, bileşen daha küçük kütlelere doğru evrimleşirken artan termal dengesizlik sebebiyle uzatılmış BCAH¹⁶ eğrisinden teorik ayrılmaları göstermektedir. Sağ üstteki kesikli çizgiler, sabit iki kütle oranı için kütle-yarıçap üzerindeki etkileri göstermektedir (M_2 / M_1 cinsinden) ve Baraffe and Kolb (2000; Patterson'dan, 2001) tarafından hesaplanmıştır. Bu modelde kataklismik yıldız bileşenlerinin $M_2 > 0.10M_\odot$ için yaklaşık olarak %15; $0.08M_\odot$ için yaklaşık olarak %30 daha büyük çıktığı görülmektedir. Patterson (2001), bunun nedeninin kabul edilen $\varepsilon(q)$ veya $\langle M_1 \rangle$ değerleri olamadığını düşünmektedir. Çünkü bu değerler, tutulan sistemlerdeki kütle yarıçap değerlerinin bu varsayımlardan¹⁷ bağımsız olması sebebiyle makul değerlerdir fakat her ikisi de doğru görünmemektedir. Bunun aksine noktaların arasına çarpıların yerleşmesi, Patterson (2001) modelinde kabul edilen değerlerin yanlış olmadığını gösterir.

¹⁶ Baraffe, I., Chabrier, G., Allard, F. ve Hauschildt, P. H. yazarlarının baş harfleri kullanılarak yapılan kısaltma.

¹⁷ Kabul edilen $\varepsilon(q)$ ilişkisi, tutulan sistemler ile ilişkilidir. Bundan dolayı kesinlikle bağımsız değillerdir. Daha doğrusu BCAH $\varepsilon(q)$ eğrisi civarındaki noktalara doğru hareket eden herhangi bir $\varepsilon(q)$ tüm çarpıların ardında bırakır. Bundan dolayı tutulan çiftlerde tüm iyi tanımlanmış (M_2, R_2) noktaları anormal olacaklardır ve açıklanamazlar.



Şekil 4.7 Kataklişik değışenlerin bileşenlerinin kütle-yarıçap ilişkisi. Noktalar presesyon oranlarından hesaplanmış değerlerdir. Çarpılar ise tutulan cüce novalardan elde edilmiş değerlerdir. İnce çizgi, Clemens et al. (1998; Patterson'dan, 2001) çalışmasındaki teorik kütle-yarıçap ilişkisi eğrisidir (Patterson, 2001).

4.4 Bileşenlerin Tayf Sınıfı

Bileşen yıldızların tayf tipi ve ısıtma sınıfı temel teoriler kullanılarak tespit edilebilir. Bileşen yıldızın ortalama yoğunluğu, şu şekilde verilebilir:

$$\bar{\rho}_2 = \frac{M_2}{\frac{4}{3}\pi R_2^3} \quad (4.10)$$

Burada M_2 ve R_2 sırasıyla bileşen yıldızın kütle ve hacim yarıçapıdır¹⁸. Roche lobu yarıçapı şu şekilde yazılabilir:

¹⁸ Roche lobu ile aynı yarıçapa sahip olan kürenin yarıçapı.

$$\frac{R_2}{a} = 0.47 \left(\frac{q}{1+q} \right)^{1/3} \quad (4.11)$$

Burada $q = M_2 / M_1$ ve a çifti oluşturan yıldızların merkezleri arasındaki mesafedir.

Keplerin 3. Yasasının Newton genelleştirmesi:

$$\frac{4\pi^2 a^3}{GP^2} = M_1 + M_2 = M_2 \left(\frac{1+q}{q} \right) \quad (4.12)$$

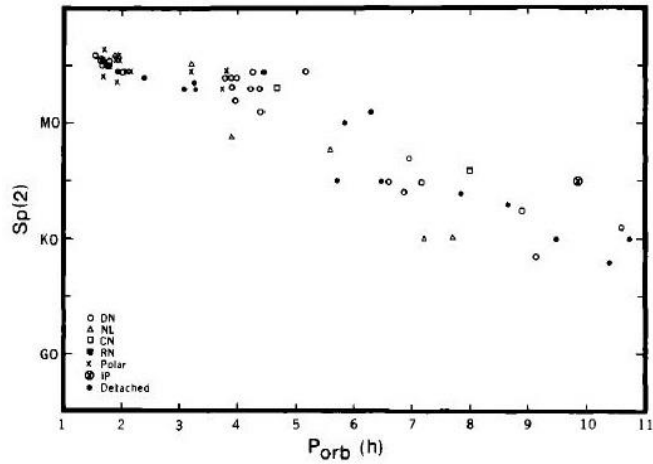
şeklinde yazılabilir. Burada P çiftin yörünge dönemidir. (4.10), (4.11) ve (4.12) denklemleri birleştirilirse ortalama yoğunluk-yörünge dönemi ilişkisi ortaya çıkar:

$$\bar{\rho}_2 = 107 P^{-2} (\text{saat}) \text{gcm}^{-3} \quad (4.13)$$

Çoğu kataklismik sistem, $1.25 < P_{\text{orb}} < 9$ saat aralığında yörünge dönemlerine sahip olduğundan karşılık gelen ortalama yoğunluklar, $0.67 \text{gcm}^{-3} < \bar{\rho}_2 < 1.3 \text{gcm}^{-3}$ olur. Bu gibi ortalama yoğunluklar, tipik olarak M8V-G0V tayf tipi aralığında görülür (Allen, 1976; Dhillon and Watson'dan, 2000). Bundan dolayı kataklismik sistemlerdeki bileşen yıldızların M, K, G tayf türünden anakol yıldızları olmaları beklenir. Birkaç istisna dışında bu durum, Beuermann et al., (1998; Dhillon and Watson'dan, 2000) ve Smith and Dhillon'ın (1998; Dhillon and Watson'dan, 2000) yapmış olduğu gözlemlerle doğrulanmıştır (Dhillon and Watson, 2000).

Dönemi 5 saatten büyük olan çoğu kataklismik sistemde bileşenler, yeteri miktarda parlak olduğundan, soğurma çizgileri tayfın mavi ve sarı bölgelerinde gözlenebilir. Bunlar için standart M-K tayf tipleri tahmin edilebilir. Daha kısa dönemli sistemlerde yakın kızılöte tayf, genellikle bileşen yıldızın çizgilerini gösterir. Dahası kızılötesinde $1.4\mu\text{m}$ ve $1.9\mu\text{m}$ dalgalı boylarındaki H_2O soğurma bantları etkin sıcaklığın duyarlı göstergeleridir (Bailey et al., 1991; Warner'dan, 1995). Bazı kataklismik değişenler için $2.3\mu\text{m}$ civarında CO soğurma bantları gözlenmiştir (Ramseyer et al. 1993b; Warner'dan, 1995). Bileşenin ısınarak ısınmasından kaynaklanan yörünge civarında değişken tayfsal çizgi güçlerine

oldukça sık rastlanır. Bunun bir sonucu olarak tayf tiplerinin ışınlanmamış yarımkürede gözlenenlerden daha erken tip görünmesi muhtemeldir (Warner, 1995). Bu tayf tipleri, yörünge döneminin fonksiyonu olarak Şekil 4.8`de gösterilmektedir. Kraft, EY Cyg sisteminde bileşen için K0V tayf tipini belirlemiştir. Bu durum Şekil 4.8`e göre çok tutarsızdır. Yine de elde ettiği diğer $S_p(2)$ değerleri¹⁹, kabul edilenlerden daha erken tiptedir (sırasıyla K5V ve K2-3). Yani eğer izole yıldızlar, Roche lobunu doldurmuş bileşen yıldızlar olsaydı tayf tipinin değişmeyeceği varsayılmıştır. Aynı kütledeki izole cüceler ile kataklismik değişen bileşenlerinin tayf tipleri arasında benzerlik vardır. Bu sonuç, ayırık sistemler için *logM-tayf tipi* grafiğinde yanlış yerleştirilmiş doğrusal ilişki kullanan Echevarria'nın (1983; Warner'dan, 1995) elde ettiği sonuçtan farklıdır. Mateo et al (1985; Warner'dan, 1995), M tayf türünden cüceler *yarıçap-tayf* tipi ilişkisi için kullanışlı bir düzenleme yapmıştır (Warner, 1995).



Şekil 4.8 Bileşen yıldızların gözlenen tayf tiplerinin, kataklismik değişenler ve ayırık anakol çiftlerinin dönemlerine karşılık çizdirilmesi ile elde edilen grafik. Ayırık anakol çiftleri, Popper'den, (1980).

¹⁹ SS Cyg için dG5 ve RU Peg için G8IV.

4.5 Fotometrik Özellikler

Katakлизмik değişen bileşenleri, kütle, yarıçap ve tayf tipleri açısından anakol yıldızlarına benzediklerinden dolayı ışıtmalarının da benzer olacağına dair beklentiler vardır. Popper (1980) ve Liebert and Probst (1987; Warner'dan, 1995) çalışmalarından alt anakol yıldızları için görsel salt parlaklık M_v ve kütleleri olarak denklem (3.37) kullanılırsa Roche lobunu doldurmuş cüceler için öngörülen $M_v(2) - P_{orb}$ ilişkisi ortaya çıkar (Şekil 4.9). Bu ilişki, yörünge dönemi $2 \leq P_{orb} \leq 10$ saat olan sistemler için aşağıdaki denklem ile iyi bir şekilde temsil edilebilir:

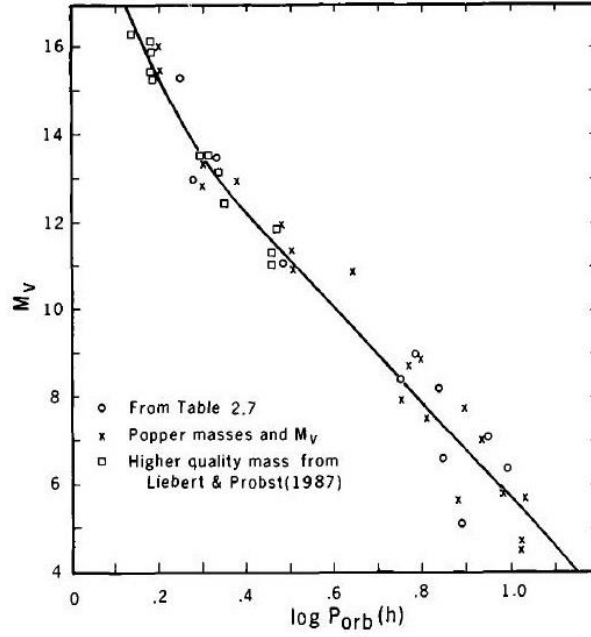
$$M_v(2) = 16.7 - 11.1 \log P_{orb}(h) \quad (4.14)$$

Fakat en kısa dönemlerde doğrusallıktan sapma vardır. Prensipde Şekil 4.9'da gösterilen ilişki, uzaklıkları bilinen katakлизмik değişenler ve bileşenin V bandına tahmin edilebilir katkıları aracılığıyla test edilebilir. Pratikte böylesi birkaç sistem vardır. Bundan dolayı, karşılaştırmalar uzaklık tanımlamada dolaylı yollarla yapılmalıdır. Wesselink'in (1969; Warner'dan, 1995) çalışmasında kullanılan yüzey parlaklığı metodu kullanılarak uzaklıklar fotometrik olarak belirlenebilir. Barnes and Evans (1976; Warner'dan, 1995) formülasyonunda V bandındaki parlaklık kızıllaşmamış V-R rengi ile ilişkilidir (Warner, 1995).

Bağımsız parlaklık:

$$S_v = 4.2207 - 0.1V_0 - 0.5 \log \psi_d = 3.841 - 0.321(V-R)_0 \quad (4.15)$$

eşitliği ile verilir. Burada ψ_d miliyaysaniyesi cinsinden açısal çaptır. Böylece bileşenin V ve R parlaklıkları verilirse ψ_d tanımlanabilir ve eğer R_2 , denklem (3.38)'den alınırsa d uzaklığı bulunabilir. Bozulmamış V ve R parlaklıkları, nadir olarak elde edilebilir fakat en soğuk bileşenler için V-R, Marsh (1990; Warner'dan, 1995) tarafından verilen TiO bant güçlerine yönelik kalibrasyondan elde edilebilir. Kızılötesi fotometri ile Berriman et al.'un (1985; Warner'dan, 1995) tekniği kullanılarak katakлизмik değişenlerin bileşen yıldızının katkıları çıkartılabilir. Soğuk yıldızlar için K bandında yüzey parlaklığı



Şekil 4.9 Katakлизмik değışenler ve alt anakol yıldızları için mutlak parlaklık-yörünge dönemi grafiğı. Alt anakol yıldızları için gözlemler Popper (1990; Warner'dan, 1995) ve Liebert and Probst (1987; Warner'dan, 1995).

$$S_K = \begin{cases} 2.56 + 0.508(V - K), & (V - K) < 3.5 \\ 4.26 + 0.058(V - K), & (V - K) > 3.5 \end{cases} \quad (4.16)$$

olarak elde edilmiştir (Bailey, 1981; Warner'dan, 1995). Soğuk yıldızlar için $V-K$ 'ya zayıf bağıllık²⁰, $(V-K) > 3.5$ için $S_K = 4.55$ yaklaştırmasının yapılmasını sağlar. Bunun yardımıyla dönemi 6 saat ve daha az olan sistemler için;

$$\log d = \frac{K}{5} + 0.09 + \log R_{i,2} \quad (4.17)$$

sonucuna ulaşılır. Burada katalizmik değışenler için $R/R_\odot$ oranı denklem (3.38) yardımıyla yörünge döneminin fonksiyonu olarak yazılabilir. Daha uzun dönemler

²⁰ M3 türünden sonrası için S_j 'nin renkten bağımsız olduğu gösterilmiştir Berriman (1987a; Warner'dan, 1995).

için $V-K$ 'ya karşılık M (dolayısıyla yörünge dönemi) kalibrasyonu, dönemi 6-12 saat arasındaki sistemler için

$$\log d = \frac{K}{5} - 1.06 + \log R_{i,2} + 1.56 \log P_{\text{orb}} (\text{saat}) \quad (4.18)$$

sonucuna ulaştırır (Warner, 1987a; Warner'dan, 1995).

Geri tip cücelerde kütleli mutlak K parlaklığına bağlamak için;

$$\log M_1 = -0.202 M_K + 0.819 \quad (4.19)$$

ilişkisi kullanılabilir (Marcy and Moore 1989; Warner'dan, 1995)

Normal K ve M cücelerinin çok renkli fotometreleri, Caillault and Patterson (1990; Warner'dan, 1995) ve Doyle and Butler (1990; Warner'dan, 1995) tarafından yapılmıştır. Ayrıca alt anakol yıldızlarının tamamen konvektif olduğu renk, $1.27 < R - I < 1.38$ olarak tahmin edilmektedir (Stauffer et al., 1991; Warner'dan, 1995).

Kızılötesinde bileşenin katkılarının diskin katkılarından ayrılması, elips değişimlerin genlik gözlemleri ile desteklenebilir. Roche lobunu doldurmuş yıldız için kısmi yoğunluk aralığı

$$\Delta m \approx \frac{\Delta I}{I} = \frac{3}{2q} \left[\frac{R_2}{a} \right]^3 \sin^2 i (1 + u_g) \left(\frac{15 + u}{15 - 5u} \right) \quad (4.20)$$

ile verilebilir (Russell, 1945; McClintock et al., 1983; Warner'dan, 1995). Burada u_g , çekimsel kararma katsayısı ve u , kenar kararma katsayısıdır. Soğuk atmosferler için tipik değerler $u_g = 0.57$ ve $u = 0.85$ 'dir (McClintock et al., 1983; Warner'dan, 1995). Böylece denklem (3.4) yardımıyla

$$\Delta m \approx 0.34 \frac{\sin^2 i}{1 + q} \quad (4.21)$$

yazılabilir. Bu denklem, i değerini tanımlamak için oldukça yararlıdır. u_g 'nin dalgaboyuna çok duyarlı olduğuna ve $4000 \text{ \AA}$ değerinde yaklaşık olarak 2 ve kızılötesinde yaklaşık olarak 0.25 olduğuna dikkat etmek gerekir (Warner, 1995).

4.6 Bileşen Yıldızların H-R Diyagramındaki Yeri

Politano (2004), popülasyon analiz tekniğini kullanarak $0.013 M_{\odot} \leq M_b \leq 0.075 M_{\odot}$ aralığındaki kütlelere sahip kahverengi cüce barındıran kataklismik değişen sistemlerin oluşum oranını tahmin etmiştir. Kahverengi cüceye sahip sıfır yaş kataklismik sistemlerin yörünge dönemlerinin 46 dakika ile 2.5 saat aralığında olduğu sonucuna varmıştır. Ayrıca bu tür sistemlerin %80'inin 78 dakidadan daha kısa dönemlere sahip olduğu ve sıfır yaş kataklismik yıldız sınıfının %18'ini oluşturduğunu tespit etmiştir. Ortaya çıkan sonuca göre sıfır yaş kataklismik değişen nüfusunun %15'i dönem minimumundan daha kısa dönemlere sahip olmalıdır. Ayrıca ZAMS çiftlerinde üç farklı kütle oranı dağılımı için ortak zarf etkinlik parametresi α_{ce} değerini dikkate alarak kahverengi cüceye sahip kataklismik sistemlerin oluşum oranını hesaplamıştır. Ortak zarf sürecinin kahverengi cüceye sahip kataklismik sistemlerde çok etkisiz ($\alpha_{ce} < 0.1$) olduğu sonucuna ulaşmıştır.

Politano (2004) çalışmasında belirtildiği üzere sadece V485 Cen (Augusteijn et al., 1993, 1996; Olech, 1997; Politano'dan, 2004) ve 1RXS J232953.9+062814 (Jingyao et al., 1998; Uemura et al., 2002; Thorstensen et al., 2002; Politano'dan, 2004), dönem minimumundan daha kısa dönemlere sahip olduğu bilinen kataklismik yıldızdır. Dönem minimumu üzerindeki kataklismik yıldızların bileşen yıldız olarak kahverengi cüce barındırma olasılıkları yüksektir. WZ Sge, bu sistemlere bir örnektir (Politano, 2004).

Standart kataklismik yıldız evrim modeline göre; kataklismik değişenler, kısa yörünge dönemlerine doğru evrimleşir, minimum bir döneme ulaşır ve tekrar uzun dönemlere doğru evrilirler (Paczynsk and Sienkiewicz, 1981; Rappaport et al., 1982; Politano'dan, 2004). V485 Cen ve RX2329+06'in tayfindaki hidrojen çizgilerinin varlığı nedeniyle bu sistemlere He yıldızı barındıran bileşene ait

modeller uygulanamaz. Bunun yerine kütle transferinden önce çekirdekteki hidrojenin büyük bir kısmını helyuma dönüştürmüş bir bileşen içerdiği düşünülmüştür. (Augusteijn et al., 1996; Schenker and King, 2002; Thorstensen et al., 2002; Uemura et al., 2002; Politano'dan, 2004). Böylesi bir sistem kısa dönemlere ulaştığında bileşenin önemli ölçüde aşınması helyum açısından zengin çekirdeğini ortaya çıkarır. Popülasyon analizi hesaplarında kullanılan tanımlama şu şekildedir (cf. Iben and Tutukov, 1985; di Stefano and Rappaport, 1994; Politano, 1996; Politano'dan, 2004)

$$-\alpha_{\text{CE}} \left(\frac{GM_c M_s}{2a_f} - \frac{GM_p M_s}{2a_i} \right) = -\frac{\gamma_1 GM_e M_e}{R_i} - \frac{\gamma_2 GM_e M_c}{R_i} \quad (1) \quad (4.22)$$

Burada M_p , ortak zarf evresinin başlangıcında baş yıldızın toplam kütlesi; M_s bileşenin kütlesi; M_c , baş yıldızın çekirdeğinin kütlesi; M_e , baş yıldız zarfının kütlesi²¹; R_i , ortak zarf evresi başlangıcında baş yıldızın yarıçapı²², a_i ve a_f sırasıyla ortak zarf evresi öncesi ve sonrasındaki ayrıklıklar; γ_1 ve γ_2 dev yıldızın yapısı ile ilişkili olan boyutsuz parametrelerdir. α_{CE} , ortak zarfı sistemden uzaklaştırmak için kullanılan yörünge enerjisinin verimini ölçen parametredir. Denklem (4.22)'den yörünge enerjisinin bileşenin kütlesine doğrusal olarak bağlı olduğu görülebilir. Eğer bileşenin kütlesi küçük ve yörüngeden enerji transferi çok verimsizse zarfı sistemden ayırmak için yörüngeden yeterli enerji sağlanamaz. Bunun yerine ortak zarf evresi, sistemi oluşturan yıldızların birleşmesi ile sonuçlanabilir. Politano (1996; Politano'dan, 2004), kahverengi cücelere sahip kataklismik sistemlerin oluşabileceğini ve enerjinin %100 verim ile taşındığını varsaymıştır²³. Politano (2004), ayrıca ortak zarf etkinlik parametresi çok küçük alınsa bile ($\alpha_{\text{CE}} = 0.1$) kahverengi cüce ile oluşan kataklismik sistemlerin miktarının

²¹ $M_e = M_p - M_c$

²² Baş yıldızın Roche lobu yarıçapına eşittir.

²³ $\alpha_{\text{CE}} = 1$, Bu durum, kataklismik değişen popülasyon analiz çalışmalarında standart varsayımdır

sıfır olmadığı sonucuna ulaşmıştır. Yörünge enerjisinin ortak zarf içine aktarım verimi açıklığa kavuşturulamamıştır. Livio (1982; Politano'dan, 2004), Livio and Soker (1983, 1984; Politano'dan, 2004) ve Soker et al. (1984; Politano'dan, 2004), kahverengi cücelerin, dev yıldızın zarfının içinde sarmal hareketlerinin hidrodinamik hesaplamalarını yapmıştır. Bu çalışmalarda bileşenlerin içeri doğru sarmal hareket yaparken kütle kaybettikleri ya da kazandıkları ve bunun ortak zarf sürecinin sonucunu nasıl değiştirdiği incelenmiştir. Bileşenin kütlelerinin değiştirilmediği çoğu hesaplamada içeriye doğru sarmal hareketin birleşmeyi sağladığı sonucuna ulaşılmıştır. Politano (1996; Politano'dan, 2004), eğer bileşen yıldız, yıldız altı kütlelerle doğuyorsa çok kısa dönemlere sahip ($P_{\text{orb}} \leq 80$) kataklismik sistemlerin oluşabileceğini savunmuştur. 78-90 dakika aralığında dönemlere sahip sistemlerin kahverengi cüce barındırabileceğinden şüphelenilmektedir. Kolb and Baraffe (1999; Politano'dan, 2004), $0.07 M_{\odot}$ kütleli kahverengi cüce ve $0.6 M_{\odot}$ kütleli beyaz cüce içeren sistem için dönemin 54 dakikadan 78 dakikaya ulaşması için geçmesi gereken süreyi 1.5 milyar yıl olarak hesaplamıştır. Schenker and King (2002; Politano'dan, 2004), kütle transferinden önce çekirdeğindeki hidrojen kütlelerinin %95'ni helyuma dönüştüren bileşen yıldızların bir saatten daha az minimum dönemlere ulaşabileceklerini hesaplamıştır. Thorstensen et al. (2002; Politano'dan, 2004), RX2329+06 için tayfsal olarak 4000 K civarında sıcaklık elde etmiştir. Eğer bu sonuçlar doğru ise Politano (2004) modelinde ciddi sorunlar ortaya çıkar. Çünkü en genç ve sıcak kahverengi cüceler bile bu kadar yüksek yüzey sıcaklıklarına sahip olamazlar. Bu durum için olası bir yorum; yakın olan sıcak beyaz cücenin, kahverengi cücenin atmosferini ısıtmış olmasıdır. Yapılan bazı çalışmalara göre 15000 K sıcaklığındaki beyaz cüce tarafından ısıtılan 1 AB uzaklığındaki gezegenin sıcaklığında önemli ölçüde artış gözlenmemiştir. Yine de V485 Cen ve RX2329+06 sistemlerinin ayrıklıkları daha kısadır. Harrison et al. (2003; Politano'dan, 2004), EF Eri'nin ışık eğrisini modellemiş ve sistemin beyaz cüce tarafından ısıtılan soğuk ($T_{\text{eff}} \sim 900\text{K}$) yıldızaltı kütleyle sahip bileşen içerdiğini savunmuştur. Bileşenin ısıtılan kısmının $T_{\text{eff}} \leq 1600\text{K}$ sıcaklığına sahip olduğu tahmin edilmiştir. V485 ve RX2329+06 sistemleri için ayrıca $\text{HeI } \lambda 6678/\text{H}_{\alpha}$ oranları tipik SU UMa sistemlerinininkinden daha yüksektir (Augusteijn et al., 1996; Thorstensen et al., 2002; Politano'dan,

2004). Bu toplanan maddenin helyum ile zenginleştirildiği anlamına gelir. Politano (2004) için bir diğer problem V485 Cen ($M_{\text{sec}} \geq 0.14M_{\odot}$; Augusteijn et al. 1996; Politano'dan, 2004) ve RX2329+06 ($M_{\text{sec}} \sim 0.13M_{\odot}$; Thorstensen et al. 2002) için hesaplanan bileşen kütle değerlerinin yıldızaltı kütleli bileşen kriterine uymamasıdır (Politano, 2004).

Dönem minimumu üzerinde kahverengi cüce barındırdığından şüphelenilen kataklismik değişenler Littlefair et al. (2003; Politano'dan, 2004) tarafından incelenmiştir. Her biri 78 dakikadan daha uzun dönemlere sahip 6 adet kataklismik değişenin dolaylı olarak kahverengi cüce bileşen içerdiği sonucuna ulaşılmıştır. Bu sistemler, DI UMa (78.6 min), EF Eri (81.0 min), WZ Sge (81.6 min), AL Com (81.6 min), EG Cnc (86.3 min), ve VY Aqr (90.8 min)'dir. Bu sistemlerdeki kütle transferi sebebiyle sistemlerin yıldız altı olarak mı doğdukları yoksa bu şekilde evrimleşmiş oldukları sorusuna yanıt verilemez. Kataklismik değişen popülasyonu üzerine teorik çalışmalar ile kataklismik değişenlerin %99'unun 3 saatten daha küçük dönemlere sahip olduğu ve bileşenlerin %60 – 70'inin yıldızaltı olmaya yetecek kadar kütle kaybettikleri sonucuna ulaşılmıştır (Kolb, 1993; Howell et al., 1997, 2001; Politano'dan, 2004). Standart korunumlu evrime göre 78 dakika ile 3 saat arasındaki dönemlere sahip kahverengi cüce içeren sistemlerde bileşenin kütle transferi aracılığıyla yıldızaltı olması, yıldızaltı doğmasından 4 kat daha olasıdır. Adronov et al. (2003; Politano'dan, 2004), dönem boşluğu üzerindeki kataklismik yıldızlarda ortalama manyetik frenlemenin standart model tarafından öngörülen değerden 100 kat daha az olabileceğini savunmuştur. Bunun sonucunda dönem boşluğu üzerinde daha uzun bir yaşam süresi ortaya çıkar. King and Schenker (2002; Politano'dan, 2004), eğer manyetik frenleme bu kadar düşükse dönemdeki 78 dakikalık kesintinin galaksinin yaşından kaynaklanıyor olabileceğini düşünmüştür. Açık kümelerdeki dönme oranı verileri, yıldız tamamen konvektif olduğunda manyetik frenlemede önemli miktarda azalma olmayacağını göstermektedir (Terndrup et al. 2000; Politano'dan, 2004). Bundan dolayı manyetik frenleme, dönem boşluğunun altında da etkili olmalıdır, fakat standart modele göre dönem boşluğunun altında kütle transferini sağlayan tek açısal momentum mekanizması çekimsel ışıınımdır. Adronov et al. (2003; Politano'dan, 2004), dönem boşluğunun altında tek başına çekimsel ışıınımdan 1.5 kat daha fazla olan açısal

momentum kaybetme oranı sonucuna ulaşmıştır²⁴. Dönem boşluğu altında bu kadar büyük kütle transfer oranları, bileşenin kütlelerinin tamamen tükenmesine neden olur ve bundan dolayı kütle transferi nedeniyle yıldızaltı olan bileşenlerin sayısı önemli ölçüde azalır (cf. Patterson, 1998; Politano'dan, 2004).

4.7 Bileşenlerde Manyetizma

Bileşenin manyetik momenti, L_1 noktası civarında akımı etkilemek için yeteri kadar güçlüdür (Barrett et al., 1988; Warner'dan, 1995). Manyetik aktivite (manyetik ilmekler, ölü bölgeler), $\dot{M}_2$ 'ye eşlik eden değişimler olarak düşünülebilir. Geri tür tek yıldızlardaki kromosferik çalışmalar, Güneş leke çevrimlerine benzeyen neredeyse dönemli manyetik çevrimlerin yaygın olduğunu göstermiştir (Baliunas and Vaughn, 1985; Baliunas, 1988; Warner'dan, 1995). Güneş gibi, ömrünün yaklaşık olarak üçte biri manyetik minimumda harcanır ve gözlenebilir bir değişim olmaz (Baliunas and Jastrow, 1990; Warner'dan, 1995). Benzer özellikler, RS CVn ve BY Dra türlerinde de görülür (Maceroni et al., 1990; Warner'dan, 1995). Eğer yakın çiftlerdeki bileşenlerde benzer manyetik çevrimler gerçekleşiyorsa iç manyetik basınçtaki²⁵ $(B^2/8\pi)$ değişimler, yarıçapta değişimlere neden olmalıdır (Warner, 1995).

Katakлизмik değişenlerde 4-30 yıl arasındaki zaman ölçeklerinde neredeyse periyodik değişimler gözlenmiştir. Bu değişimler:

- Ortalama parlaklık $\bar{m}_v$
- Cüce nova patlamaları arasındaki ortalama süre
- Yörünge dönemlerinde görünür

²⁴ 0.5'lik oran manyetik frenlemeden geliyor olabilir.

²⁵ Güneşte büyük olasılıkla konvektif zarfın tabanında en büyük değere ulaşır.

Yarıçapta bu büyüklükteki değişimin güneşteki manyetik çevrimler sırasında gerçekleşebileceği düşünülmektedir (Thomas 1979; Gillilve 1981, 1982b; Warner'dan, 1995).

Literatürde yörünge dönemi değişimleri için birkaç öneri vardır. Smak (1971b, 1972; Warner'dan, 1995), disk içinde açısal momentumun depolandığını ve gelgit etkileri ile tekrar yörüngeye aktarıldığını önermiştir. Bunun için disk kütlelerinin yaklaşık olarak $10^{-6} - 10^{-4} M_{\odot}$ aralığında olması gerekir²⁶. Tutulan parlak diskin olduğu sistemlerde²⁷ bazı O-C değişimleri, disk boyunca yoğunluk değişimlerinden kaynaklanabilir. Yine de bazı dönem değişimleri (Z Cha, IP Peg) baş yıldız tutulmalarından elde edilebilmiştir (Warner, 1995).

Genel olarak en fazla bir veya iki dönem değişimi çevrimi gözlenebilmiştir. Z Cha, O-C diyagramında parabolik değişim gösterir. Burdan $P_{\text{orb}} / \dot{P}_{\text{orb}} \sim 10^{5-6}$ yıl elde edilir. Bu gözlenen en yüksek $\dot{M}_2$ değerinin sonucu olabilmek için bile 100 kat daha kısadır. Gözlenen değişimler, uzun dönemli çevrimsel davranışların bir kısmıdır. UX UMa'daki dönem değişimlerinin üçüncü cisim etkisi ile olduğu düşünülmekteydi (Africano and Wilson 1976; Warner'dan, 1995). Fakat belirgin sinüzoidal O-C değişimlerinin tekrar etmediği ortaya çıkmıştır (Rubenstein et al., 1991; Warner'dan, 1995). Bu durum ayrıca DQ Her'de de görülmektedir (Dmitrienko 1992; Warner'dan, 1995). O-C değişimlerinin üçüncü cisimden kaynaklandığını söyleyebilmek için dikkate alınması gereken çok etki vardır. Applegate and Patterson (1987) ve Warner (1988a), dönem değişimlerinin bileşenin kuadropol momentindeki değişimlerden kaynaklandığını düşünmektedir. Manyetik çevrim sırasında bileşenin kuadropol momenti, $B^2 / 8\pi$ basınç değişimine eşlik eder. Applegate (1992), bozulmaların hidrostatik dengedeki değişimlerden değil de açısal momentumun manyetik çevrim sırasında içerde yeniden dağıtılmasından kaynaklandığını savunmuştur. Bu mekanizma, bileşenin manyetik çevrim sırasında ısıtmasında %10 civarında bir değişim öngörmektedir.

²⁶ Olması gerekenden 10 000 kat daha fazla.

²⁷ Örneğin RW Tri, UX UMa

Bu, kataklismik sistemlerde tespit edebilmek için küçük bir değerdir fakat tutulma görülen CG Cyg (Hall 1991; Warner'dan, 1995) sisteminde doğrulanabilir. Daha genel olarak mekanizma, Algol değişenlerde ve konvektif bileşen içeren diğer türdeki tutulmalı sistemlerde dönem değişimlerini açıklayabilir (Hall 1989; Applegate 1992). Polarlarda dönem değişimleri için zaman ölçeği olan yaklaşık olarak 10 yıl değeri senkronizasyon zamanından daha kısa olduğundan P_{spin} ve P_{orb} çoğunlukla birbirinden biraz farklı olur. DP Leo'da böylesi bir durum söz konusudur. Bu sistemde $P_{\text{orb}} - P_{\text{spin}} \approx 5 \times 10^{-3} \text{ s}$ 'dir.

4.8 Gözlemsel Seçim Etkileri

Kahverengi bileşen içeren sıfır yaş kataklismik yıldızların düşük kütle transfer oranlarına²⁸ sahip oldukları ve dolayısıyla bu sistemlerin sönük²⁹ olması sebebiyle gözlenmelerinin zor olduğu düşünülmektedir. Kahverengi cüce bileşen içerdiğinden şüphelenilen sistemler, patlamaları aracılığıyla tespit edilebilmişlerdir. Patlamalar arasındaki tekrarlanma zamanı, çoğu cüce novanınkinden daha uzundur. Bu durumun, yıldızaltı bileşen içeren kataklismik yıldızların bir özelliği olabileceği düşünülmektedir. Uzun süreli tekrarlanma sürelerinin nedeni düşük kütle oranlarıdır. Dönem minimumu üzerinde yıldızaltı bileşen içeren sistemlerin patlamaları gözleniyorken (WZ Sge, AL Com) kütle transfer oranları aynı veya daha yüksek olan dönem minimumu altındaki sistemlerin patlamalarının neden gözlenemediği büyük bir sorun teşkil eder (Politano, 2004).

Hidrodinamik denklemlerle ortak zarf evresi için ulaşılan verim parametresi $\alpha_{\text{CE}} \geq 0.3$ 'tür (Iben and Livio, 1993; Taam and Sandquist, 2000; Politano'dan, 2004). α_{CE} , bileşen yıldızın kütlelerinin bir fonksiyonu olabilir. Özellikle eğer bileşen yıldızın kütlesi yıldızaltı bölgeye yaklaştığında α_{CE} keskin olarak azalıyorsa, bu 78 dakika altında gözlenen kataklismik değişenlerin kıtlığı için

²⁸ Yaklaşık olarak $10^{-11} M_{\odot} / \text{yıl}$; Kolb ve Baraffe (1999).

²⁹ $m_v \geq 20$; Politano et al. (1998).

hesaba katılmalıdır. Örneğin; çok küçük kütleli bileşenler için bileşen üzerindeki sürüklenme torkunun oluşturduğu ısıtma, dev yıldızın ısıtması ile kıyaslanabilir duruma gelebilir. Bu durumda birleşme önlenemez. Çünkü sürtünme enerjisinin üretilmesi için zaman ölçeği, zarfı dinamik olarak uzaklaştırmak için çok uzun olacaktır (Iben and Livio, 1993; Politano'dan, 2004). İkinci bir olasılık ise α_{CE} ifadesinin, helyum tutuşmasından önce Roche loblarını doldurmuş baş yıldızlar ile asimptotik dev kolu yıldızıyken Roche lobunu doldurmuş baş yıldızlar için farklı olmasıdır. Küçük kütleli bileşen yıldızın, içeriye doğru sarmal hareketi nedeniyle asimptotik dev kolu öncüsüne dönüşmesi ile ilgi detaylı hidrodinamik hesaplamalar yapılmıştır (Iben and Livio, 1993; Politano'dan, 2004). Politano (2004) çalışmasına göre α_{CE} , çok küçük olsa da zarfın serbest bırakılması için yörüngeden yeterli enerji sağlanabilir. Ayrıca bileşen yıldız üzerine etkiyen sürüklenme torkunun sıfır olması gerektiği sonucuna ulaşılmıştır. Aksi halde bileşen yıldız, çekirdeğe doğru sarmal hareket yapmaya devam edecektir. Yorke et al. (1995; Politano'dan, 2004) ve Terman and Taam (1996; Politano'dan, 2004), sürüklenme torku için bu dinamik sınırlamanın ortak zarf içerisinde dik yoğunluk gradyentlerinin varlığını gerektirdiği sonucuna ulaşmıştır (Politano, 2004).

4.9 Kataklistik Değişenlerin Evrimine Etkiyen Parametreler

Açısal momentum kaybetme oranı, kataklistik yıldızların evrimi açısından önemli bir etkidir. Açısal momentum kaybı, bileşen yıldızdan beyaz cüceye kütle aktarılmasını sağlar. Kütle aktarım oranı ile açısal momentum kaybetme oranı arasındaki ilişki, bileşen yıldızın yapısına bağlıdır. Ayrıca bileşenin kütle kaybına tepkisi, sistemin yörünge dönemi evrimini ortaya koyar. Popülasyon analiz metodları, değişen $\dot{M}$ ve P_{orb} değerlerini kullanır. Burdaki amaç, kataklistik değişenlerin doğum oranlarını kullanarak günümüzdeki dağılımlarını M_1 , M_2 , $\dot{M}$ ve P_{orb} değerlerinin fonksiyonu olarak yazmaktır. Kataklistik yıldızların büyük çoğunluğu için sadece yörünge dönemi pratik olarak ölçülebilir. Bundan dolayı kataklistik yıldızların yörünge dönemi dağılımları, evrimlerini açıklamakta kullanılan gözlemsel bir özelliktir. Uzun soluklu problemlerden biri, teorinin

çoğunlukla dönem sıçrayıcılarını³⁰ içeren kısa dönemli sistemlerin sayısının fazla olduğunu öngörmesi ve bunların gözlenememesidir. Kolb and Howell (1993; Watson et al.'dan, 2006) ve Rappaport and Politano (1997; Watson et al.'dan, 2006) modellerinin her ikisi de kataklismik değişenlerin sadece %1 civarında uzun dönemli sistemlerden oluştuğunu ve kabaca %70'inin dönem sıçrayıcıları olduğunu öngörmüştür. Yine de Patterson (1998) ve Pretorius et al., (2007a; Watson et al.'dan, 2006), tahmin edilen kısa dönemli sistemlerin sayısının bu kadar büyük olamayacağı sonucu üzerine odaklanmış gözlemler yapmıştır.

Bileşen yıldız üzerindeki manyetik çevrimler, bazı kataklismik değişenlerdeki yörünge dönemi değişimlerini açıklamak için kullanılmıştır (Applegate, 1992; Watson et al.'dan, 2006). Buna ek olarak bileşen üzerinde manyetik akı tüplerinin sayısındaki artış yıldızın Roche lobuna göre genişlemesine (Richman et al., 1994; Watson et al.'dan, 2006) ve arttırılmış kütle transferine neden olur. Diske doğru artan kütle transferi oranı sistemin ısıtmasını arttırır. Ek kütle akışı, patlamaları tetiklemek için diskte yeteri kadar madde toplanması için gereken süreyi de azaltır. Yani ardışık patlamalar arasında zaman aralıkları kısalmır. Ayrıca bileşenin manyetik alanının diske kadar ulaşp, diskin dış kısımlarından açılal momentum tükettiği ve bunun da maddenin diskin iç kısımlarında birikmesine neden olacağı düşünülmektedir. Yani bileşenin manyetik akı tüplerinin sayısındaki artış, maddenin iç bölgelere daha hızlı toplanmasını sağlayabilir (Ak et al., 2001; Watson et al.'dan, 2006). Bu da daha kısa patlama sürelerine neden olur. Bundan dolayı bileşenin manyetik alanı, yörünge dönemindeki değişimleri, ortalama parlaklıkları, ortalama parlaklık frekanslarını ve patlama şekillerini açıklamak için oldukça önemlidir. Başka bir açıdan bakılırsa kataklismik yıldızlardaki manyetik aktiviteyi çalışarak dinamo teorileri test edilebilir. Dahası gelgit kuvvetlerinin yıldız dinamosu üzerinde güçlü etkileri olduğu, diferansiyel dönmeyi durdurduğu (Scharlemann, 1982; Watson et al.'dan, 2006) ve yıldız lekelerinin öncelikli boylamlarda oluşmaya zorladığı (Holzwarth and Schüssler, 2003; Watson et

³⁰ 76 dakika civarındaki periyot minimumunun ötesine evrilmiş sistemler.

al.'dan, 2006) düşünülmektedir. Yıldız dinamosu üzerinde gelgit etkilerinin gözlemsel çalışmaları hala yetersizdir (Watson et al., 2006).

4.9.1 Bileşen yıldızın kütle kaybına tepkisi

Bileşen yıldız, kütle kaybına yanıt vermek için iki zaman ölçeğine sahiptir. Hidrostatik denge için ayarlamalar (L_1 civarı dışında) dinamik zaman ölçeğinde adyabatik olarak meydana gelmektedir. Yıldızın iç kısımlarında dinamik zaman ölçeği

$$\tau_{\text{dyn}} = \left[G \bar{\rho}(r) \right]^{-1/2} \quad (4.23)$$

olur. Burada $\bar{\rho}(r)$, r yarıçapındaki ortalama yoğunluktur. Roche lobu dışındaki gaz için

$$\tau_{\text{dyn}} = \left[G \bar{\rho}(r) \frac{\Delta R}{R} \right]^{-1/2} \quad (4.24)$$

yazılabilir (Webbink, 1985; Warner'dan, 1995).

Öte yandan termal ayarlamalar, yıldız boyunca ısının dağılabildiği oran ile tanımlıdır. Bunlar termal (Kelvin-Helmholtz) zaman ölçeğinde gerçekleşir.

$$\tau_{\text{KH}} = \left(\frac{3}{10 - 2n} \right) \frac{GM_2^2}{R_2 L_2} \quad (4.25)$$

$M_{1,2} = 0.5, R_{1,2} = 0.5, n = 3$ ve $L_2 = 0.1L_\odot$ için, $\tau_{\text{dyn}} = 0.45\text{saat}$ ve $\tau_{\text{KH}} = 1.1 \times 10^8$ yıl

sonuçlarına ulaşılır. Kütle transfer oranı $\dot{M}_2 \sim 1 \times 10^{-8} M_\odot / \text{yıl}$ için kütle kaybetme

zaman ölçeği $\tau_{\text{ML}} = M_2 / \dot{M}_2 < 10^8$ yıl olarak yazılabilir ve böylesi bir bileşen yıldız, termal dengeyi sürdüremez. Bu bileşen yıldızın ısıtmasını azaltır ve yıldızı dengeden uzaklaştırır. Roche lobuna ilk temas ettiğinde bileşen yıldız, Roche

lobunun içinde kalmak için yarıçapını yeteri kadar hızlı ayarlayamadığından kütle transferi dinamik zaman ölçeğinde gerçekleşir, bu da $\dot{M}_2 \sim M_2 / \tau_{\text{dyn}}$ ifadesinin doymasına neden olur. Aksi takdirde transfer, $\dot{M}_2 \approx M_2 / \tau_{\text{ML}}$ oranında sabit kalır. (Burada $\tau_{\text{ML}} = \tau_{\text{MB}}$, τ_{CR} ya da τ_{nuc} nükleer zaman ölçeğinde genişleme içindir).

Dinamik zaman ölçeğinde kütle transferini korumak için

$$\xi = \frac{\partial \ln R_2}{\partial \ln M_2} > \frac{d \ln R_{L,2}}{d \ln M_2} \equiv \xi_L \quad (4.26)$$

olması gerekir. Burada $\xi = \xi_{\text{ad}}$, bileşenin adyabatik yanıtını temsil eder. Yani dinamik zaman ölçeğindeki yanıttır ya da eğer $\tau_{\text{ML}} \gg \tau_{\text{KH}}$ ise $\xi = \xi_{\text{KH}}$ olur. Bu da denge modelleri için kütle-yarıçap ilişkisindeki kuvvetten elde edilebilir³¹. Oysaki eğer $\tau_{\text{ML}} \leq \tau_{\text{KH}}$ ise adyabatik yanıt gereklidir. Paczynski (1965a; Warner'dan, 1995), konvektif zarfa sahip yıldızda dinamik yanıt için $\xi = -1/3$ değerini bulmuştur (Warner, 1995).

$M_{i,2} \geq 1$ olan bileşenler için denklem (4.25), $\tau_{\text{KH}} < \tau_{\text{ML}}$ olduğunu gösterir. Korunumlu kütle transferi için denklem (4.26);

$$q < \frac{1}{2} \xi_{\text{KH}} + \frac{5}{6} \quad (4.27)$$

eşitsizliğini gerektirir. Sonuç olarak anakol yıldızlarından kararlı kütle transferi için $q < 1.26$ olmalıdır. Baş yıldızın maksimum kütlesi M_{ch} 'dir. Bu, $M_{i,2} \leq 1.8$ üst limitini verir; $q < 1.26$ 'ya uymayan sistemler, termal zaman ölçeğinde kütle transfer

³¹ Denklem (3.36) kullanılarak anakol yıldızları için $\xi_{\text{KH}} = 0.87$ bulunabilir.

eder, kararlı nükleer yanma üretir ya da ikinci ortak zarf evresinden geçer³² (Warner, 1995).

Genel olarak az sayıda baş yıldız M_{ch} kütesine yakın başlangıç kütlelerine sahiptir (Politano and Webbink 1989; Warner'dan, 1995). Bundan dolayı daha gerçekçi gözlemsel kesinti $M_{1,2} \leq 1.5$ değerlerinde gerçekleşir. Bu 12.5 saatten daha kısa yörünge dönemleri verir. Bu durum, $M_{1,2} \geq 1.5$ olan anakol bileşenlerinin ve yaklaşık olarak G0'dan daha ön tayf türündeki kataklismik değişenlerde bulunmamasının bir sonucudur. $M_{1,2} \leq 0.8$ olan bileşenler $\tau_{KH} > \tau_{ML}$ değerlerine sahiptir (Faulkner, 1976; Tutukov et al., 1982; Warner'dan, 1995). Denklem (4.27)'den kararlılık için kütle oranının $2/3$ değerinden küçük olması gerekmektedir. Yine de eğer $\xi_{KH} > \xi_{ad} > \xi_L$ ise³³ zarf termal dengeden çıkana kadar ($\xi \approx 1$) ılımlı bir orana kadar yavaşça artarsa kararlılık sağlanabilir (Rappaport et al., 1982; Warner'dan, 1995). Hjellming and Webbink (1987; Warner'dan, 1995), konvektif yıldızlar için ξ_{ad} 'ın radyatif çekirdeğin kütesine bağlı olduğunu bulmuştur (Paczynski, 1965a; Warner'dan, 1995).

Bileşen yıldızın termal ya da nükleer dengede olmadığı varsayılarak evrimi hesaplanabilir. Dönme ve gelgit bozulması, yarıçap ve ısıtmada küçük bir etkiye sahiptir (Chan and Chau, 1979; Warner'dan, 1995). $\dot{M}_2$ değeri, çekimsel ışıınım ve manyetik frenlemeden uyarlanmış açısıl momentum kaybetme oranı ile bulunabilir. Burada ya kütle transferi hakkında bir varsayım yapılır ya da nova patlamaları için $M_1 = 0$ olduğu kabul edilir. İkinci durumda ortalama zaman oranında püskürmenin yörünge açısıl momentumunu taşıdığı varsayılır (Warner 1978).

³² $(\dot{M}_s(1) < \dot{M}(2) < \dot{M}_{Ed}(1))$ durumu dikkate alınırsa

³³ $M_1(2) \sim 0.4$, $M(2)$ için meydana gelir.

$$\frac{j}{J} = \frac{q^2}{1+q} \frac{\dot{M}_2}{M_2} \quad (4.28)$$

Bileşenin yarıçap ve sıcaklık sebebiyle termal dengeden ayrılışının (sürekli kütle transferi sebebiyle) etkisinin bir örneği Şekil 4.10`da gösterilmiştir (Verbunt,1984; Warner`dan, 1995). Başlangıç modeli $M_{i,1} = 1.2$, $M_{i,2} = 1$, $P_{orb} = 7.2$ saat değerlerine sahiptir. Güçlü ve orta dereceli bozulma doğuran manyetik frenlemenin iki farklı yasası kullanılmıştır. Kütlenin fonksiyonu olarak etkin sıcaklık, frenlemeden neredeyse hiç etkilenmez fakat aynı kütleye sahip dengede olan anakol yıldızına göre dengede olmayanın yarıçapı daha güçlü frenleme ile çok fazla artar. Bunun sonucu olarak verilen dönem için kütle, yarıçap ve ısıtma, dengedeki Roche lobunu doldurmuş cüceye göre azalır. P_{orb} , yaklaşık olarak 3 saat civarında sırasıyla denge yapısı, orta ve güçlü frenleme için Verbunt;

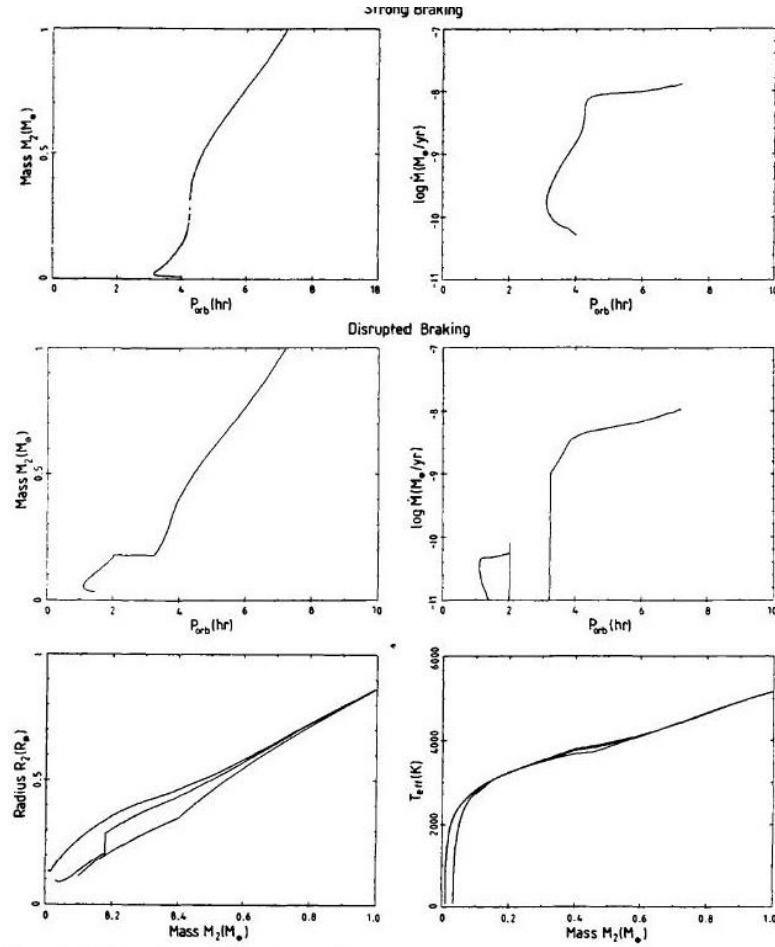
$$(M_{i,2}, R_{i,2}, L_2 / L_{\odot}) = (0.40, 0.35, 0.02), (0.18, 0.29, 0.0072), (0.02, 0.14, 2.1 \times 10^{-4})$$

değerlerini elde etmiştir. Bileşen yıldızların dengedeki yıldızlardan çok da farklı olmayan $M_v(2)$ değerlerine sahip olması güçlü frenlemeyi dahil etmemeyi gerektirir. Şekil 4.10`dan  $\dot{M}_2$ `nin uzun dönemli ortalamasının $P_{orb} \leq 5$ saat için yaklaşık olarak $3 \times 10^{-9} M_{\odot} / \text{yıl}$ değerinden daha büyük olamayacağı görülebilir.

Daha büyük P_{orb} ($M_{i,2} \geq 0.6$) değerlerinde termal dengeden ayrılmalar, $\dot{M}_2$ üzerinde herhangi bir sınırlama yapmak için yetersizdir (Warner, 1995).

Bileşenin nükleer ısıtması, P-P zinciri ile üretilir. Bu süreçte $^2\text{D} + \text{p} \rightarrow ^3\text{He} + \gamma$ oranı, $^3\text{He} + ^3\text{He} \rightarrow ^4\text{He} + \text{p}$ oranından daha büyüktür (Clayton, 1968; Warner`dan, 1995). Bunun bir sonucu olarak  $^3\text{He}$  ve  $^4\text{He}$ `ün denge bolluklarına ulaşması için geçen zaman, yıldızın enerji üreten önemli bir kısmı boyunca τ_{ML} değerinden daha büyüktür (D`Antona and Mazzitelli, 1982a; Joss and Rappaport, 1983; Warner`dan, 1995). Tipik olarak ^3He , merkez bölgelerde dengededir ve orta bölgelerde denge değerinin birkaç katı kadar olan maksimum bolluklara doğru $Y(^3\text{He})$ artar ve konvektif zarfta başlangıç değerlerine düşer. $^3\text{He} + ^3\text{He}$ için enerji üretim oranı,

$Y(^3\text{He})$ ile orantılı olduğundan ısıtma, $Y(^3\text{He})$ profili ile orantılıdır. İkinci bir etki ise konvektif karışmanın $Y(^3\text{He})$ 'ün denge değerine ulaşma süresinden daha hızlı gerçekleşmesidir. Termal dengeden ayrılmanın sonucunda konveksiyon daha derinlere taşınır ve konvektif bir çekirdek oluşabilir (D'Antona and Mazzitelli, 1982a; Warner'dan, 1995). ^3He , çekirdek boyunca karıştırılır ve merkezdeki $Y(^3\text{He})$ değeri artar. Dış ve iç konveksiyon bölgeleri karşılaştığında ^3He yıldızın her yerine karışır ve $Y(^3\text{He})$ değerinde azalmaya neden olarak nükleer ısıtmayı düşürür (McDermott et al., 1988; Warner'dan, 1995). Bileşenin kendisine eşlik eden yıldız tarafından ısıtılmasına verdiği yanıt, birçok yazar tarafından çalışılmıştır ve bir süper patlama modelinde kullanılmıştır. Yumuşak X-ışın ve EUV ısıtılmasının çoğunun yansıtılmasına rağmen sert X-ışınları ve enerjileri 13.6 eV'tan daha az olan fotonlar, fotosfer altındaki bölgelere girebilir (Hameury et al., 1986a; Warner'dan, 1995). En dıştaki konveksiyon bölgesinde sağlanan ısıtılma enerjisi, yaklaşık olarak $10^{11} \text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ değerinden daha büyüktür. Sağlanan ısıtılma enerjisi hafifletilir ve yıldız tamamen radyatif olur (Podsiadlowski, 1991; Warner'dan, 1995), daha büyük bir denge yarıçapı ortaya çıkar. Yarıçaptaki artış, nova patlaması geçirmiş yaklaşık olarak $5 \times 10^4 \text{K}$ sıcaklığındaki bir beyaz cüce tarafından ısıtılan bileşen için yaklaşık %2 olarak hesaplanmıştır (Kovetz et al., 1988; Warner'dan, 1995). Ayrıca yüksek sınır katmanları ısıtmalarından %10 civarında değerlere ulaşılmıştır (Podsiadlowski, 1991; Warner'dan, 1995). Gerçek sınır katmanları ısıtmaları daha düşüktür. Bundan dolayı bunlar elde edilen tahminlerde azalmaya neden olur. Bileşenin ısıtılan kısmında konveksiyonun bastırılması, manyetik dinamoyu önemli ölçüde yıpratır. Bu da manyetik frenlemenin azalmasına ve bileşenden güçlü asimetric rüzgarların oluşmasına neden olur.



Şekil 4.10 Açısal momentum kaybı için öne sürülen iki mekanizma için bileşen kütlesi ve kütle transfer oranının yörünge döneminin fonksiyonu olarak çizdirilmesi. Sıcaklık ve yarıçap grafiklerinde en alttaki çizgiler dengedeki anakol yıldızları için; ortadaki çizgiler, orta dereceli indirgenmiş frenleme için ve en üstteki çizgiler güçlü frenleme için çizilmiştir. Grafik, Verbunt'tan (1984; Warner'dan, 1995) uyarlanmıştır.

4.9.2 Disklerin apsisli presesyonu

Süper patlama geçiren cüce novalar, daima yörünge dönemi biraz daha uzun olan fotometrik dalgalar üretirler. Bunun nedeninin diskte 3:1 rezonansında basık kararsızlığın üretilmesi ve basık diskin, bileşen tarafından tedirgin edilmesiyle presesyona zorlanması olduğu düşünülmektedir (Whitehurst, 1988; Lubow, 1991, 1992; Hirose and Osaki, 1990; Patterson'dan, 2001). Bazı çalışmalar bunu doğrulamaktadır. Bu çalışmalar ayrıca süper tepelerin kökeni ve disk şeklinin önemli olarak bozuluşu ile bağlantılı olan ekstra ısıtmalar hakkında bilgi sunmaktadır (Lubow 1992; Murray 1996, 2000; Kunze et al., 1997; Simpson and

Wood, 1998; Wood et al., 2000; Patterson'dan, 2001). Bu teoride süper tepe periyodu, P_{sh} , yörünge döneminin temel bir fonksiyonudur ve presesyon dönemi P_{prec} olarak alınırsa aralarında şu ilişki elde edilebilir:

$$1/P_{sh} = 1/P_{orb} - 1/P_{prec} \quad (4.29)$$

Süper tepe ve yörünge dönemleri iyi bir şekilde belirlenebilir fakat kesirsel artık $\varepsilon = (P_{sh} - P_{orb})/P_{orb}$ olur. P_{prec} , genellikle direkt olarak ölçülemez. Kesirsel artık ile şu şekilde bir ilişkisi kurulabilir:

$$\varepsilon = P_{orb} / (P_{prec} - P_{orb}) \quad (4.30)$$

Patterson (2001), sadece apsisli veya pozitif ($\varepsilon > 0$ olan) süper tepeleri dikkate almıştır. Diskteki 3:1 yörünge rezonansı, $R_{disk}/a \approx 0.46$ civarında meydana gelir. $q = M_2/M_1$ olduğundan bu yarıçaptaki eliptik yörüngeler, dinamik bir apsisli artış kazanırlar. Bu oran şu şekilde verilir:

$$\omega_{dyn} = \omega_{orb} [0.37q / (1+q)]^{1/2} (R_{disk} / 0.46a)^{2.3} \quad (4.31)$$

Burada frekans birimleri dönüştürülmüştür ve Murray'in (2000; Patterson'dan, 2001) dikine bağımlılığına bir yaklaştırma kullanılmıştır. Denklem (4.30) ve (4.31)'den yararlanılarak

$$\varepsilon^{-1} = [0.37q / (1+q)]^{1/2} (R_{disk} / 0.46a)^{-2.3} - 1 \quad (4.32)$$

yazılabilir. Kütle oranı için 0.04-0.30 aralığında ve rezonans yarıçapında $\varepsilon = 0.35q$ yazılabilir. Eğer bu yarıçaptaki bir parçacığın basit dinamik presesyonu süper tepelerin özünü yakalarsa denklem (4.32) kullanılarak kolaylıkla ölçülebilen ε sayesinde q elde edilebilir. Disk, geniş bir aralığa yayılmış yaklaşık olarak 10^{47} parçacık içerdiğinden çok iyimser bir yaklaşım sergilendiği ortaya çıkar (Patterson, 2001).

4.9.3 Nova patlamalarının etkileri

Bir nova patlaması geçici bir ortak zarf evresi oluşturur. Bu evre süresince sürtünme, bileşenin yörünge açısal momentumunu zarfa iletir. Daha sonra bu zarf sistemden uzaklaştırılır. Bu durum, baş yıldızdan kaybedilen yörünge açısal momentumuna katkıda bulunur. Eğer kataklismik değişenler nova patlamalarında baş yıldız üzerine toplanan maddenin çoğunu ya da tamamını püskürtüyorsa, bu ek bir açısal momentum kaybı yaratır. Bu mekanizma ile üretilen açısal momentum MacDonald (1986; Warner'dan, 1995), Shara et al. (1986a; Warner'dan, 1995) ve Livio, Govarie and Ritter (1991; Warner'dan, 1995) tarafından

$$\frac{\dot{j}}{J} = \frac{1}{4}(1+q) \frac{R_2^2}{a^2} \frac{(1+U)^{1/2}}{U} \frac{\dot{M}_{env}}{M_2} \quad (4.33)$$

olarak hesaplanmıştır. Burada $U = v_{exp} / v_{orb}(2)$, bileşenin konumundaki zarfın genişleme hızının, baş yıldızın referans penceresindeki bileşenin yörünge hızına oranıdır. $\dot{M}_{env}$, bileşeni geçen kütle akış oranıdır. Zarf genişledikçe hızlandığından U tipik olarak dönemi iki saat olan sistemler için 0.05 değerinden $P_{orb} = 10$ için 0.5 değerine kadar artar. Kütle kaybı ve açısal momentum kaybının etkileşim dönemi, 8 saatten daha büyük olan sistemler için yörünge ayrıklığında artışa neden olurken kısa dönemlerde azalışa neden olur. Bu durum patlamalardan sonra BT Mon için yörünge dönemi gözlemleri ile tutarlıdır (Schaefer and Patterson, 1983; Warner'dan, 1995).

4.9.4 Baş yıldızın dönme evrimi

Anakol sonrası evrim boyunca açısal momentumun %99'undan daha fazlası yıldız rüzgarları ile taşınır ve geriye $P_{rot} \geq 10^3 s$ ile dönen bir beyaz cüce kalır (Villata, 1992; Warner'dan, 1995). Manyetik olmayan izole beyaz cüceleler için

P_{rot} , 1 gün civarındadır ³⁴. Katakлизмik sistemlerdeki beyaz cüceler de büyük ihtimalle yavaş dönen yıldızlar olarak evrimlerine başlayacaklardır fakat $P_{\text{rot}}(1)$, kütle transferi tarafından uygulanan toplanma torkları sebebiyle azalır (Warner, 1995).

Ortalama $\dot{M}_1$ için baş yıldızın dönmesini, ayrılma açısal hızına kadar arttırması için gereken süre kısadır: $\tau_{\text{acc}} \ll \tau_{\text{MB}}$. Yine de $P_{\text{orb}}(1)$ evrimi, belirsiz bir dizi faktöre bağlıdır. Zarftaki viskozite, yozlaşmamış yıldızlardakine benzediği halde çekirdeğin açısal momentum transferi için zaman ölçeği 10^{10} yıldan büyüktür (Durisen, 1973; Warner'dan, 1995). Küçük başlangıç alanlarının varlığı, diferansiyel dönme sebebiyle makaslama artışından sonra daha büyük katılık üretir. Bunun aksine izole beyaz cücelerinin diferansiyel olarak döndüklerine dair kanıtlar vardır (Winget et al., 1994; Warner'dan, 1995). Beyaz cücelerde iç alanın ne şekilde ayarlandığı bilinmemektedir. Özellikle alanların üretilip zarfa hapsedilip edilmediği ya da fosil bir alanın tüm yıldızla yayılıp yayılmadığı bilinmemektedir. Dahası eğer nova patlamaları arasındaki süre, zarf ve çekirdek arasındaki eşleşme zaman ölçeğinden çok kısa ise toplanan açısal momentumun bir kısmı çekirdeğe iletilir (Warner, 1995).

Baş yıldızların manyetik çekirdeklerine açısal momentumun toplanmasının olası olduğunu gösteren iki örnek DQ Her ve AE Aqr'dir. Ayrılma noktasında $n=1.5$ için ekvator yarıçapı, ortalama yarıçapın 1.255 katıdır (Tassoul, 1978; Warner'dan, 1995). Beyaz cücenin minimum dönme periyodu:

$$P_{\text{rot,min}}(1) = 15.1 M_{i,1} \text{ s } (0.4 \leq M_1(1) \leq 0.7) \quad (4.34)$$

Şeklinde yazılabilir. Sonuç olarak DQ Her ve AE Aqr sistemlerinde $P_{\text{rot}}(1) / P_{\text{rot,min}}(1)$ oranı için sırasıyla 7.8 ve 2.9 değerlerine ulaşılır. Cüce novaların maksimum periyodu, katakлизмik değişenlerin baş yıldızlarının dış zarflarının genel dönme

³⁴ Astrosismoloji ile elde edilmiştir (Kepler, 1990, Warner'dan, 1995).

dönemleri için daha belirleyici olabilir. Bu durumda $P_{\text{rot}}(1) \sim 30s$ ve $\Omega_{\text{rot}}(1)/\Omega_K[R_1] \sim 1/3$ 'tür. Denklem 4.1'den bu değerle dönmeyen baş yıldızların sınır katmanı ısıtmasının %40'ı elde edilebilir. King et al., (1991; Warner'dan, 1995), nova patlamaları sırasında, patlamalar arasında toplanan maddeden daha fazla kütle kaybediliyorsa baş yıldızın $P_{\text{rot,min}}(1)$ değerine ulaşacağını göstermiştir. Minimum evredeki VY Scl yıldızlarının tayf gözlemlerinden $P_{\text{rot}}(1)$ için önemli bilgiler elde edilebilir. Shafter et al. (1985; Warner'dan, 1995), TT Ari tayfındaki dik kanatlı H_γ soğurma çizgi profilinin $v \sin i \leq 1000 \text{ km s}^{-1}$ ya da $P_{\text{rot}}(1) \geq 40s$ gerektirdiğine dikkat çekmiştir. Sion et al. (1994; Warner'dan, 1995), durgun evrede U Gem için $v \sin i \approx 200 \text{ km s}^{-1}$ değerini elde etmiştir. Eğer bu değer $M_{i,1} = 1.2$ ise $P_{\text{rot}}(1) \sim 110s$ karşılık gelir.

4.9.5 Baş yıldızın sıcaklık evrimi

İzole beyaz cüceler, yaklaşık olarak 3×10^6 yılda $T_{\text{eff}} = 5 \times 10^4 \text{ K}$ kadar soğurlar (D'Antona and Mazzitelli, 1990; Warner'dan, 1995). $T_{\text{eff}} = 1 \times 10^4 \text{ K}$ sıcaklığına ulaşmak yaklaşık olarak 6×10^8 yıl alır. Bu değer, gözlenen en soğuk kataklismik değişen baş yıldızının yaşı için bir alt limit belirler. Bu, ayrık sistemler için beklenen süre t_{sd} ve kataklismik değişenler için evrimsel zamanlar³⁵ ile uyumludur. Kataklismik değişen baş yıldızlarının yüzey sıcaklığı, en son ne zaman nova patlaması geçirdiğine ve bu süreçte çekirdekten kütle ayrılıp ayrılmadığına, $\dot{M}_1$ tarafından ısıtılmaya ve yüzey üzerinde ekvatorundan dağıtılan toplanan sıcak maddenin etkinliğine bağlıdır. Bir patlamanın etkisi, $T_{\text{eff}} = 1.1 \times 10^5 \text{ K}$ sıcaklığına sahip V1500 cyg sisteminde görülmektedir (Sion, 1991; Warner'dan, 1995).

³⁵ $\langle \dot{M} \rangle \sim 10^{-9} M_\odot / \text{yıl}$ değerinin birkaç katı

Prialnik (1986; Warner'dan, 1995), $1.25M_{\odot}$ kütleli bir baş yıldızın patlamadan sonra sıcaklığının

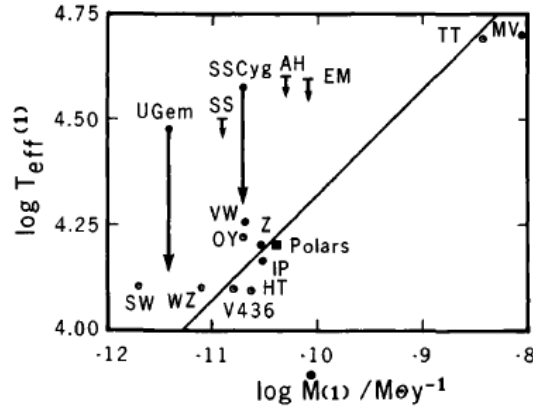
$$T_{\text{eff}}(1) = 4.8 \times 10^5 \left[\frac{t(y)}{0.1y} \right]^{-0.28} K \quad (4.35)$$

olacağını hesaplamıştır. Bu durum V1500 Cyg için gözlenen ile uyum içerisinde. Sonuç olarak $T_{\text{eff}}(1) = 5 \times 10^4 K$ olan novabenzeri sistemlerin 300 yıl önce nova patlaması geçirdiği ve daha soğuk baş yıldızına sahip sistemlerin ise daha erken dönemlerde patladığı söylenebilir. Eğer bu ısıtmanın tek kaynağı ise $T_{\text{eff}}(1) \sim 1 \times 10^4 K$ olan bu sistemler, $T_R(1) \geq 1 \times 10^5 y$ olduğunu gösterecektir. Yine de $T_{\text{eff}}(1)$ 'in toplanma ısıtması ile tanımlanması olasıdır. Bu durumda:

$$T_{\text{eff}}^4(1) = f \frac{GM_1 \dot{M}_1}{8\pi\sigma R_1^3} \quad (4.36)$$

elde edilir. Burada f , dış zarfta depolanan toplanma enerjisi kesridir. (Sion, 1993a; Warner'dan, 1995), $T_{\text{eff}}(1)$ 'in cüce nova patlamaları arasındaki sakin evre değerine asimptotik yaklaşımını modellemiştir. Uygun $\dot{M}_1$ değeri, cüce novada $\dot{M}(d)$ 'nin sakin evre değeridir fakat nova benzeri sistemlerde maksimum evre için $\dot{M}(d)$ değeri kullanılır. Gözlenen ilişki Şekil 4.11'de gösterilmiştir. Polarlar için ortalama bir $T_{\text{eff}}(1)$ değeri ve $\langle \dot{M}_1 \rangle = 4 \times 10^{-11} M_{\odot} / \text{yıl}$ elde edilmiştir. Sürekli çizgi denklem (4.36) yardımıyla $M_{1,1} = 0.6$ ve $f=0.40$ alınarak çizilmiştir. Çünkü büyük kütleli bir baş yıldız, verilen $\dot{M}_1$ değeri için daha fazla ısıtılınca yarıçapı küçüleceğinden ışıyım alanı azalır. Fakat beklenen $T_{\text{eff}}(1)$ değeri, $\dot{M}_1$ değerine oldukça duyarlıdır. U Gem (Marsh et al., 1990; Warner'dan, 1995) ve SS Cyg (Yoshida et al., 1992; Warner'dan, 1995) $M_{1,1} \approx 1.2$ değerine sahiptir. Şekil 4.11'de bu kütleler, denklem(4.36) aracılığıyla $0.6M_{\odot}$ değerine azalmıştır. Şekil 4.11, $T_{\text{eff}}(1)$ 'in $\dot{M}_1$ tarafından kontrol edildiğine (ya da tam tersi) ve yaklaşık olarak var olan toplanma

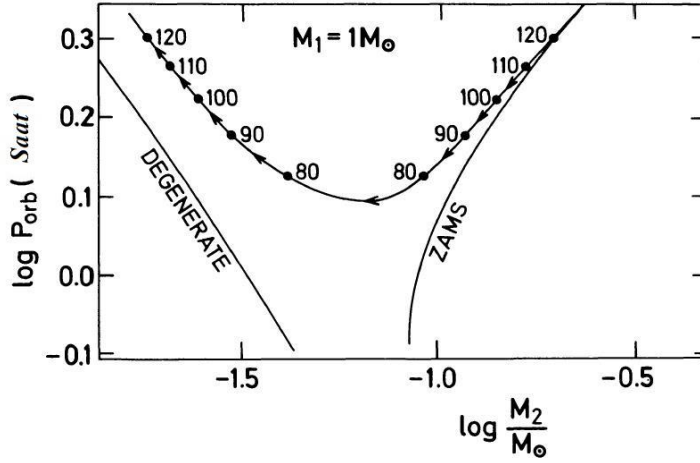
enerjisinin yarısının baş yıldızın yüzey katmanlarına dağıtıldığına kanıt oluşturmaktadır.



Şekil 4.11 Bazı kataklismik değişenlerdeki baş yıldızların etkin sıcaklıklarının toplanma oranlarına karşı çizdirilmesi (Warner, 1995).

4.9.6 Dönem minimumu

Bileşenin azalan kütlesi sebebiyle termal zaman ölçeği daha da uzar. Öte yandan çekimsel ışıının etkili mekanizma olduğu varsayılırsa kütle kaybetme zaman ölçeği daha da kısalır. Bunun bir sonucu olarak bileşenin kütlesi $0.2 M_{\odot}$ kütesinin altına düştüğü zaman termal denge bozulur. Bu durumun sonuçları, Paczynski and Sienkiewicz (1981, 1983), Rappaport et al. (1982), D'Antona and Mazzitelli (1982b) tarafından tahmin edilmiştir. Onların sonucuna göre bileşen, düşük kütleli anakol yıldızından yozlaşmış siyah cüceye doğru evrimleşmektedir. Bu durum Şekil 4.12'de gösterilmektedir (Ritter, 1983).

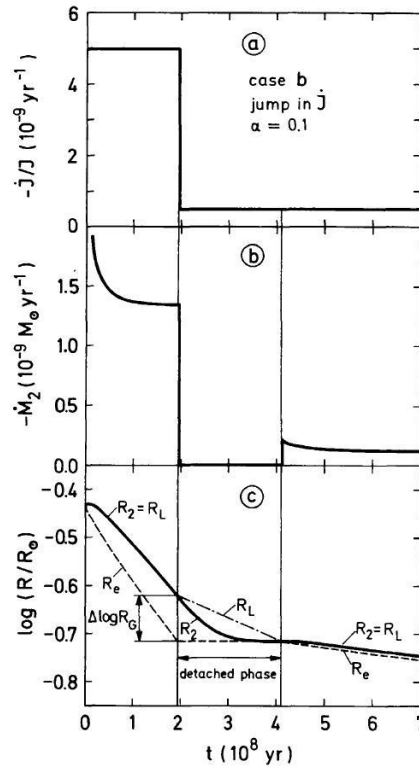


Şekil 4.12 Çekimsel ışınlma aracılığıyla açısal momentum kaybının sonucu olarak kataklismik değişenlerin korunumlu evrim grafiği (Paczynski and Sienkiewicz, 1981).

4.9.7 Dönem boşluğu

Kataklismik değişenlerin gözlenmiş özelliklerinden en iyi saptananlarından biri de dönem boşluğudur. Dönem boşluğunu açıklamak için bir çok girişimde bulunulmuştur. Yörünge dönemi, bileşenin ortalama yoğunluğunu ifade ettiğinden dönem boşluğu, bu yıldızların ortalama yoğunluğuna karşılık gelen bir boşluğu gösterir. Boşluğun genişliği olan $\Delta \log P_{orb} = 0.18$ değeri, ortalama yoğunlukta yaklaşık olarak $\Delta \log \rho_2 = 0.36$ lık bir artış gerektirir. Öte yandan çekimsel ışınlma içeren korunumlu evrim teorik hesaplamaları, bir sistemin kolayca dönem boşluğu içine herhangi bir sıçrama belirtisi göstermeden evrilebileceğini ortaya koyar (Taam, 1983a; Ritter'den, 1983). Birbirinden bağımsız olarak Spruit and Ritter (1983; Ritter'den, 1983) ve Rappaport et al. (1983; Ritter'den, 1983) dönem boşluğunu açıklamak için çalışmalar yapmıştır. Bu çalışmalar dikkate alınırsa dönemi 3 saatten büyük olan kataklismik değişenlerin gözlenen kütle transferlerini açıklamak için çekimsel ışınlmanın yetersiz olduğu görülür. Bundan dolayı bu tür sistemler için bileşen yıldızın manyetik aktivitesi aracılığıyla manyetik frenleme mekanizması kullanılır. Verbunt and Zwaan'ın (1981; Ritter'den, 1983), yarı deneysel frenleme yasasının tahmin ettiği kütle transfer oranları, $10^{-9} M_{\odot} / \text{yıl}$ değerinin birkaç katı mertebesinde ve bileşenin kütlesi $0.4 M_{\odot}$ kütesinin altına düştüğünde onu önemli ölçüde termal dengeden çıkarmak için yeterlidir. Bu

modeldeki kilit nokta; kütle kaybının bir sonucu olarak bileşenin radyatif çekirdeği kaybolduğunda manyetik aktivitenin hızlıca düşmesidir. Sonuç olarak azalan açısal momentum oranına karşılık gelen kütle transfer oranı, bileşeni termal denge dışında yeterince tutmak için çok küçüktür. Açısal momentum kaybetme oranı, önemli miktarda hızlı düşüş yaşarsa bileşen Roche lobundan ayrılır ve termal dengeye doğru evrimleşir. Açısal momentum kaybı ile sadece Roche lobu yarıçapı önemli ölçüde azalırsa sistem tekrar yarı ayrık sistem olabilir. Olayın sıralaması Şekil 4.13'te gösterilmiştir. Dönem boşluğunun görülmesinin sebebi ayrık hale gelen sistemin, kütle transferinin sonlanması nedeniyle gözlenememesidir. Bu modelde boşluk, bileşen tamamen konvektif hale geldiğinde oluştuğundan boşluğun gözlenen dönem aralığı iyi bir şekilde açıklanabilir. Aynı zamanda model, boşluğun üzerindeki kütle transfer oranlarının, çekimsel ışıınım ile tahmin edilen değerlerden büyük olduğunu hesaplamıştır.



Şekil 4.13 Bir kataklizmik değişenin sırasıyla dönem boşluğu içine, içinde ve dışında evriminin örneği. a) Bağlı açısal momentum kaybetme oranındaki varsayılan değişim $-j/J$ 'dir. Başlangıçta bu değer $5 \times 10^{-9} \text{ yıl}^{-1}$ iken bileşen tamamen konvektif olduğunda aniden bunun onda birine düşer. b) Yoldaşın kaybettiği kütle oranı $-\dot{M}_2$ 'dir. c) Yoldaşın yarıçapında ve onun kritik Roche lobunda elde

edilen değişim. R_L kesikli çizgi ($R_2 \neq R_L$ iken), R_2 sürekli çizgi ile belirtilmiştir. Ayırık evre boyunca R_2 değerindeki değişim $\Delta \log R_G$ ifadesi, $\Delta \log P = 3/2 \Delta \log R_G$ olan dönem boşluğuna karşılık gelir Spruit and Ritter'den (1983) alınmıştır.

4.9.8 Gelgit senkronizasyonu ve yörüngenin daireselleşmesi

Senkronize bir şekilde dönmeyen bir bileşenin zarfının dış kısımları, gelgit şişimine doğru hareket eder. Bu yapı, eşlik eden yıldız tarafından oluşturulur. Eksensiz şişim, gelgit torkunun oluşmasına neden olur. Bu tork, dönmenin senkronize olması ve yörüngenin basıklığının azalması üzerinde etkilidir (Zahn, 1966; Hut, 1981; Warner'dan, 1995). $J + j_2$, gelgit evrimi boyunca sabit olmalıdır. Daireselleşme için karakteristik zaman:

$\tau_{\text{cir}} = J / j$ iken senkronizasyon içinse ;

$$\tau_{\text{syn}} = -\Omega_{\text{rot}}(2) / \dot{\Omega}_{\text{rot}}(2) = J_2 / j_2 \quad (4.37)$$

yazılabilir. Bunlar denklemler (3.2)'nin genelleştirilmesi ile elde edilirler. Buradan

$$\tau_{\text{cir}} = \frac{J}{j_2} \tau_{\text{syn}} \quad (4.38)$$

ifadesine ulaşılır (Lecar et al., 1976; Warner'dan, 1995). Bu karakteristik zamanlar yıldız zarfındaki etkin viskozite ile ters orantılıdır. Geri tip yıldızların zarfındaki viskoziteyi değerlendirmek için 3 farklı mekanizma öne sürülmüştür (Zahn, 1977; Warner'dan, 1995),

$$\tau_{\text{syn}} \sim 2.5 \times 10^3 (1+q)^2 P_{\text{orb}}^4(d) \text{ yıl} \quad (4.39)$$

sonucuna ulaşmıştır. Tassoul (1988; Warner'dan, 1995) ve Tassoul and Tassoul (1992; Warner'dan, 1995), dönme hareketinin asimetrisinden kaynaklanan geçici akımları içeren hidrodinamik bir mekanizma teklif etmiştir. Burdan

$$\tau_{\text{syn}} \sim 34 \left(\frac{L_{\odot}}{L} \right)^{1/4} M_{i,2}^{5/4} R_{i,2}^{-3} P_{\text{orb}}^{11/4} (\text{d}) \text{ yıl} \quad (4.40)$$

sonucuna ulaşılır. Roche lobunu doldurmuş bir sistem için Denklem (4.10) ve (4.13) yardımıyla

$$\tau_{\text{syn}} \sim 0.43 \left(\frac{L_{\odot} M_2}{L_2 M_{\odot}} \right)^{1/2} P_{\text{orb}}^{3/4} (\text{saat}) \text{ yıl} \quad (4.41)$$

elde edilir. Zahn (1989; Warner'dan, 1995) ve Zahn and Bouchet (1989; Warner'dan, 1995), gelgit deformasyon zaman ölçeğinin, konvektif dönüşüm zaman ölçeğine benzer ya da ondan kısa olduğuna dikkat çekmiştir. Konvektif dönüşüm zaman ölçeği, etkin viskozitenin (4.39) denklemindekinden daha küçük olmasına neden olur. Ayırık çiftlerde senkronizasyon oranının gözlemlerine başvurarak hangi mekanizmanın geçerli olduğuna karar verme çabaları, kesin sonuçlar vermemiştir (Mazeh et al., 1990; Warner'dan, 1995). (4.39) ve (4.41) denklemleri ile verilen zaman ölçekleri çok kısadır. Yine de τ_{syn} zamanı senkronizasyona yakın sistemler için kullanılabilir. Büyük ayrılmalar için $(|\Omega_{\text{rot}} - \Omega_{\text{orb}}| / \Omega_{\text{orb}} \geq 0.1)$ viskoz sönümlleme modeli çöker ve τ_{syn} $10^5 - 10^6$ kat daha büyük olur (Campbell and Papaloizou, 1983; Warner'dan, 1995). Buna rağmen hidrodinamik model, etkin olmaya devam eder (Tassoul and Tassoul, 1992; Warner'dan, 1995).

Manyetik frenlemenin etkisini ekleme, τ_{syn} zamanını bilmenin önemini gösterir. Eğer $\tau_{\text{MB}} = J / j_{\text{MB}}$ zaman ölçeği, τ_{syn} zamanından önemli miktarda kısa ise bileşenin dönmesi azalır. Bu da güçlü bir senkronizasyonun oluşmasını sağlar. Ayrıca bu durumda daha küçük olan $|\dot{M}_2|$ değerleri küçük $|j_{\text{orb}}|$ değerlerinin oluşmasını sağlar. Bunun nedeni diskin M_v 'si ile elde edilen M_2 'deki yayılma olabilir (van Paradijs, 1986; Warner'dan, 1995). Yine de Czerny and King (1986; Warner'dan, 1995), $\dot{M}_2$ 'nin iki modlu dağılımının senkronize dönmesi söz konusuysa; yüksek $\dot{M}_2$ değeri vereceğini ve bileşenin dönmesi azalırsa düşük $\dot{M}_2$

değeri elde edileceğini göstermiştir. Böylesi bir dağılım için gözlemsel kanıt yoktur. v_{eq} (2) sini ifadesinin gözlenen değerleri, cüce bileşen içeren kataklismik sistemler için senkronize dönmeye işaret etmektedir. Bunun aksine eğer bileşen dev yıldızsa senkronize olmayan dönme gerçekleşebilir (RS Oph).

Senkronizasyon zaman ölçeği, gelgit eşleşme zaman ölçeği $\Omega_{orb} - \Omega_{rot}$ ile orantılı olduğundan (Zahn, 1977; Warner'dan, 1995) ve sonuç olarak tam senkronizasyonda sıfıra gittiğinden bileşenin manyetik frenlemesi, bir denge değerinde senkronize olmayan dönmeye neden olur.

$$\frac{\Delta\Omega}{\Omega_{orb}} = \frac{\Omega_{orb} - \Omega_{rot}}{\Omega_{orb}} \sim \frac{\tau_{syn}}{\tau_{MB}} \quad (4.42)$$

Bileşen yıldız, $\Delta\Omega R_2 = (\tau_{syn} / \tau_{MB}) v_{eq}$ 'lık ekvatoryel hız eksikliği ile döner. Sağlanan $\tau_{syn} < 0.01\tau_{MB}$ değeri³⁶, hız eksikliğinin ses hızından küçük olduğunu ve L_1 noktasından gelen akım için senkronizasyona ihtiyaç olmadığını gösterir. Eğer bileşenin manyetik alanı, yıldızın şeklinde önemli bir basırlık yaratırsa, gelgit etkisi tam senkronizasyona neden olabilir (Applegate, 1989; Warner'dan, 1995). Gelgit frenlemesindeki dolaylı enerji yitimi bileşenin zarfını ısıtır. Bu gelgit ısıtması (Verbunt and Hut, 1983; Warner'dan, 1995) denklem (3.34) ve (4.42) ile şu şekilde elde edilebilir:

$$L_{tid} = (\Omega_{orb} - \Omega_{rot}) |j| \quad (4.43)$$

$$\sim 2 \times 10^{31} \left(\frac{\tau_{syn}}{\tau_{MB}} \right) P_{orb}^{19/12} (\text{saat}) \text{ergs}^{-1} \quad (4.44)$$

³⁶ Kataklismik değişenlerde doğru görünmektedir.

Sonuç olarak $\tau_{\text{syn}} \ll \tau_{\text{MB}}$ ve $L_{\text{tid}} \ll L_2$ eşitsizliği sağlanır. Yine de Rieutord and Bonazzola (1987; Warner'dan, 1995), gelgit etkileri ile bileşenin içerisinde oluşan akımları hesaplamıştır. Bu yazarların çalışmasına göre eğer viskoz sönümleme çok daha küçükse, $L_{\text{tid}} \sim L_2$ ve bileşenin dış yapısı bundan etkilenir (Warner, 1995).

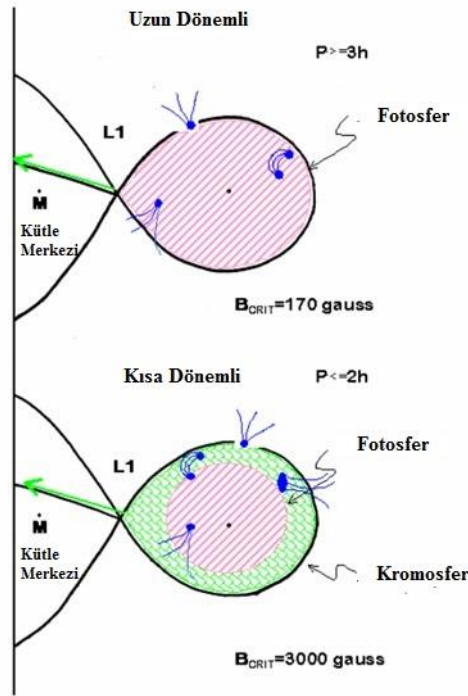
Hiçbir kataklismik değişenin tespit edilebilir yörünge basıklığına sahip olduğu gösterilememiştir. En uygun durumda gözlemsel limit $e \leq 0.01$ 'dir. Fakat radyal hız eğrilerinde görünen basıklığın oluşmasını sağlayan bileşenin homojen olmayan bir şekilde ışınlınması, gözlemsel limiti etkiler. Nova patlama zamanında, küçük bir basıklık $e \approx 10^{-4}$ ortaya çıkabilir (Edwards and Pringle, 1987b; Warner'dan, 1995) ve disk ile gelgit rezonansı tarafından korunabilir (Papaloizou and Pringle, 1979; Warner'dan, 1995). Livio, Govarie and Ritter (1991; Warner'dan, 1995), nova patlamaları sırasında oluşan ortak zarfın basıklıkta hızlı bir azalmaya neden olacağını göstermiştir. Nova patlamalarından sonra ölçülebilir e ve bunun değerindeki azalışın gözlemleri, τ_{cir} 'in direkt olarak ölçülmesine olanak sağlar (Warner, 1995).

4.9.9 Yüksek evre ve düşük evre oluşumu

Bianchini (1992; Howell'dan, 2004) ve Hessman et al. (2000; Howell'dan, 2004), kütle aktarımındaki değişimler ve Güneş döngüsü tipindeki olgular arasında ilişki olduğuna dair kanıtlar sunmuştur. Yoğun manyetik çevrim gösteren, hızlı dönen geri tür tek yıldızların gözlemleri ile karşılaştırıldığında kataklismik değişen bileşenlerinin manyetik olarak aktif olduğu ve Güneş benzeri çevrimler sergiledikleri ortaya çıkar. Polarların minimum evre gözlemleri, yüzeylerinde leke olduğunun direkt kanıtıdır (Howell et al., 2000; Howell'dan, 2004) veya TiO soğurmaları lekelerin varlığına dayandırılabilir (Webb et al., 2002; Howell'dan, 2004). Minimum evrede Polar ST LMi'nin Howell et al., (2000) gözlemleri baz alınırsa teorik bir model ortaya çıkar. ST LMi'nin minimum evresi boyunca bileşenin elips değişimlerinin olmamasına dikkat çeken Howell et al., (2000) kütle transferi şartlarını yerine getirmek için bazı temel parametreleri hesaplamıştır. Kataklismik değişen evriminin standart modelinde belirtilen varsayımları kullanarak ve normal kütle oranını yörünge döneminin fonksiyonu olarak yazmak

için basit fizik denklemleri kullanılarak bir model yapılmıştır. Şekil 4.14 bu modelde kullanılan ana fikirleri içermektedir. Uzun dönemli kataklismik değişenler için fotosfer, gerekli kütle akışını sağlamak için Roche lobu ile temas halinde olmalıdır.

Eğer bileşen yıldız, yerel olarak 170 G ya da daha büyük manyetik alan yoğunluğuna sahipse manyetik kuvvet çizgileri, bileşenden madde söker ve yıldız rüzgarlarının oluşmasına neden olur. Bu alan gücü oldukça bir değerdir ve bütün uzun dönemli kataklismik değişenlerin bu yoruma uygun olması muhtemeldir. Kısa dönemli kataklismik değişenler için bu model çok farklı öngörülerde bulunur. İlk olarak yıldızlar, manyetik rüzgarlar ile açısal momentum kaybını sağlamak için oldukça büyük manyetik alanlara (>3000 gauss) sahip olmalıdır.



Şekil 4.14 Kataklismik değişenlerde genel kütle transferi için Howell et al. (2000) tarafından yapılan modelin temsili görüntüsü. Uzun dönemli sistemler Roche lobunu fotosferleri ile doldururken; kısa dönemli sistemlerin sadece kromosferlerinin Roche lobunu doldurması yeterlidir (Howell, 2003).

İkinci olarak, yıldız fotosferi o kadar çok yoğundur ki gerekli kütle transfer oranını sağlamak için Roche yüzeyi ile temas gerekli değildir. Küçük kütleli bileşen yıldızlar için ($M_{\text{sec}} < 0.25M_{\odot}$) normal bir kromosfer, ihtiyaç duyulan kütle

transferini sağlamak için gereken yoğunluğu sağlayabilir. Geri tip tek bir M yıldızı için yıldız aktivite çevrimleri, yıldız yarıçapını %10-30 arasında şişiren kromosferler sağlar (Guinan, 1999; Howell'dan, 2004). Böylece kısa dönemli bir kataklismik değişimdeki bileşenin maksimum evrede Roche lobunu kromosfer ile doldurduğu düşünülebilir. Daha sonra tekrar içeri doğru çökerek kütle transferinin azalmasına ve durduğunda ise minimum evre oluşmasına neden olur. Bundan dolayı bu değişimler, yıldızdaki manyetik aktivite çevrimleri ile güçlü bir şekilde ilişkilidir.

Kataklismik öncesi bir sistem olan V471 Tau'nun gözlemleri (Rottler et al., 2002; Howell'dan, 2004), bileşen üzerinde manyetik çevrimlerin dinamo değişimlerinin kromosferik aktivite seviyesinde değişimlere neden olduğuna dair kanıt sunmaktadır.

4.9.10 Dönem değişimleri

V471 Tau, dönem değişimlerinin olduğu bir yakın çift sistemdir ve bu değişimler, birçok çalışma tarafından ortaya konmuştur (Lohsen, 1974; Oliver and Rucinski, 1978; Young et al., 1983; Skillman and Patterson, 1987; Applegate and Patterson'dan, 1987). Bu tip sistemlerin kataklismik değişimlerin ataları oldukları düşünülmektedir (Paczynski, 1976; Howell'dan, 2004; Applegate and Patterson'dan, 1987). Skillman and Patterson (1987; Applegate and Patterson'dan, 1987) bu sistemi 16 yıl boyunca gözlemiş (1969-1984) ve döneminde $|\Delta P/P| = 2 \times 10^{-6}$ kadar azalma tespit etmiştir. Fakat dönem başlangıçta hızlı olarak azalmış daha sonra sabit kalmış veya biraz artmıştır. Dönem değişimine ek olarak V471 Tau fotometrik dalga gösterir. Bunun geniş tek bir yıldız lekesi aracılığıyla oluştuğu düşünülmektedir. Bu dalga yavaşça ışık eğrisine doğru göç eder. Bu da çiftin neredeyse senkronize olarak döndüğüne işaret eder. Yıldız manyetik aktivitesi, küresel alan topolojisinin ve $B^2/8\pi$ 'nin ortalama değerinin aktivite çevrimi boyunca değişmesine neden olur. Bu değişimler, manyetik basınç desteğinin anizotropisi ve Roche geometrisindeki eşpotansiyel yüzeylerin bozulması sebebiyle aktif yıldızın kuadropol momentini değiştirir. Aktif yıldızın değişen kuadropol momenti, eşlik eden yıldızın hissettiği çekimsel hızlanmanın

değişmesine neden olur. Böylece yörünge dönemi değişir. Eğer kuadropol bozulması eksensel simetrik ise ve yörünge dairesel ise L sabit alınarak

$$L = mrv, v^2 = gr \text{ ve } \delta P / P = -\frac{2}{3} \delta g / g \quad (4.45)$$

yazılabilir (Applegate and Patterson, 1987).

Çift sistemlerde dönem değişimleri genellikle şu 3 mekanizma aracılığıyla gerçekleşir.

1. Applegate (1992) mekanizması: Burada dönem değişimleri, bileşen yıldızın şeklindeki değişimler ve çiftin dönemi arasındaki eşleşmeden kaynaklanır.
2. Çift etrafında geniş bir yörüngede üçüncü bir cismin varlığı: Bu ışığın gözlemciye ulaşma zamanını etkiler. Bu da çiftin dönemindeki değişim olarak yanlış yorumlanabilir. Örneğin çift sistem gözlemciye doğru hareket ederse, tutulmalar çiftin uzaklaşma durumuna göre daha sık meydana gelir.
3. Sistemden açısal momentum kaybı.

4.9.10.1 Applegate mekanizması

Applegate (1992), birçok çift sistemde gözlenen yörünge dönemi değişimlerinin manyetik olarak aktif olan bileşen yıldızın şeklindeki değişimlerin çiftin yörüngesi ile eşleşmesinden kaynaklandığını öne sürmüştür. Şekil değişimleri, kuadropol momentin değişimine yansır. Bu da dönemde değişimlere neden olur ve sistemden açısal momentum kaybına gerek kalmaz. Şekil değişimlerinin güneş tipi manyetik çevrimlerden kaynaklandığı düşünülmektedir. Fazla enerji stoğunu önlemek için (Marsh and Pringle, 1990; Brinkworth et al.'dan, 2005); Applegate (1992), şekil değişimlerinin bileşen yıldız içinde açısal momentumun yeniden dağılmasından kaynaklandığını önermiştir.

NN Ser sisteminde toplam dönem değişimi $\Delta P = (-4.26 \pm 0.03) \times 10^{-3}$ s olarak hesaplanmıştır. Dönemde meydana gelen değişim kuadropol momentte değişim anlamına gelir ΔQ ile dönem değişimi arasındaki ilişki aşağıdaki şekilde yazılabilir.

$$\frac{\Delta P}{\Delta Q} = -9 \left(\frac{R}{a} \right)^2 \left(\frac{\Delta Q}{MR^2} \right) \quad (4.46)$$

Burada M ve R bileşen yıldızın kütle ve yarıçapıdır ve a yörünge ayrıklığıdır (Applegate and Patterson, 1987; Brinkworth et al.'dan, 2005). Applegate (1992), yıldızın içinden ince dış kabuğa açısal momentum aktarımını dikkate alarak kuadropol momentteki değişimi hesaplamıştır. Bu kabuğun basıklığını artırır ve sonuç olarak kuadropol moment, biraz enerji harcayarak artar. Applegate kabuğun kütlesi için $M_s \sim 0.1M_\odot$ değerini kullanmıştır. Bu, NN Ser durumunda bir problemdir çünkü bileşen yıldızın kütlesi sadece $0.15M_\odot$ kadardır ve bundan dolayı $0.1M_\odot$ değeri kabuk için uygun bir değer değildir.

Brinkworth et al. (2005), Applegate çalışmasını şu şekilde genelleştirmiştir. Yıldız iki kısma ayrılmış, iç çekirdeği 1; dış kabuğu ise 2 indisi ile gösterilmiştir. Açısal momentum çekirdekten kabuğa aktarılmakta ve bu durum da bunların açısal frekansında değişimlere neden olmaktadır:

$$I_1 \Delta \Omega_1 + I_2 \Delta \Omega_2 = 0 \quad (4.47)$$

Burada I_1 ve I_2 eylemsizlik momentleridir ve bir dizi ince kabuğun toplamı formunda verilir:

$$I = \frac{2}{3} \int R^2 dM \quad (4.48)$$

Açısal frekanslardaki değişim, eliptikliği değiştirir ve sonuç olarak çekirdek ve kabuğun kuadropol momentleri kuadropol momentte toplam olarak;

$$\Delta Q = Q'_1 \left[2\Omega_1 \Delta \Omega_1 + (\Delta \Omega_1)^2 \right] + Q'_2 \left[2\Omega_2 \Delta \Omega_2 + (\Delta \Omega_2)^2 \right] \quad (4.49)$$

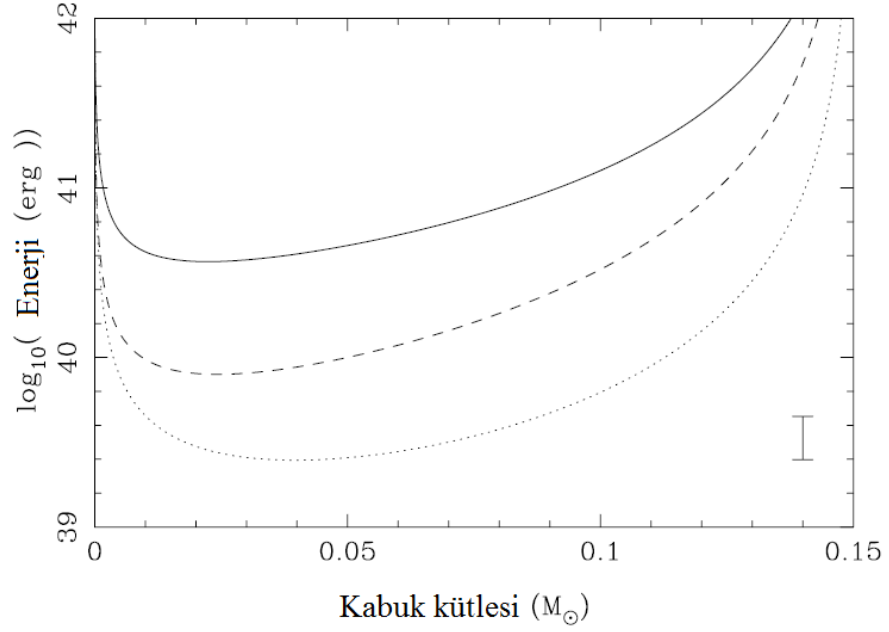
kadar değişim meydana getirir. Burada Q' katsayıları

$$Q' = \frac{1}{9} \int \frac{R^5 dM}{GM(R)} \quad (4.50)$$

ile ifade edilir. Burada $M(R)$, R yarıçapı içinde kalan kütledir. Verilen bir dönem değişimi, kütle ve yarıçaplar için denklem (4.46) kuadropol momentteki değişimi verir. Daha sonra denklem (4.58) ve (4.60), $\Delta\Omega_2$ değerini elde etmek için kullanılabilir. Sonuç olarak aktarılan açısal momentum için $\Delta J = I_2 \Delta\Omega_2$ elde edilir. Bu da enerjideki değişimi elde etmek için kullanılır (Applegate, 1992):

$$\Delta E = \Omega_{\text{dr}} \Delta J + \frac{1}{2} \left(\frac{1}{I_1} + \frac{1}{I_2} \right) (\Delta J)^2 \quad (4.51)$$

Burada $\Omega_{\text{dr}} = \Omega_2 - \Omega_1$, başlangıç diferansiyel dönmeyi temsil eder. Yukardaki denklemleri çözmek için yoğunluğun yarıçap ile nasıl değiştiği bilinmelidir. Brinkworth et al. (2005) çalışmasında Lane-Emden eşitliği tamamen konvektif bileşen yıldızlar için uygun olan $n=1.5$ için kullanılarak hesaplama yapılmıştır. Şekil 4.15'te bu hesaplamaların sonuçları; kabuk kütlesi $M=0.15M_{\odot}$, $R=0.174R_{\odot}$ ve $\Delta P = -0.00426s$ alınarak gösterilmiştir. Applegate, $\Omega_{\text{dr}} = \Omega_2$ değerini kullanmıştır. Buna dayanarak; başlangıçtaki diferansiyel dönmenin değişimler ile aynı mertebede olması beklenebilir. Minimum enerjiye ulaşmak için $\Omega_{\text{dr}} = \Omega_2$ kullanmak yerine $\Omega_{\text{dr}} = 0$ olduğu varsayılmıştır. Böylece enerjiler 2 kat artmıştır. Bunun yanı sıra şekil, gözlenen dönem değişimini sağlamak için en az $4 \times 10^{40} \text{erg}$ lik bir enerjiye ihtiyaç olduğunu gösterir. Bileşenin ısıtması $L_2 = 4\pi R^2 \sigma T_{\text{eff}}^4$ 'tür. Etkin sıcaklığı $2880 < T_{\text{eff}} < 3020K$ aralığında olan NN Ser sisteminin 15 yıllık gözlemleri için gerekli olan enerji $2.5 \times 10^{39} \leq E_2 \leq 4.5 \times 10^{39} \text{erg}$ 'dir. Bu aralık (Şekil 4.15'in sağ altında gösterilmiştir), hesaplanan enerjiden 10 kat kadar farklıdır. Applegate'nin orijinal hesaplaması kesikli çizgi ile gösterilmiştir. Şekil 4.16'da ise Applegate mekanizmasını sağlamak için gerekli olan minimum enerji değerinin var olan 15 yıllık enerjiye oranı bileşen yıldızın yarıçapına karşılık çizdirilmiştir.



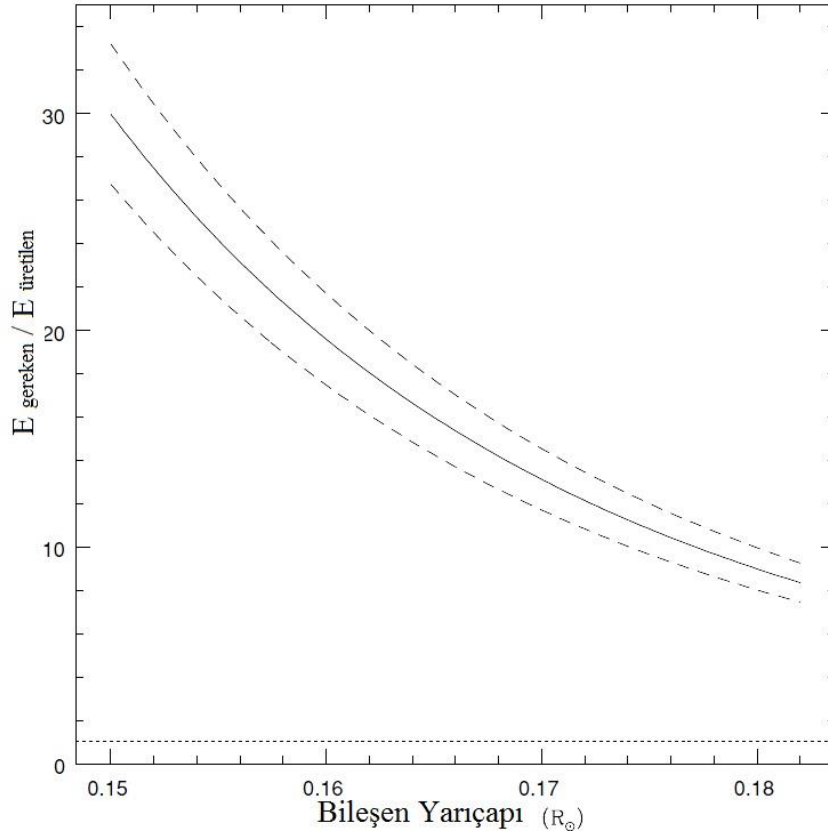
Şekil 4.15 Beklenen kabuk kütlelerinin fonksiyonu olarak NN Ser sistemindeki dönem değişimlerini etkilemek için gerekli olan enerjinin Applegate (1992) mekanizması kullanılarak çizdirilmesi Brinkworth et al. (2005).

Gerekli olan enerjinin var olan enerjiye oranının bileşen yıldızın tüm yarıçap değerleri için 1'den büyük olduğu görülmektedir. Yani Catalan et al. (1994; Brinkworth et al.'dan, 2005) ve Haefner et al. (2004; Brinkworth et al.'dan, 2005) çalışmalarında elde edilen parametreler için NN Ser'in bileşen yıldızı, Applegate mekanizmasını sağlamak için yeterli enerjiye sahip değildir. Brinkworth et al. (2005) çalışması, Applegate (1992) çalışması ile kıyaslanırsa:

- İnce kabuk yaklaşımı, yarıçapların sonlu aralığı üzerinden integre edilmiştir.
- Kabuktan pozitif bir katkı varken ayrıca kabuğun kayda değer genişlemesini dengeleyecek çekirdekten de negatif bir katkı eklenmiştir.

Şekil 4.15'te kesikli çizgi, hesaplamalarda enerjiye çekirdek katkısının dışlanması etkisini göstermektedir. Bu çizgi küçük kabuk kütleleri için Applegate (noktalı) modeline yaklaşmaktadır. Büyük kabuk kütlelerinde, yarıçap ve kabuk kalınlığı ile yoğunlukta değişimin etkisi önemlidir ve geriye kalan farkı açıklar. Çekirdek kesintileri dikkate alınmazsa çekirdek, kabuktan kuadropol artışın yaklaşık olarak yarısını dengeler. Applegate, yaklaşımlarının kabuk yıldız

kütlesinin büyük bir kısmını oluşturduğunda çalışmadığını vurgulamıştır. Çünkü Brinkworth et al. (2005) çalışmasında kullanılan çekirdeğin kuadropol momentinin dengeleme etkisini kullanmamıştır.



Şekil 4.16 Applegate mekanizması için gerekli olan enerji oranının bileşen yarıçapına karşılık çizdirilmesi. Kesikli çizgiler, gözlenen dönem değişimi ve bileşenin sıcaklığındaki belirsizlikler yüzünden oluşan enerji oranındaki belirsizliği temsil etmektedir (Brinkworth et al., 2005).

Bileşen yıldızların sıcak beyaz cüce tarafından ısımlandığına ve beyaz cüceye bakan kısımlarında daha yüksek sıcaklıklar gösterdiklerine dikkat etmek gerekir. Brinkworth et al. (2005) çalışmasında bunun bileşen yıldızı nasıl etkilediğini tahmin etmek için bileşen tarafından kesilen baş yıldızdan gelen akı, bileşen yıldızın gerçek ısıtması ile karşılaştırılmıştır. Beyaz cüceden kesilen akının bileşenin gerçek ısıtmasının yaklaşık olarak 13 katı olduğu sonucuna ulaşılmıştır. Sonuç olarak eğer bunun %70'i bileşen tarafından soğurulmuş olsa idi sağlanan ekstra enerji Applegate mekanizmasını sağlamak için yeterli olurdu. Yine de bunun olmaması için birkaç neden vardır. İlk olarak yıldız yüzeyinde soğrulan küçük miktar bir enerji, bu bölgedeki opasitenin çok yüksek olması sebebiyle içeri doğru

akar, yıldız yüzeyi çabucak ısınır ve bundan dolayı soğrulan enerji tekrar salınır (Harpaz and Rappaport 1991, 1995; Brinkworth et al.'dan, 2005). Bunun yerine ışınlama akısının temel etkisi, yıldızın iç kısımlarında üretilen ışınlamanın dışarı doğru akışını engellemisidir. Engellenen enerjinin bir kısmı iç enerji ya da çekimsel enerji olarak depolandığında yıldızda az miktarda bir genişleme görülür. İzotropik ışınlamaya maruz kalan bir yıldızın aksine anizotropik ışınlanan yıldız, konveksiyon bölgesinin üst kısımlarındaki enerji akışını yüzeyinin ışınlanmayan kısımlarına doğru yönlendirir ve yıldızın etkin olarak soğumasını sağlar (Vaz and Nordlve 1985; Ritter, Zhang and Kolb 2000; Brinkworth et al.'dan, 2005). Bu durumda enerji akışı, mekanik ve termal yapıdan ayrılır (hala küresel simetrik olarak ele alınabilir). Bundan dolayı konveksiyon bölgesinin altında bileşen yıldızın yapısı, neredeyse ışınlama akısından etkilenmez. Işınlama akısı, Applegate mekanizmasını sağlamak için bozulması gereken sınır katmanlarına ve atmosferin iç kısımlarına kadar işleyemez. Sonuç olarak eğer bileşen yıldız baş yıldızın enerjisini 9 kat soğurmuş olsaydı bu sistem için ULTRACAM ile yapılan 3 yıllık gözlemlerde ışık eğrisinde biraz değişim görmek gerekirdi. Böyle bir değişiklik tespit edilememiştir (Brinkworth et al., 2005).

4.9.10.2 Manyetik aktivite kaynaklı dönem değişimleri

Manyetik olarak aktif yıldızın yapısı, aktivite çevrimi boyunca değişir. Çünkü hidrostatik dengeye manyetik katkı, hem manyetik alan gücüne hem de alanın küresel topolojisine bağlıdır ve her ikisi de manyetik çevrim boyunca değişkendir. Maxwell gerilme tensörünün $(B \cdot \nabla)B / 4\pi$ terimi sebebiyle hidrostatik dengeye manyetik katkı, anizotropiktir. Eğer aktivite çevrimi boyunca manyetik alanın küresel topolojisi poloidal yapıdan toroidal yapıya değişirse bu terimin katkısı değişir ve değişen bir kuadropol moment üretir. Eğer $B^2 / 8\pi$ 'nin ortalama değeri aktivite çevrimi boyunca değişirse manyetik basınçtaki değişim yıldızın genişleyip büzülmesine neden olur. Yıldız kuadropol-bozulmuş Roche potansiyeli içinde genişleyip büzülür. Bundan dolayı yıldızın kuadropol momenti değişir. Buna ek

olarak büzülme ve genişleme işlemi sabit açısal momentum ile gerçekleştiğinden³⁸ dönme oranı değişir. Çünkü eylemsizlik momenti değişmektedir. Bu durum, kuadropol momentte dönmenin katkısını değiştirir. Baş yıldız kütlesi, M_p olan kuadropol bozulmuş yıldızın dışındaki çekimsel potansiyel $\phi(x)$;

$$\phi(x) = -\frac{GM_p}{r} - \frac{3}{2}G \sum_{i,k} Q_{i,k} \frac{x_i x_k}{r^5} \quad (4.52)$$

olarak yazılabilir. Burada x_i ve x_k baş yıldızın kütle merkezinden ölçülen kartezyen koordinatlardır. Her indis için toplam, birden üçe kadar alınmıştır. $l=2$ den büyük olan terimler boşlanarak kuadropol moment:

$$Q_{ik} = \int d^3x \rho(x) \left(x_i x_k - \frac{1}{3} \delta_{ik} r^2 \right) \quad (4.53)$$

ile ifade edilebilir. Yörünge açısal momentumu ile spinin paralel olduğu varsayılmış ve bu doğrultu z eksenini olarak alınmıştır. Kuadropol moment katsayıları ϕ_{ik} birkaç katkının toplamıdır. Baş yıldızın dönmesi ve bileşen aracılığıyla gelgit bozulmaları baş yıldıza üç eksenli bir şekil verir ve bunun ana eksenleri açısal momentum eksenidir³⁹. Bu bozulma Kepler'in 3. yasasına en büyük düzeltmeyi yapar (Denklem (4.54)) fakat yörünge dönemi değişimlerini üretmez. Çünkü zamanla sabittir. ϕ_{ik} değerlerine manyetik katkılar, temel eksen gelgit bozulmasının temel eksenini ile uyuşmayan üç eksenlidir'dir. Yine de diferansiyel dönme, eksensel simetriden sapmaları yok etme eğilimindedir. Bundan dolayı ϕ_{ik} 'ya manyetik katkılarının, açısal momentum eksenini civarında eksensel simetrik oldukları varsayılmıştır. Eksensel simetriden sapmalar, $2\pi/(\omega-\Omega)$ zaman ölçeğinde yörünge dönem değişimlerini üretir. Burada ω , yörünge açısal frekansı ve Ω , baş yıldızın açısal frekansıdır. Koordinat sisteminin yörünge ile dönmesine

³⁸ Gelgit torkları 10 yıllık zaman dilimlerinde etkisizdir.

³⁹ Bileşen doğrultusunda

izin verilmiş ve $\hat{x}$ yönü bileşene doğrudur. Bundan dolayı denklem (4.52)'deki Q_{xx} terimi kalır. Yörünge açısal momentumu L ve yörünge dönemi P sırasıyla:

$$L = \frac{M_p M_s}{M_T} (G a M_T)^{1/2} \left(1 + \frac{9}{4} \frac{Q_{xx}}{M_p a^2} \right) \quad (4.54)$$

$$P = 2\pi \left(\frac{a^3}{G M_T} \right)^{1/2} \left(1 - \frac{9}{4} \frac{Q_{xx}}{M_p a^2} \right) \quad (4.55)$$

ile verilir. Burada $M_T = M_p + M_s$ sistemin toplam kütesidir. Gelgit torklarının 10 yıllık zaman dilimlerinde etkisiz olmasından dolayı yörünge değişimleri sabit ışıtmada gerçekleşir. Yörünge dönem değişimleri, gün mertebesinde. Böylece yörünge değişimleri, adyabatik değişmezleri korur. Radyal adyabatik değişmez $I_r = \oint P_r dr$ sadece dairesel yörüngelerde sıfırdır. Bundan dolayı dairesel yörüngeler, dairesel olarak kalır. Bununla birlikte $(\partial P / \partial Q_{xx})_L$ türevi değerlendirilerek

$$\frac{\Delta P}{P} = -9 \left(\frac{R_p}{a} \right)^2 \frac{\Delta Q_{xx}}{M_p R_p^2} \quad (4.56)$$

elde edilir. V471 Tau için gözlenen dönem değişimi $|\Delta P / P| \approx 10^{-6}$, ayrıklık $a / R_p = 4$ ve yapı sabiti $\alpha = I / M R^2$ 'dir. Burada I eylemsizlik momentidir ve anakol için 0.1-0.2 değerleri arasındadır. Böylece

$$9\alpha \left(R_p / a \right)^2 \approx 0.1 \quad \text{ve} \quad \frac{\Delta Q}{I_p} \approx 10^{-5} \quad (4.57)$$

olur. Burada Q 'nun alt indisleri gözlenen dönem değişimlerini üretmek için düşmüştür (Applegate and Patterson, 1987).

Değişken küresel alan topolojisi

$$\Delta Q \approx I_p \left(\frac{\Delta M}{M} \right)_{CZ} \left(\frac{B^2}{8\pi P} \right)_{CZ} \quad (4.58)$$

mertebeğinde kuadropol momentte değişim üretmelidir. Burada $(\Delta M/M)_{CZ}$ konveksiyon bölgesi dışındaki baş yıldızın kütle kesri ve $(B^2/8\pi P)_{CZ}$ konveksiyon bölgesinde manyetik basıncın toplam basınca oranının ortalamasıdır. Eğer $B^2/8\pi$ 'nin ortalama değeri aktivite çevrimi boyunca değişirse kuadropol moment değişir⁴⁰. Dönme aracılığıyla kuadropol moment;

$$\frac{Q}{I_p} \approx \frac{\Omega^2 R_p^3}{GM_p} \approx \frac{L_p^2}{I_p^2 \omega_p^2} \quad (4.59)$$

şeklinde yazılabilir (örneğin Shapiro and Teukolsky 1983; Applegate and Patterson'dan, 1987). Burada L_p , baş yıldızın dönme açısal momentumu ve $\omega_p = (R_p^3 / GM_p)^{1/2}$ karakteristik salınım frekansıdır. Buradan

$$\frac{\Delta Q}{I_p} \approx - \left(\frac{Q}{I_p} \right) \frac{\Delta I_p}{I_p} \quad (4.60)$$

sonucuna ulaşılır. Bu denklemde

$$\frac{\Delta I_p}{I_p} \approx \left(\frac{\Delta M}{M} \right)_{CZ} \left(\frac{B^2}{8\pi P} \right)_{CZ} \quad (4.61)$$

olarak yazılabilir. Bu ifade, baş yıldızın eylemsizlik momentinde kesirsel değişimdir. Eş potansiyel yüzeylerinin gelgit bozulmaları sebebiyle ΔQ değerine katkı kabaca dönmeden kaynaklanan katkıya eşittir. Çünkü baş yıldızın ve bileşenin kütleleri neredeyse eşittir ve çift neredeyse senkronize olarak dönmektedir. Çok

⁴⁰ Yıldızın bozulmuş potansiyel içinde genişleyip büzülmesi ve dönme miktarının değişmesi sebebiyle gerçekleşir.

yakın çiftler için $Q \leq 0.1I_p$ olduğundan ΔQ 'ya en büyük katkı anizotropik manyetik basınçtan (Denklem (4.58)) gelir (Applegate and Patterson, 1987).

Warner (1988; Ak et al.'dan, 2001), manyetik çevrimin neden olduğu kuadropol moment değişiminin bazı gözlenebilir parametrelerde zamana bağlı değişimlere neden olacağını göstermiştir. Manyetik akı tüplerinin artan sayısı, yıldızın yarıçapında artışa neden olur (ya da Roche lobunda azalmaya neden olur Richmann 1994; Ak et al.'dan, 2001). Bunun sonucunda transfer edilen kütle miktarında artış meydana gelir. Artan kütle miktarı, sıcak lekenin ısıtmasının ve toplanma diskine doğru olan kütle akışının artmasını sağlar. Sakin evre ışığında baskın kaynakların bileşen yıldızlar olmasından dolayı⁴¹ bu evrede sistemin toplam ısıtması artar. Cüce novaların patlama aralıkları, kütle transfer oranı ile ters orantılı olduğundan (Ichikawa & Osaki 1994; Ak et al.'dan, 2001) artan kütle oranı, patlamalar arasındaki süreyi kısaltır. Bileşenin manyetik alanı diske ulaşır. Manyetik alan çizgileri, diske nüfuz eder ve açısal momentum taşırlar. Bundan dolayı açısal momentumda kayıp gerçekleşir. Kütlenin toplandığı ve patlamaların tetiklendiği yer, diskin iç kısımlarına doğru ilerler. Bunun sonucunda patlamaların daha sık gerçekleşmesi beklenir (Vogt et al. 1995; Smak 1984; Ak et al.'dan, 2001). Kısacası bileşen yıldızın çevrimli manyetik aktivitesi, sistemin parlaklığında, cüce novaların patlama aralıklarında ve patlama sürelerindeki çevrimli değişimler olarak gözlenebilir. Bileşen yıldızın manyetik aktivite çevrimi boyunca açısal momentumunun dağılımı değişeceğinden yıldızın basıklığında değişimler meydana gelir. Bu değişimler yerçekimi tarafından yörüngeye iletilir ve yörünge dönemi değişir (Applegate 1992; Warner 1988; Ak et al.'dan, 2001). Bileşen yıldızın manyetik aktivite çevrimleri, uzun dönemli gözlemler ile ortaya çıkarılabilir. Böylesi çevrimler, Bianchini (1988, 1990; Ak et al.'dan, 2001) tarafından bazı nova ve nova benzeri yıldızların görsel parlaklıkları ile bazı cüce novaların patlama tekrarlama süreleri arasındaki süreden bulunmuştur. Az sayıda örneği incelemiş olsa da Bianchini (1990; Ak et al.'dan, 2001) ve Maceroni et al. (1990; Ak et al.'dan, 2001), bileşen yıldızların çevrim dönemlerinin tek anakol yıldızlarının

⁴¹ Patlama evresinde hakim ışıma kaynağı, toplanma diskidir

aralığına düştüğünü ve çevrim dönemlerinin bileşenlerin dönme dönemleri ile ilişkili olmadığını göstermiştir. Tek yıldızların manyetik çevrimleri tespit edilebilmesine (Baliunas et al., 1995; Wilson, 1978; Ak et al.'dan, 2001) rağmen manyetik aktivite çalışmalarında kataklismik değişenler bazı avantajlara sahiptir. İlk olarak uzun dönemli görsel gözlemler amatör astronomlar tarafından uzun sürelerdir yapılmaktadır. İkinci olarak ise yörünge dönemi direkt olarak dönme, kütle ve yarıçap gibi bazı temel yıldız parametrelerine bağlıdır. Yörünge dönemi, kataklismik değişenlerde en iyi belirlenebilen parametredir dolayısıyla buna bağlı olan diğer yıldız parametreleri de kabul edilebilir duyarlılıkta belirlenebilir (Ak et al., 2001).

5. YENİ GÖZLEMLER

Bu çalışma kapsamında yapılan gözlemlerde DQ Her türü sistemler üzerine yoğunlaşmıştır. İki tane hedef belirlenmiştir. Bu hedeflerden ilki, bu tür sistemlere adını veren DQ Her; ikinci sistem ise V405 Aur olarak bilinmektedir. Bu sistemler, Çizelge 5.1 ve Çizelge 5.2’de belirtilen zaman dilimlerinde TUG’da ve Çizelge 5.3’de belirtilen zaman dilimlerinde Ege Üniversitesi Gözlemevi’nde gözlenmiştir. Gözlemler sırasında kullanılan teleskopların genel özellikleri Çizelge 5.4 ve Çizelge 5.5’te verilmiştir.

Çizelge 5.1 V405 Aur’un TUG’da yapılan gözlemleri için gözlem zamanı ve elde edilen görüntü sayısı

Başlama Zamanı (HJD)	Bitirme Zamanı (HJD)	Toplam Süre (Saat)	Elde Edilen Nokta Sayısı
2456900.45	2456900.58	2.95	88
2456972.56	2456972.63	1.49	24
2456973.51	2456973.63	2.72	43

Çizelge 5.2 DQ Her’in TUG’da yapılan gözlemi için gözlem zamanı ve elde edilen görüntü sayısı.

Başlama Zamanı (HJD)	Bitirme Zamanı (HJD)	Toplam Süre (Saat)	Elde Edilen Nokta Sayısı
2456900.29	2456900.42	3.11	41
2456913.28	2456913.41	3.14	24
2456951.25	2456951.35	2.40	25

Çizelge 5.3 V405 Aur’un Ege Üniversitesi Gözlemevi’nde yapılan gözlemi için gözlem zamanı ve elde edilen görüntü sayısı.

Başlama Zamanı (JD)	Bitirme Zamanı (JD)	Toplam Süre (Saat)	Elde Edilen Nokta Sayısı
2456920,49	2456920,59	2.50	50
2456921,42	2456921,60	4.38	86
2456925,40	2456925,58	4.36	93
2456931,42	2456931,57	3.56	76

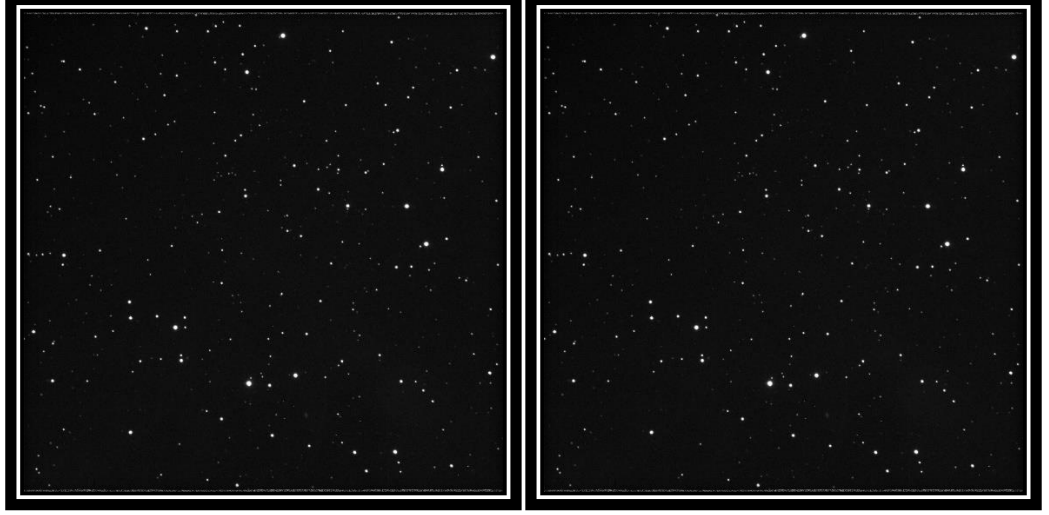
Çizelge 5.4 Ege Üniversitesi Gözlemevi'ndeki R40 teleskobunun genel özellikleri

Teleskop Marka/Modeli	Meade LX200GPS 16"
Teleskop Açıklığı (cm)	40cm
Teleskop Odak Oranı	F/10
CCD Kamera	Alta Apogee U42
CCD formatı ve hücre boyutu	2048 x 2048, 13 mm

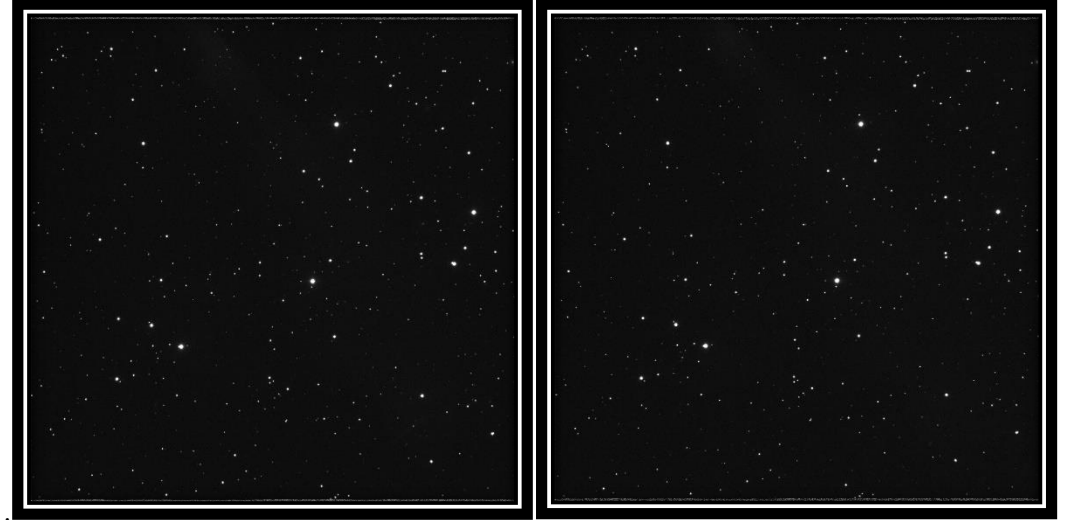
Çizelge 5.5 TUG'daki T100 teleskobunun genel özellikleri

Modeli	ACE RC1.0
Optik Sınıfı	Ritchey-Chretien
Ayna Çapı	100 cm
Odak Uzaklığı	1000 cm
Odak Oranı	f/10
Odak Düzlemi	45 mm dışarıda
Alan Merceği	3 elemanlı (takılı değil)
Ayrırma Gücü	0.11"
Odak Ölçeği	21 "/mm

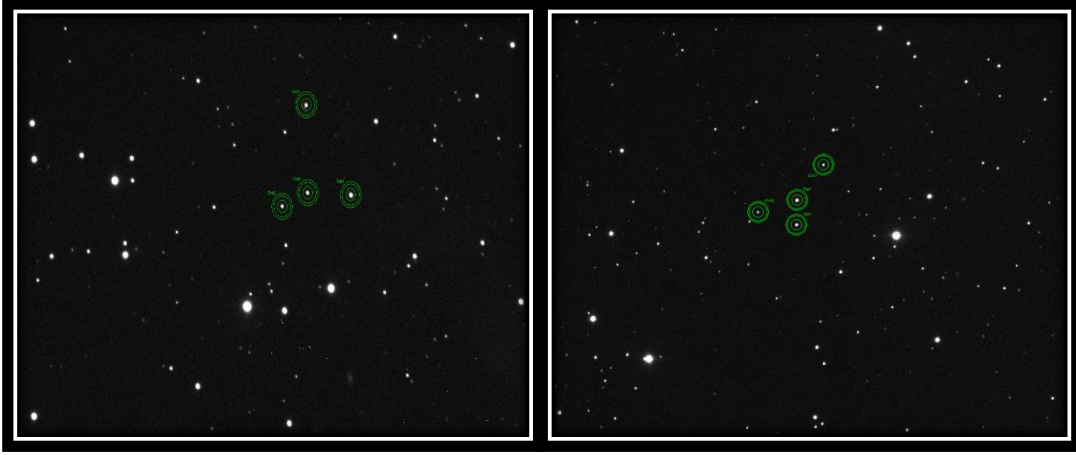
Şekil 5.1, Şekil 5.2 ve Şekil 5.3 sırasıyla DQ Her ve V405 Aur için R ve V bantlarında elde edilen görüntülerin indirgenmiş hallerini ve seçilen mukayese ve denet yıldızlarını göstermektedir.



Şekil 5.1 DQ Her'in R bandında (sol) ve V bandında (sağ) indirgenmiş görüntüsü.



Şekil 5.2 V405 Aur'un R bandında (sol) ve V bandında (sağ) indirgenmiş görüntüsü.



Şekil 5.3 Sırasıyla DQ Her ve V405 Aur için seçilen mukayese ve denet yıldızları.

Çizelge 5.6 DQ Her sistem parametreleri (Horne et al., 1993).

Parameter	Independent Constraints	Monte Carlo Averages
P (days)	0.1936209	0.1936209
$\Delta\phi$	0.110 ± 0.003	0.107 ± 0.002
K_1 (km s $^{-1}$)	140 ± 10	145 ± 8
K_2 (km s $^{-1}$)	227 ± 10	222 ± 10
$V_{\text{rot}} \sin i$ (km s $^{-1}$)	115 ± 18	127 ± 5
q		0.66 ± 0.04
i		86.5 ± 1.6
$M_1/M_{\odot}$		0.60 ± 0.07
$M_2/M_{\odot}$		0.40 ± 0.05
$R_2/R_{\odot}$		0.49 ± 0.02
$a/R_{\odot}$		1.41 ± 0.05
R_{L1}/a		0.543 ± 0.007
$\sqrt{GM_1/R_D} \sin i$ (km s $^{-1}$)	800 ± 100	800 ± 99
R_D/R_{L1}		1.0 ± 0.3

Çizelge 5.7 V405 Aur içinsistem parametreleri (Sing et al., 2004).

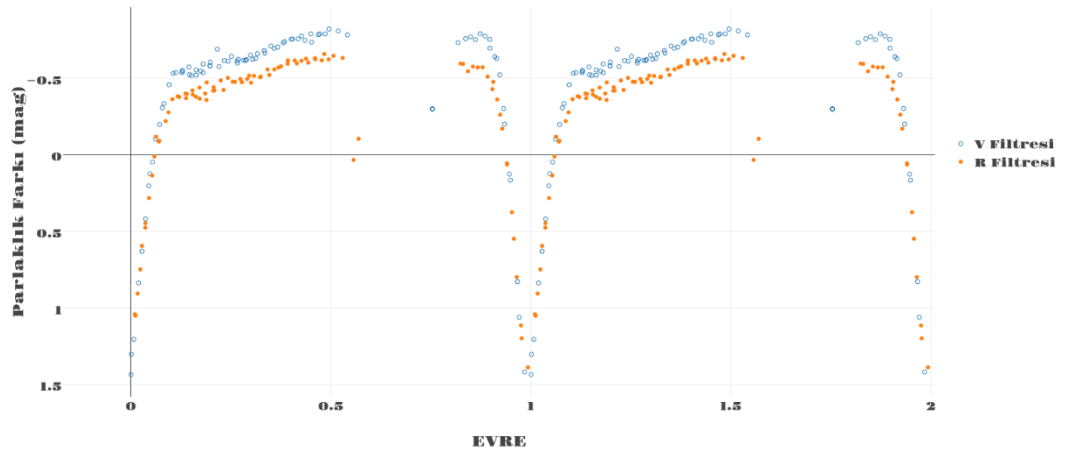
Parametre	Deger	Referans
Yörtinge Dönemi	4.15 hr	1
Beyaz cüce spin periyodu	545.4565(8) s	2
Tahmin edilen uzaklık	300–310 pc	1
Tahmin edilen manyetik alan gücü	>5 MG	3
Dikine hız için T_0	HJD 2,451,088.76164+0.1726196E	4
Sıfır evre farkı ϕ	-0.01 ± 0.07	5
İniklik	$<5^\circ$	5
γ hızı	$+41.1 \pm 0.1$ km s $^{-1}$	5
K_{WD} hızı	2.5 ± 0.5 km s $^{-1}$	5

Referanslar —(1) Haberl et al. 1994; (2) Allan et al. (1996); (3) Haberl & Motch (1995); (4) Szkody et al. (2000); (5) sing et al. (2004)

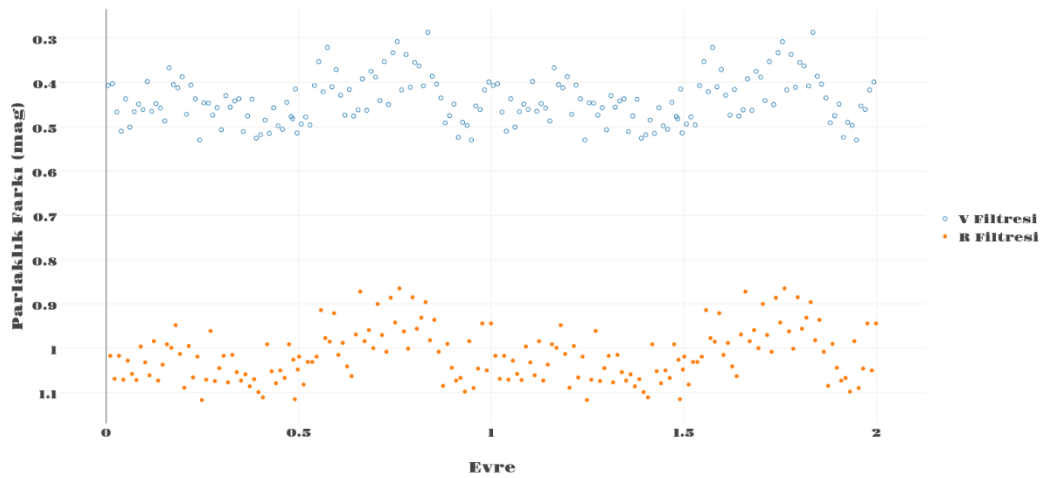
5.1 İndirgeme Aşamaları

Tüm gözlemlerin indirgeme işlemleri IRAF yazılımı kullanılarak yapılmıştır. Kalibrasyon görüntülerinin özellikleri ve elde edilen görüntülerden çıkarılması

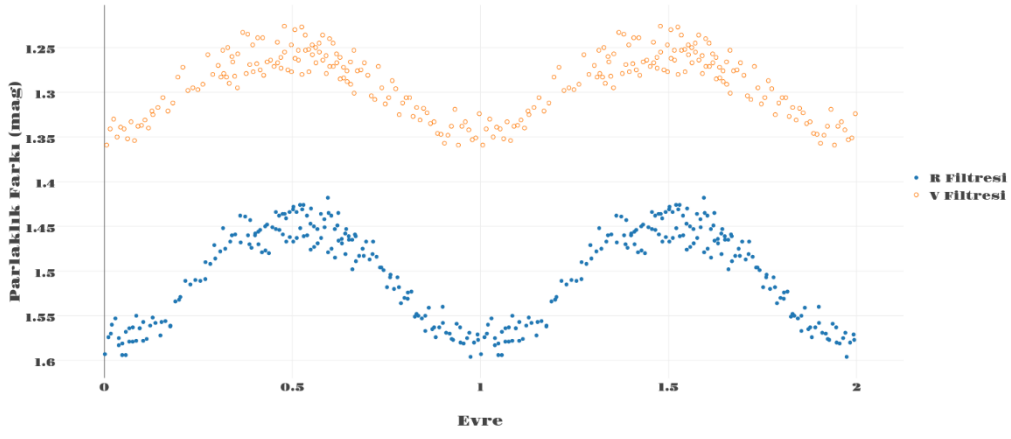
işlemi ayrıntılı olarak EK 1’de incelenebilir. Gözlem verisi, IRAF, MYRAF, Maxim DL yazılımları kullanılarak işlenmiştir. IRAF yazılımında zaman zaman ortaya çıkan hizalama sorunları MYRAF yazılımının yararlandığı alipy paketi kullanılarak çözülmüştür. Sonuç itibarı ile ortaya çıkan sorunların çözümü için her üç yazılımdan da yararlanılmıştır. Bu farklı yazılımlarla yapılan fotometri işlemlerinde büyük farklılıklar göze çarpmamaktadır. Her iki yıldız için de elde edilen ışık eğrileri aşağıda sunulmuştur.



Şekil 5.4 DQ Her’in TUG’daki T100 teleskobu ile elde edilen ışık eğrisi. V filtresinde elde edilen parlaklık farklarından 0.3 değeri çıkartılarak çizdirilmiştir.



Şekil 5.5 V405 Aur’un EUO’daki R40 teleskobu kullanılarak elde edilen ışık eğrisi. V filtresinde elde edilen parlaklık farklarından 0.5 değeri çıkarılarak çizdirilmiştir.



Şekil 5.6 MS Peg'in EUO'daki R40 teleskobu kullanılarak elde edilen ışıık eğrisi.

6. SONUÇ VE TARTIŞMA

Değişen yıldızların gözlemleri, yıldızların uzaklık, kütle, yarıçap gibi temel astrofiziksel parametrelerinin elde edilmesini sağlar. Katakлизмik sistemler de değişen yıldızların bir alt grubunu oluşturur ve bu sistemlerde madde transferi gerçekleştiğinden elde edilen ışık eğrilerinde de bu sürecin etkilerini görebilmek mümkündür. Toplanma diskinde madde akışındaki kararsızlıklar, ani patlamalara yol açtığından bu gibi değişimler, ışık eğrilerinde kendilerini belirgin olarak göstermektedir. Yapılan gözlemler sayesinde ulaşılan sistem parametreleri kullanılarak sistemin ne şekilde evrimleşeceği tahmin edilebilir.

Bu tez çalışmasında TUG ve EUO Gözlemevlerinde katakлизмik yıldızların alt gruplarından kolay gözlenebilecek hedefler seçilmiştir. Ayrıca bu çalışma kapsamında literatür taraması ile elde edilen bilgiler, gözlem verisinin indirgenmesinde kullanılmıştır. İncelenen sistemlerden DQ Her, katakлизмik yıldızların bir alt grubu olan IP'lerin bir üyesidir. Bu sistemde üçüncü cismin varlığından kaynaklandığı düşünülen dönem değişimleri tespit edilmiştir (Dai, Z.B. and Qian, S.B., 2009). Ayrıca diğer bir IP üyesi olan V405 Aur'un da üçüncü bir cisim barındırdığına dair çalışmalar vardır. Bu tez çalışmasının öncelikli amacı ilgili sistemler hakkında bilgi toplamak ve bileşen yıldızın bu sistemlere etkisini incelemektir.

Katakлизмik Değişenlerin *Intermediate Polar* olarak adlandırılan alt grubunun üyesi olan DQ Her çift yıldız sistemi hızlı dönen bir beyaz cüce (~ 72 sn) ve kırmızı cüce yıldızdan oluşup sistemin yörünge dönemi 4.65 saattir. Intermediate polarlar kendileri gibi manyetik katakлизмik değişen yıldızlar olarak sınıflandırılan *polar*lardan biraz daha uzun yörünge dönemlerine sahip olup bu özellikleri, sahip oldukları yüksek manyetik alan değeri ile birlikte beyaz cücenin etrafında bozulmuş diskli bir yapının oluşmasına neden olur. DQ Her sistemi 90° değerine yakın yörünge eğimine sahip örten bir çift sistemdir. Örtölme başlangıç ve bitişi yaklaşık olarak 1 saat sürmekte olup V bandındaki parlaklığı da 15 kadir civarındadır. Bu tez kapsamında bu sistemin TUG T100 teleskobu ile V ve R bantlarında gözlemleri

yapılmış ve elde edilen sonuçlar Şekil 5.4'de gösterilmiştir. Şekilde de görüldüğü gibi tutulmalar dışında da değişimler görülmektedir.

Bu tez çalışması kapsamında Ege Üniversitesi Gözlemevi olanakları kullanılarak gözlenen diğer bir sistem ise V405 Aur'dur. Bu sistem DQ Her gibi *intermediate polar* olarak sınıflandırılmaktadır. Sistemin ışık değişimi farklı araştırmacılar tarafından elde edilmiştir. Son yıllarda ise Breus et al. (2013) tarafından V ve R bantlarında elde edilmiştir. Yazarlar, 2010-2012 yılları arasında yapılan gözlemleri kullanarak 545.46 saniyelik beyaz cüce dönmesi kaynaklı değişim ortaya çıkarmışlardır. Ayrıca sistemde 0.1 Güneş kütlelerinden büyük kütleyle sahip bir üçüncü cisim kaynaklı değişim de önermişlerdir. Sistemin bu tez kapasımında elde edilmiş V ve R bantlarındaki ışık değişimi Şekil 5.5'de gösterilmiştir. Elde edilen değişim Breus et al. (2013) tarafından elde edilen değişime benzerlik göstermektedir. Bu sistemin elde edilmiş bütün ışık değişimleri literatürden toplanarak bu çalışmada elde edilen gözlemler ile birleştirilerek analiz edilmesi planlanmaktadır.

MS Peg sistemi DQ Her ve V405 Aur dan farklı olarak fotometrik olarak çok fazla çalışması yoktur. Faedi et al. (2007) superWASP gözlemleri ile yapılan çalışmada 0.17 gün mertebesinde bir değişim dönemi elde etmişlerdir. Bu dönem, bizim bu çalışmada elde ettiğimiz yörünge değişimi ile aynı mertebede olup elde edilen değişimin sonucu Şekil 5.6'da gösterilmiştir.

DQ Her, V405 Aur ve MS Peg sistemlerinde görülen ışık değişimleri doğası oldukça karmaşık olan ve periyodik olmayan değişimler de gösterebilen kataklismik değişen sistemlerin önemli bir sınıfını oluşturmaktadır. Şekil 5.4, Şekil 5.5 ve Şekil 5.6'da gösterilen ışık değişimlerinin nedeni farklı fiziksel süreçlerin sonucu olabilmektedir. Bu değişimler, hem bileşen yıldızın yüzeyindeki homojen olmayan parlaklık dağılımı ve geometrisi hem de toplanma diskinin yapısının (disk, toplanma akıntısı ve parlak bölge) etkisi kaynaklı olabilmektedir. Tutulmalar dışında ayrıca yansıma etkisi de görülmektedir. Tüm bu etkilerin ne derecede etkili olduğu ileride yapılacak yeni gözlemler ve detaylı analizler ile ortaya çıkarılabilir. Bu nedenle bu sistemlerin gözlemlerine ileride devam edilmesi planlanmaktadır.

KAYNAKLAR DİZİNİ

- Abt, H.A. and Levy, S.,** 1976, Multiplicity among solar-type stars, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 30: 273-306.
- Acker, A. and Stenholm, B.,** 1990, A cataclysmic binary at the centre of the large planetary nebula HFG 1, *Astronomy and Astrophysics*, 233:L21–L23 pp.
- Africano, J. and Wilson, J.,** 1976, On the possibility of apsidal motion in UX Ursae Majoris, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 88: 8–9 pp.
- Ak, T., Ozkan, M.T., and Mattei, J.A.,** 2001, Solar-type cycles of the secondary stars in cataclysmic variables, *Astronomy and Astrophysics*, 369(3):882–888 pp.
- Allen, A., Horne, K., Hellier, C., Mukai, K., Barwig, H., Bennie, P.J. and Hilditch, R.W.,** 1996, The spin period of the intermediate polar RX J0558+53, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 279:1345–1348 pp.
- Andronov, N., Pinsonneault, M. and Sills, A.,** 2003, Cataclysmic variables: an empirical angular momentum loss prescription from open cluster data, *The Astrophysical Journal*, 582(1):358–368 pp.
- Applegate, J.H.,** 1989, Magnetic activity and the determination of the tidal synchronization time in close binaries, *The Astrophysical Journal*, 337:865–871.
- Applegate, J.H.,** 1992, A mechanism for orbital period modulation in close binaries, *The Astrophysical Journal*, 385:621–629 pp.
- Applegate, J.H. and Patterson, J.,** 1987, Magnetic activity, tides, and orbital period changes in close binaries, *The Astrophysical Journal*, 322:L99–L102 pp.
- Augusteijn, T., van Kerkwijk, M.H. and van Paradijs, J.,** 1993, A 59 M photometric period in the dwarf nova V 485 Centauri, *Astronomy and Astrophysics*, 267:L55–L58 pp.

KAYNAKLAR DİZİNİ (devam)

- Augusteijn, T., van der Hooft, F., de Jong J.A., and van Paradijs, J.,** 1996, V485 Centauri: A Dwarf Nova with a 59min Orbital Period, *Astronomy and Astrophysics*, 311: 889–900 pp.
- Aznar Cuadrado, R., Jordan, S., Napiwotzki, R., Schmid, H.M., Solanki, S.K. and Mathys, G.,** 2004, Discovery of kilogauss magnetic fields in three DA white dwarfs, *Astronomy and Astrophysics*, 423(3):1081–1094 pp.
- Bailey, J.,** 1981, The distances of cataclysmic variables, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 197(1):31–39 pp.
- Bailey, J., Ferrario, L. and Wickramasinghe, D.T.,** 1991, Cyclotron features in the infrared spectrum of AM Herculis, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 251:37P–40P pp.
- Baliunas, S. and Jastrow, R.,** 1990, Evidence for long-term brightness changes of solar-type stars, *Nature*, 348(6301):520–523 pp.
- Baliunas, S.L. and Vaughan, A.H.,** 1985, Stellar Activity Cycles, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 23(1):379–412 pp.
- Baraffe, I. and Kolb, U.,** 2000, On the late spectral types of cataclysmic variable secondaries, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 318(2):354–360 pp.
- Baraffe, I., Chabrier, G., Allard, F. and Hauschildt, P.H.,** 1998, Evolutionary models for solar metallicity low-mass stars: mass-magnitude relationships and color-magnitude diagrams, *Astronomy and Astrophysics*, 337:403B pp.
- Barnes, T.G. and Evans, D.S.,** 1976, Stellar angular diameters and visual surface brightness - I. Late spectral types, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 174 :489–502 pp.
- Barrett, P. and Chanmugam, G.,** 1984, Optical polarization from magnetized cataclysmic variables, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 210(1):15–18 pp.

KAYNAKLAR DİZİNİ (devam)

- Barrett, P., O'Donoghue, D. and Warner, B.,** 1988, Photometry of the intermediate polar TV Columbae, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 233:759–771 pp.
- Basri, G.,** 1987, Stellar Activity in Synchronized Binaries. II - A Correlation Analysis with Single Stars, *The Astrophysical Journal*, 316:377–88 pp.
- Basri, G., Laurent, R. and Walter, F.M.,** 1985, Stellar activity in synchronized binaries. I - Dependence on rotation, *The Astrophysical Journal*, 298:761–771 pp.
- Berg, C., Wegner, G., Foltz, C.B., Chaffee, Frederic H.,J. and Hewett, P.C.,** 1992, Spectroscopy and spectral types for 387 stellar objects from the large, bright QSO survey, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 78:409–421 pp.
- Berriman, G.,** 1987, A compilation of distances to cataclysmic variable stars. *Astronomy and Astrophysics Supplement Series*, 68: 41–50 pp.
- Berriman, G., Szkody, P. and Capps, R.,** 1985, The origin of the infrared light of cataclysmic variable stars, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 217:327–346 pp.
- Beuermann, K. and Thomas, H.C.,** 1990, Detection of emission lines from the secondary star in IX Velorum, (=CPD-48 deg 1577), *Astronomy and Astrophysics*, 230:326–338 pp.
- Beuermann, K., Baraffe, I., Kolb, U. and Weichhold, M.,** 1998, Are the red dwarfs in cataclysmic variables main-sequence stars?, *Astronomy and Astrophysics*, 339:518B pp.
- Bianchini, A.,** 1988, Possible Detection of Solar-Type Cycles in Cataclysmic Variables, *Information Bulletin on Variable Stars*, 3136:1–4 pp.
- Bianchini, A.,** 1990, Solar-type cycles in close binary systems, *The Astronomical Journal*, 99:1941–1952 pp.

KAYNAKLAR DİZİNİ (devam)

- Bode, M.F., Seaquist, E.R., Frail, D.A., Roberts, J.A., Whittet, D.C.B., Evans, A. and Albinson, J.S.**, 1987, An ancient planetary nebula surrounding the old nova GK Persei, *Nature*, 329(6139):519–521 pp.
- Bond, H.E. and Livio, M.**, 1990, Morphologies of planetary nebulae ejected by close-binary nuclei, *The Astrophysical Journal*, 355:568–576 pp.
- Brinkworth, C.S., Marsh, T.R., Dhillon, V.S. and Knigge, C.**, 2006, Detection of a period decrease in NN Ser with ULTRACAM: evidence for strong magnetic braking or an unseen companion, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 365(1):287–295 pp.
- Brinkworth, C.S., Marsh, T.R., Morales-Rueda, L., Maxted, P.F.L., Burleigh, M.R. and Good, S.A.**, 2005, Rotational period of WD 1953-011- a magnetic white dwarf with a star-spot, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 357(1):333–337 pp.
- Burrows, A., Hubbard, W.B., Saumon, D., and Lunine, J.I.**, 1993, An expanded set of brown dwarf and very low mass star models, *The Astrophysical Journal*, 406:158–171 pp.
- Caillault, J.P. and Patterson, J.**, 1990, On the mass-radius relation of late M dwarfs, *The Astronomical Journal*, 100:825–829 pp.
- Campbell, C.G. and Papaloizou, J.**, 1983, The possibility of non-synchronism of convective secondaries in close binary stars, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 204: 433–447 pp.
- Casares, J., Mouchet, M., Martinez-Pais, I.G. and Harlaftis, E.T.**, 1996, A coordinated campaign of the intermediate polar AE aqr. 1: The system parameters. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 282(1):182–190 pp.
- Catalan, M.S., Davey, S.C., Sarna, M.J., Cannon-Smith, R. and Wood, J.H.**, 1994, A Spectroscopic and Evolutionary Study of the Pre-Cataclysmic Variable Nn-Serpentis. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 269:879–890 pp.

KAYNAKLAR DİZİNİ (devam)

- Chan, K.L. and Chau, W.Y.**, 1979, Structure and evolution of very close binary systems. I - Structure equations including rotational and tidal distortions and calculations for 2, 1, and 0.65 solar-mass zero-age main-sequence stars, *The Astrophysical Journal*, 233:950–960 pp.
- Cool, A.M., Grindlay, J.E., Cohn, H.N., Lugger, P.M. and Slavin, S.D.**, 1995, Discovery of candidate cataclysmic variables in the post-core-collapse globular cluster NGC 6397, *The Astrophysical Journal*, 439:695–704 pp.
- Cruddace, R.G. and Dupree, A.K.**, 1984, Contact binary stars. I - an X-ray survey, *The Astrophysical Journal*, 277:263–273 pp.
- Czerny, M. and King, A.R.**, 1986, Non-synchronous secondaries in cataclysmic variables, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 221(1):55P–59P pp.
- D’Antona, F. and Mazzitelli, I.**, 1982a, Evolution of low mass stars through mass loss - Transition from the main sequence to the degenerate phase, *Astronomy and Astrophysics*, 113:303–310 pp.
- D’Antona, F. and Mazzitelli, I.**, 1982b, Secular evolution of cataclysmic binaries - Evolution of the secondary and the period gap, *The Astrophysical Journal*, 260:722–734 pp.
- D’Antona, F. and Mazzitelli, I.**, 1990, Cooling of White Dwarfs, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 28(1):139–181 pp.
- Dai, Z.B. and Qian, S.B.**, 2009, Plausible explanations for the variations of orbital period in the old nova DQ Herculis, *Astronomy&Astrophysics*, 503: 883-888 pp.
- Davey, S.C. and Smith, R.C.**, 1996, Spectroscopic imaging of the secondary star in AM HER, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 280(2):481–488 pp.
- De Kool, M. and Ritter, H.**, 1993, On the formation rate and space density of close white dwarf main sequence star binaries, *Astronomy and Astrophysics*, 267:397–409 pp.

KAYNAKLAR DİZİNİ (devam)

- Decampli, W.M. and Baliunas, S.L.,** 1979, What tides and flares do to RS Canum Venaticorum binaries, *The Astrophysical Journal*, 230:815–821 pp.
- Dhillon, V.S. and Watson, C.A.,** 2001, Imaging the Secondary Stars in Cataclysmic Variables, *Astrotomography*, 573:94–119 pp.
- Di Stefano, R. and Rappaport, S.,** 1994, The derived population of luminous supersoft X-ray sources, *The Astrophysical Journal*, 437:733–741 pp.
- Dmitrienko, E.S.,** 1992, Five-color photometry of DQ Herculis in 1987-1989, To the problem of the “O-C” - cyclic variability in cataclysmic systems, *Izv. Krym. Astrofiz. Obs.*, 84:57–62 pp.
- Doyle, J.G. and Butler, C.J.,** 1990, Optical and infrared photometry of dwarf M and K stars, *Astronomy and Astrophysics*, 235:335–339 pp.
- Draine, B.T. and Lee, H.M.,** 1984, Optical properties of interstellar graphite and silicate grains, *The Astrophysical Journal*, 285:89–108 pp.
- Durisen, R.H.,** 1973, Viscous Effects in Rapidly Rotating Stars with Application to White-Dwarf Models: II. Numerical Results, *The Astrophysical Journal*, 183:215–232 pp.
- Durney, B.R. and Robinson, R.D.,** 1982, On an estimate of the dynamo-generated magnetic fields in late-type stars, *The Astrophysical Journal*, 253:290–297 pp.
- Echevarria, J.,** 1983, Are the secondary stars in cataclysmic variables main sequence stars, *Revista Mexicana de Astronomia Y Astrofisica*, 8(2), 109–114 pp
- Edmonds, P.D., Gilliland, R.L., Heinke, C.O. and Grindlay, J.E.,** 2003, An Extensive Census of Hubble Space Telescope Counterparts to Chandra X-Ray Sources in the Globular Cluster 47 Tucanae. I. Astrometry and Photometry, *The Astrophysical Journal*, 596(2):1177–1196 pp.
- Edwards, D.A. and Pringle, J.E.,** 1987, Orbital eccentricity in classical novae, *Nature*, 328(6130):505–505 pp.

KAYNAKLAR DİZİNİ (devam)

- Eracleous, M., Halpern, J. and Patterson, J.,** 1991, X-ray spectra of cataclysmic variables from the Einstein Observatory, *The Astrophysical Journal*, 382:290–300 pp.
- Eracleous, M., Horne, K., Robinson, E.L., Zhang, E.-H., Marsh, T. R., and Wood, J. H.,** 1994, The ultraviolet pulsations of the cataclysmic variable AE Aquarii as observed with the Hubble Space Telescope, *The Astrophysical Journal*, 433:313–331 pp.
- Faulkner, J., Flannery, B.P. and Warner, B.,** 1972, Ultrashort-Period Binaries. II. HZ 29,=AM CVn): a Double-White Semidetached Postcataclysmic Nova?, *The Astrophysical Journal*, 175:L79–L83 pp.
- Fedorova, A.V. and Yungelson, L.R.,** 1984, Evolution of low-mass close binaries and the problem of orbital period gap in cataclysmic variable, *Astrophysics and Space Science*, 103(1):125–135 pp.
- Ferland, G.J. and Truran, J.W.,** 1980, On the carbon composition of the ejecta of DQ Herculis, *The Astrophysical Journal*, 240:608–611 pp.
- Flannery, B.P.,** 1975, The location of the hot spot in cataclysmic variable stars as determined from particle trajectories, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 170:325–331 pp.
- Fleming, T.A., Giampapa, M.S., Schmitt, J.H.M.M. and Bookbinder, J.A.,** 1993, Stellar coronae at the end of the main sequence - A ROSAT survey of the late M dwarfs, *The Astrophysical Journal*, 410:387–392 pp.
- Fujimoto, M.Y. and Taam, R.E.,** 1982, On the secular evolution of accreting white dwarfs and Type I supernovae, *The Astrophysical Journal*, 260:249–253 pp.
- Ghosh, P. and Lamb, F.K.,** 1978, Disk accretion by magnetic neutron stars, *The Astrophysical Journal*, 223:L83-L87 pp.
- Giampapa, M.S. and Liebert, J.,** 1986, High-resolution H-alpha observations of M dwarf stars Implications for stellar dynamo models and stellar kinematic properties at faint magnitudes, *The Astrophysical Journal*, 305:784–794 pp.

KAYNAKLAR DİZİNİ (devam)

- Greiner, J., Tovmassian, G.H., Di Stefano, R., Prestwich, A., González-Riestra, R., Szentasko, L. and Chavarría, C.,** 1999, Transient supersoft X-ray emission from V 751 Cygni during the optical low-state, *Astronomy and Astrophysics*, 343:83–196 pp.
- Grindlay, J.E., Cool, A.M., Callanan, P.J., Bailyn, C.D., Cohn, H.N. and Lugger, P.M.,** 1995, Spectroscopic Identification of Probable Cataclysmic Variables in the Globular Cluster NGC 6397, *The Astrophysical Journal*, 455(1): L47–L50 pp.
- Groot, P.J., Nelemans, G., Steeghs, D. and Marsh, T.R.,** 2001, The quiescent spectrum of the AM Canum Venaticorum star CP Eridani, *The Astrophysical Journal*, 558(2):L123–L127 pp.
- Haberl, F. and Motch, C.,** 1995, New intermediate polars discovered in the ROSAT survey: two spectrally distinct classes, *Astronomy & Astrophysics*, 297:L37 pp.
- Haberl, F., Throstenen, J.R., Motch, C., Schwarzenberg-Czerny, A., Pakull, M., Shambrook, A. and Pietsch, W.,** 1994, Discovery of the new intermediate polar RX J0558.0+5353, *Astronomy & Astrophysics*, 291:171–180 pp.
- Haefner, R., Fiedler, A., Butler, K. and Barwig, H.,** 2004, Refined system parameters for the pre-cataclysmic binary NN Serpentis, *Astronomy and Astrophysics*, 428(1):181–190 pp.
- Hall, D.,** 1989, The relation between RS CVn and Algol, *Space Science Reviews*, 50(1-2):219–233 pp.
- Hall, D.S.,** 1991, A connection between long-term luminosity variations and orbital period changes in chromospherically active binaries, *The Astrophysical Journal*, 380:L85–L87 pp.
- Hamada, T. and Salpeter, E.E.,** 1961, Models for Zero-Temperature Stars, *The Astrophysical Journal*, 134:683–698 pp.

KAYNAKLAR DİZİNİ (devam)

- Hameury, J.M., King, A.R. and Lasota, J.P.**, 1986, A model for soft X-ray transients, *Astronomy and Astrophysics*, 162:71–79 pp.
- Hameury, J.M., Lasota, J.P. and King, A.R.**, 1988, The white dwarf masses in cataclysmic variables, *Astronomy and Astrophysics*, 195:L12–L14 pp.
- Hameury, J.M., Lasota, J.P.**, 2002, VY Sculptoris stars as magnetic cataclysmic variables, *Astronomy and Astrophysics*, 394: 231-239 pp.
- Harlaftis, E.**, 1999, Discovery of metal line emission from the Red star in IP Peg during outburst maximum, *Astronomy and Astrophysics*, 346:L73–L75 pp.
- Harpaz, A. and Rappaport, S.**, 1991, Evolution of compact binary systems with X-ray heating, *The Astrophysical Journal*, 383:739–744 pp.
- Harpaz, A. and Rappaport, S.**, 1995, Heating of a rotating star, *Astronomy and Astrophysics*, 294:L49–L52 pp.
- Harrison, T.E., Howell, S.B., Huber, M.E., Osborne, H.L., Holtzman, J.A., Cash, J.L. and Gelino, D.M.**, 2003, Modeling the remarkable multiwavelength light curves of EF Eridanus: The detection of its irradiated brown dwarf-like secondary star, *The Astronomical Journal*, 125(5):2609–2620 pp.
- Hellier, C.**, 2001, *Cataclysmic Variable Stars: How and why they vary*, Springer. Chichester UK, 206p.
- Hellier, C.**, 2014, The magnetospheric boundary in cataclysmic variables, *EPJ Web of Conferences*, 64: 10 pp
- Hessman, F.V., Gänsicke, B.T. and Mattei, J.A.**, 2000, The history and source of mass-transfer variations in AM Herculis, *Astronomy and Astrophysics*, 361:952–958 pp.
- Hilditch, R.W.**, 1995, Light variations of the dwarf nova DX Andromedae during 10 consecutive orbital cycles, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 273(3):675–680 pp.

KAYNAKLAR DİZİNİ (devam)

- Hirose, M. and Osaki, Y.**, 1990, Hydrodynamic simulations of accretion disks in cataclysmic variables - Superhump phenomenon in SU UMa stars, *Astronomical Society of Japan*, 42:135–163 pp.
- Hjellming, M.S. and Taam, R.E.**, 1991, The response of main-sequence stars within a common envelope, *The Astrophysical Journal*, 370:709–716.
- Hjellming, M.S. and Webbink, R.F.**, 1987, Thresholds for rapid mass transfer in binary systems:I - Polytropic models, *The Astrophysical Journal*, 318:794–808 pp.
- Holzwarth, V. and Schüssler, M.**, 2003, Dynamics of magnetic flux tubes in close binary stars, *Astronomy and Astrophysics*, 405(1):303–311 pp.
- Horne, K.**, 1985, Images of accretion discs. I - The eclipse mapping method. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 213:129–141 pp.
- Hoshi, R.**, 1979, Accretion model for outburst of dwarf nova, *Progress of Theoretical Physics*, 61(5):1307–1319 pp.
- Howell, S.B.**, 2004, The Secondary Stars in Short Period,Magnetic Cataclysmic Variables, *Magnetic Cataclysmic Variables*, 315:353–359 pp.
- Howell, S.B., Ciardi, D.R., Dhillon, V.S. and Skidmore, W.**, 2000, Infrared Spectroscopy of the Secondary Star in ST Leonis Minoris: Implications for Evolution and High-/Low-State Behavior in Cataclysmic Variables, *The Astrophysical Journal*, 530(2):904–915 pp.
- Hu, J., Wei, J., Xu, D., Li, C. and Dong, X.**, 1998, Seven ROSAT sources identified as cataclysmic variables, *Annals of the Shanghai Observatory*, 19:235–238
- Huang, R.Q., Song, H.F. and Bi, S.**, 2007, On the Physical Processes in Contact Binary Systems, *Chinese Journal of Astronomy and Astrophysics*, 7: 235-244 pp.
- Hut, P.**, 1981, Tidal evolution in close binary systems, *Astronomy and Astrophysics*, 99:126–140 pp.

KAYNAKLAR DİZİNİ (devam)

- Iben, I.J. and Livio, M.,** 1993, Common envelopes in binary star evolution, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 105:1373–1406 pp.
- Iben, I.J. and Tutukov, A.V.,** 1991, Helium star cataclysmics, *The Astrophysical Journal*, 370:615–629 pp.
- Iben, I.J., and Tutukov, A.V.,** 1985, On the evolution of close binaries with components of initial mass between 3 solar masses and 12 solar masses, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 58:661–710 pp.
- Joss, P.C. and Rappaport, S.,** 1983, The breakdown of nuclear quasi-equilibrium in highly compact binaries and the origin of the 2-3 hour gap in the orbital period distribution of cataclysmic variables, *The Astrophysical Journal*, 270:L73–L77 pp.
- Kalomeni, B, Pekünlü, E. and Yakut, K.,** 2005, Cyclotron emission from accretion plasma columns in magnetic cataclysmic variable stars, *Astronomy and Astrophysics*, 439: 823 – 833 pp.
- Kawaler, S.D.,** 1988, Angular momentum loss in low-mass stars, *The Astrophysical Journal*, 333:236–247 pp.
- King, A., Frank, J., and Ritter, H.,** 1985, Secular evolution of magnetic cataclysmic variables, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 213(2): 181-189 pp.
- King, A.R., Regev, O. and Wynn, G.A.,** 1991, Evolution of the white dwarf mass and spin in cataclysmic variables, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 251(1):30P–32P pp.
- Kippenhahn, R. and Meyer-Hofmeister, E.,** 1977, On the radii of accreting main sequence stars, *Astronomy and Astrophysics*, 54:539–542 pp.
- Kippenhahn, R. and Thomas, H.C.,** 1978, Accretion belts on white dwarfs, *Astronomy and Astrophysics*, 63:265–272 pp.
- Kippenhahn, R.,** 1981, On the core mass luminosity relation, *Astronomy and Astrophysics*, 102:293–295 pp.

KAYNAKLAR DİZİNİ (devam)

- Kley, W.**, 1991, On the influence of the viscosity on the structure of the boundary layer of accretion disks, *Astronomy and Astrophysics*, 247:95–107 pp.
- Kolb, U.**, 1993, A model for the intrinsic population of cataclysmic variables, *Astronomy and Astrophysics*, 271:149–166 pp.
- Kolb, U. and Baraffe, I.**, 1999, Brown dwarfs and the cataclysmic variable period minimum, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 309(4):1034–1042 pp.
- Kolb, U.**, 2010, *Extreme Environment Astrophysics*, Cambridge University Press, Cambridge, 287 p.
- Kovetz, A., Prialnik, D. and Shara, M.M.**, 1988, What does an erupting nova do to its red dwarf companion?, *The Astrophysical Journal*, 325:828–836 pp.
- Kraft, R.P.**, 1967, Studies of Stellar Rotation - V. The Dependence of Rotation on Age among Solar-Type Stars, *The Astrophysical Journal*, 150:551–570 pp.
- Krautter, J., Radons, G. and Klaas, U.**, 1987, On the nature of 623+71 - A cataclysmic binary surrounded by a bow-shock-like emission nebula, *Astronomy and Astrophysics*, 181:373–377 pp.
- Krautter, J., Vogt, N., Klare, G., Wolf, B., Duerbeck, H.W., Rahe, J. and Wargau, W.**, 1981, IUE spectroscopy of cataclysmic variables, *Astronomy and Astrophysics*, 102:337–346 pp.
- Krolik, J.H., Meiksin, A. and Joss, P.C.**, 1984, The evolution of highly compact binary stellar systems in globular clusters, *The Astrophysical Journal*, 254:616–640 pp.
- Kruszewski, A.**, 1967, Exchange of Matter in Close Binary Systems. IV. Ring Formation, *Acta Astronomica*, 17:297–310 pp.
- Kuerster, M. and Barwig, H.**, 1988, A spectroscopic study of the old nova HR Delphini, *Astronomy and Astrophysics*, 199:201–210 pp.

KAYNAKLAR DİZİNİ (devam)

- Kunze, S., Speith, R. and Riffert, H.,** 1997, Reproducing superhumps and gamma-shifts of SU UMa stars with SPH simulations, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 289(4):889–897 pp.
- Lecar, M., Wheeler, J.C. and McKee, C.F.,** 1976, Tidal circularization of the binary X-ray sources Hercules X-1 and Centaurus X-3, *The Astrophysical Journal*, 205:556–562 pp.
- Lewin, W.H.G. and van der Klis, M.,** 2006, Compact Stellar X-Ray Sources, Cambridge University Press, New York, 708p.
- Liebert, J. and Probst, R.G.,** 1987, Very Low Mass Stars. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 25(1):473–519 pp.
- Littlefair, S.P., Dhillon V.S. and Martin E.L.,** 2003, On the Evidence for Brown Dwarf Secondary Stars in Cataclysmic Variables, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 340(1): 264–68 pp.
- Livio, M.,** 1982, On the Origin of Low Mass Cataclysmic Binaries, *Astronomy and Astrophysics*, 112:190–94 pp.
- Livio, M. and Soker, N.,** 1983, Star-Planet Systems as Progenitors of Cataclysmic Binaries Tidal Effects, *Astronomy and Astrophysics*, 125: L12–15 pp.
- Livio, M. and Soker, N.,** 1984, On the masses of the white dwarfs in cataclysmic variables, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 208:783–797 pp.
- Livio, M. and Soker, N.,** 1988, The common envelope phase in the evolution of binary stars, *The Astrophysical Journal*, 329:764–779 pp.
- Livio, M.,** 1989, Common envelope evolution of binary stars, *Space Science Reviews*, 50(1-2):299–310 pp.
- Livio, M., Govarie, A. and Ritter, H.,** 1991, Changes in the binary system parameters resulting from nova explosions, *Astronomy and Astrophysics*, 246:84–90 pp.

KAYNAKLAR DİZİNİ (devam)

- Lohsen, E.**, 1974, Period variations of the white dwarf eclipsing binary BD +16 516, *Astronomy and Astrophysics*, 36:459–460 pp.
- Lubow, S.H. and Shu, F.H.**, 1975, Gas dynamics of semidetached binaries, *The Astrophysical Journal*, 198:383–405 pp.
- Lubow, S.H.**, 1991, Simulations of tidally driven eccentric instabilities with application to superhumps, *The Astrophysical Journal*, 381:268–277 pp.
- Lubow, S.H.**, 1992, Dynamics of eccentric disks with application to superhump binaries, *The Astrophysical Journal*, 401: 317–324 pp.
- MacDonald, J.**, 1983, CNO abundances and the strengths of nova outbursts and hydrogen flashes on accreting white dwarfs, *The Astrophysical Journal*, 267:732–746 pp.
- MacDonald, J.**, 1986, Postthermonuclear runaway angular momentum loss in cataclysmic binaries, *The Astrophysical Journal*, 305:251–260 pp.
- Maceroni, C., Bianchini, A., Rodono, M., van't Veer, F. and Vio, R.**, 1990, Magnetic cycles in solar-type single and close binary stars, *Astronomy and Astrophysics*, 237:395–401 pp.
- Manzoori, D.**, 2011, Mass transfer and effects of magnetic fields on the mass transfer in close binary system, 163-174, *Advanced Topics in Mass Transfer*, El-Amin, Mohamed (Ed.), InTech, 626p.
- Marcy, G.W. and Moore, D.**, 1989, The extremely low mass companion to Gliese 623, *The Astrophysical Journal*, 341:961–967 pp.
- Marsh, T.R. and Pringle, J.E.**, 1990, Changes in the orbital periods of close binary stars, *The Astrophysical Journal*, 365:677–680 pp.
- Marsh, T.R.**, 1988, A spectroscopic study of the deeply eclipsing dwarf nova IP Peg, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 231, 1117–1138 pp.
- Marsh, T.R.**, 1990, Detection of the secondary star in HT Cassiopeiae, *The Astrophysical Journal*, 357:621–629 pp.

KAYNAKLAR DİZİNİ (devam)

- Marsh, T.R., Horne, K., Schlegel, E.M., Honeycutt, R.K. and Kaitchuck, R.H.,** 1990, Doppler imaging of the dwarf nova U Geminorum, *The Astrophysical Journal*, 364:637–646 pp.
- Marsh, T.R., Robinson, E.L. and Wood, J.H.,** 1994, Spectroscopy of A0620-00 - the Mass of the Black-Hole and an Image of its Accretion Disc, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 266:137–154 pp.
- Mateo, M., Szkody, P. and Hutchings, J.,** 1985, Ultraviolet, optical, and infrared observations of the intermediate polar TV Columbae, *The Astrophysical Journal*, 288:292–304 pp.
- McClintock, J.E., Petro, L.D., Remillard, R.A. and Ricker, G.R.,** 1983, Periodic variability of the X-ray nova A0620-00 in quiescence, *The Astrophysical Journal*, 266:L27–L31 pp.
- McDermott, P.N., Taam, R.E. and Ringwald, F.A.,** 1988, Evolution of low-mass close binary systems, *The Astrophysical Journal*, 328:617–631 pp.
- McDermott, P.N. and Taam, R.E.,** 1989, On the disrupted magnetic braking model for the period gap of cataclysmic variables, *The Astrophysical Journal*, 342:1019–1027 pp.
- Meliani, M.T., de Araujo, J.C.N. and Aguiar, O.D.,** 2000, Cataclysmic variables as sources of gravitational waves, *Astronomy and Astrophysics*, 358:417–424 pp.
- Mestel, L.,** 1968, Magnetic braking by a stellar wind-I, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 138:359–391 pp.
- Mestel, L. and Spruit, H.C.,** 1987, On magnetic braking of late-type stars, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 226:57–66 pp.
- Murray, J.R.,** 1996, SPH simulations of tidally unstable accretion discs in cataclysmic variables, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 279:402–414 pp.
- Murray, J.R.,** 2000, The precession of eccentric discs in close binaries, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 314(1):L1–L5 pp.

KAYNAKLAR DİZİNİ (devam)

- Nauenberg, M.**, 1972, Analytic Approximations to the Mass-Radius Relation and Energy of Zero-Temperature Stars, *The Astrophysical Journal*, 175:417–430 pp.
- Nelemans, G., Portegies Zwart, S.F., Verbunt, F. and Yungelson, L.R.**, 2001, Population synthesis for double white dwarfs, *Astronomy and Astrophysics*, 368(3):939–949 pp.
- Nomoto, K.**, 1982a, Accreting white dwarf models for type 1 supernovae. II - Off-center detonation supernovae, *The Astrophysical Journal*, 257:780–792 pp.
- Nomoto, K.**, 1982b, Accreting white dwarf models for type I supernovae. I - Presupernova evolution and triggering mechanisms, *The Astrophysical Journal*, 253:798–810 pp.
- Olech, A.**, 1997, V 485 Centauri: the Shortest Period SU UMa Star, *Acta Astronomica*, 47:281–298 pp.
- Oliver, J.P. and Rucinski, S.M.**, 1978, A Discussion of Period Changes in the White Dwarf Eclipsing Binary System V471 Tauri, *Information Bulletin on Variable Stars*, 1444:1 pp.
- Paczyński, B.**, 1965a, Cataclysmic Variables among Binary Stars I. U Geminorum Stars, *Acta Astronomica*, 15:89–102 pp.
- Paczyński, B.**, 1965b, Cataclysmic Variables Among Binary Stars. II. Physical Parameters for Novae, *Acta Astronomica*, 15:197–210 pp.
- Paczyński, B.**, 1967, Gravitational Waves and the Evolution of Close Binaries, *Acta Astronomica*, 17:287–296 pp.
- Paczyński, B.**, 1971a, Evolution of Single Stars. VI. Model Nuclei of Planetary Nebulae, *Acta Astronomica*, 21:417–435 pp.
- Paczynski, B.**, 1971b, Evolutionary Processes in Close Binary Systems, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 9(1):183–208 pp.

KAYNAKLAR DİZİNİ (devam)

- Paczynski, B. and Zytkow, A.N.**, 1978, Hydrogen shell flashes in a white dwarf with mass accretion, *The Astrophysical Journal*, 222:604–611 pp.
- Paczynski, B. and Sienkiewicz R.**, 1981, Gravitational Radiation and the Evolution of Cataclysmic Binaries, *The Astrophysical Journal*, 248: L27–30 pp.
- Papaloizou, J. and Pringle, J.E.**, 1979, A model for the superhumps in cataclysmic variables, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 189(2):293–297 pp.
- Parker, E.N.**, 1955, Hydromagnetic Dynamo Models, *The Astrophysical Journal*, 122:293–314 pp.
- Parker, E.N.**, 1975, The generation of magnetic fields in astrophysical bodies. X - Magnetic buoyancy and the solar dynamo, *The Astrophysical Journal*, 198:205–209 pp.
- Patterson, J. and Raymond, J.C.**, 1985, X-ray emission from cataclysmic variables with accretion disks. I - Hard X-rays. II - EUV/soft X-ray radiation, *The Astrophysical Journal*, 292:535–558 pp.
- Patterson, J., Fenton W.H., ... and Wood, M.**, 2002, Superhumps in Cataclysmic Binaries. XXIII. V442 Ophiuchi and RX J1643.7+3402, *The Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 114 (802): 1364-1381 pp.
- Patterson, J.**, 1984, The evolution of cataclysmic and low-mass X-ray binaries, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 54:443–493 pp.
- Patterson, J.**, 1998, Late Evolution of Cataclysmic Variables, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 110(752):1132–1147 pp.
- Patterson, J.**, 2001, Accretion-Disk Precession and Substellar Secondaries in Cataclysmic Variables, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 113(784):736–747 pp.
- Pirola, V., Coyne, G.V. and Reiz, A.**, 1987a, Five-colour (UBVRI) polarimetry of H0139-68 = BL Hydri, *Astronomy and Astrophysics*, 185:189–195 pp.

KAYNAKLAR DİZİNİ (devam)

- Pirola, V., Coyne, G. V. and Reiz, A.,** 1987b, Simultaneous five-colour (UBVRI) polarimetry of EF ERI, *Astronomy and Astrophysics*, 186:120–128 pp.
- Pirola, V., Hakala, P. and Coyne, G.V.,** 1993, The discovery of variable polarization over the 13.9 minute spin period of the intermediate polar RE 0751 + 14, *The Astrophysical Journal*, 410:L107–L110 pp.
- Piotrowski, S.L.,** 1975, The dimensions of circumstellar discs in binary systems, *Acta Astronomica*, 25:21–28 pp.
- Podsiadlowski, P.,** 1991, Irradiation-driven mass transfer in low-mass X-ray binaries, *Nature*, 350(6314):136–138 pp.
- Podsiadlowski, P., Han, Z. and Rappaport, S.,** 2003, Cataclysmic variables with evolved secondaries and the progenitors of AM CVn stars, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 340(4):1214–1228 pp.
- Politano, M.,** 1996, Theoretical Statistics of Zero-Age Cataclysmic Variables, *The Astrophysical Journal*, 465:338–358 pp.
- Pooley, D., Lewin, W.H.G., Homer, L., Verbunt, F. anderson, S.F., Gaensler, B.M., ... van der Klis, M.,** 2002, Optical Identification of Multiple Faint X-Ray Sources in the Globular Cluster NGC 6752: Evidence for Numerous Cataclysmic Variables, *The Astrophysical Journal*, 569(1):405–417 pp.
- Popper, D.M.,** 1980, Stellar Masses, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 18(1):115–164 pp.
- Porter, J.M., O'Brien, T.J. and Bode, M.F.,** 1998, On the asphericity of nova remnants caused by rotating white dwarf envelopes, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 296(4):943–948 pp.
- Prialnik, D. and Kovetz, A.,** 1984, The effect of diffusion on prenova evolution - CNO-enriched envelopes, *The Astrophysical Journal*, 281:367–374 pp.
- Prialnik, D.,** 1986, The evolution of a classical nova model through a complete cycle, *The Astrophysical Journal*, 310:222–237 pp.

KAYNAKLAR DİZİNİ (devam)

- Pskovskii, Y.P.**, 1979, A Possible Outburst of V471 Tauri in 396A.D, *Soviet Astronomy Letters*, 5:209 pp.
- Ramseyer, T.F., Dinerstein, H.L., Lester, D.F. and Provencal, J.**, 1993, Near-infrared spectra of cataclysmic variables, *The Astronomical Journal*, 106:1191–1199 pp.
- Rappaport, S., Joss, P.C. and Verbunt, F.**, 1983, A new technique for calculations of binary stellar evolution, with application to magnetic braking, *The Astrophysical Journal*, 275:713–731 pp.
- Refsdal, S. and Weigert, A.**, 1970, Shell Source Burning Stars with Highly Condensed Cores, *Astronomy and Astrophysics*, 6:426–440 pp.
- Richman, H.R., Applegate, J.H. and Patterson, J.**, 1994, Long-term periods in cataclysmic variables, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 106:1075–1084 pp.
- Rieutord, M. and Bonazzola, S.**, 1987, Tidal heating in close binary stellar systems, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 227(2):295–314 pp.
- Ritter, H.**, 1976, On the masses and the evolution of cataclysmic binaries, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 175:279–295 pp.
- Ritter, H.**, 1980, Z Cha - New Evidence for gravitational waves, *Astronomy and Astrophysics*, 86:204–211 pp.
- Robinson, E.L.**, 1973, High-speed photometry of three dwarf novae during eruption, *The Astrophysical Journal*, 183:193–203 pp.
- Robinson, E.**, 1976a, The structure of cataclysmic variables, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 14:119-142 pp.
- Robinson, E.L.**, 1976b, The masses of cataclysmic variables, *The Astrophysical Journal*, 203:485–489 pp.
- Robinson, E.L., Barker, E.S., Cochran, A.L., Cochran, W.D. and Nather, R.E.**, 1981, MV Lyrae - Spectrophotometric properties of minimum light; or on MV Lyrae off, *The Astrophysical Journal*, 251:611–619 pp.

KAYNAKLAR DİZİNİ (devam)

- Robinson, E.L., Zhang, E.H. and Stover, R.J.,** 1986, On the discordant measurements of the radial velocity curve of the late-type star in the dwarf nova SS Cygni, *The Astrophysical Journal*, 305:732–739 pp.
- Rodríguez-Gil, P., Casares, J., Martínez-Pais, I.G., Hakala, P. and Steeghs, D.,** 2001, Evidence of Magnetic Accretion in an SW Sextantis Star: Discovery of Variable Circular Polarization in LS Pegasi, *The Astrophysical Journal*, 548(1):L49–L52 pp.
- Rodríguez-Gil, P. and Potter, S.B.,** 2003, Rodríguez-Gil, P. and Potter, S.B., 2003, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 342: L1, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 342: L1
- Rodríguez-Gil, P., Gansicke, B.T., Araujo-Betancor, S. and Casares, J.,** 2004, DW Cancri: a magnetic VY Scl star with an orbital period of 86 min, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 349(1):367–374 pp.
- Rosner, R., Golub, L. and Vaiana, G.S.,** 1985, On Stellar X-Ray Emission, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 23(1):413–452 pp.
- Rottler, L., Batalha, C., Young, A. and Vogt, S.,** 2002, Control of the convective dynamo in close binaries by tidal locking, *Astronomy and Astrophysics*, 392(2):535–540 pp.
- Rucinski, S.M.,** 1983, The rate of the angular-momentum loss due to magnetic breaking, as derived from binary statistics, *The Observatory*, 103:280–283 pp.
- Russell, H.N.,** 1945, Intermediary Elements for Eclipsing Binaries, *The Astrophysical Journal*, 102:1–13 pp.
- Rutten, R.G.M. and Dhillon, V.S.,** 1994, Roche tomography: imaging the stars in interacting binaries, *Astronomy and Astrophysics*, 288:773–781 pp.
- Rutten, R.G.M.,** 1998, 3D eclipse mapping, *Astronomy and Astrophysics Supplement Series*, 127(3):581–586 pp.
- Schaefer, B.E. and Patterson, J.,** 1983, Orbital periods of novae before eruption, *The Astrophysical Journal*, 268:710–717 pp.

KAYNAKLAR DİZİNİ (devam)

- Schrijver, C.J. and Zwaan, C.,** 1991, Activity in tidally interacting binaries, *Astronomy and Astrophysics*, 251:183–198 pp.
- Shafter, A.W., Szkody, P. and Thorstensen, J.R.,** 1986, X-ray and optical observations of the ultrashort period dwarf nova SW Ursae Majoris - A likely new DQ Herculis star, *The Astrophysical Journal*, 308:765–780 pp.
- Shafter, A.W., Szkody, P., Liebert, J., Penning, W.R., Bond, H.E. and Grauer, A.D.,** 1985, TT Arietis - the low state, *The Astrophysical Journal*, 290:707–720 pp.
- Shahbaz, T.,** 1998, A new method of determining the inclination angle in interacting binaries, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 298(1):153–165 pp.
- Shahbaz, T., van der Hooft, F., Charles, P.A., Casares, J. and van Paradijs, J.,** 1996, An ellipsoidal modulation in X-ray Nova VELA 1993, =GRS 1009-45, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 282(4):L47–L52 pp.
- Shara, M.M., Livio, M., Moffat, A.F.J. and Orio, M.,** 1986, Do novae hibernate during most of the millenia between eruptions? Links between dwarf and classical novae, and implications for the space densities and evolution of cataclysmic binaries, *The Astrophysical Journal*, 311:163–171 pp.
- Sienkiewicz, R.,** 1975, Time-independent models of white dwarfs accreting mass, *Astronomy and Astrophysics*, 45:411–416 pp.
- Simpson, J.C. and Wood, M.A.,** 1998, Time Series Energy Production in Smoothed Particle Hydrodynamics Accretion Disks: Superhumps in the AM Canum Venaticorum Stars, *The Astrophysical Journal*, 506(1):360–373 pp.
- Sing, D.K., Howell, S.B., Szkody, P. and Cordova, F.A.,** 2004, Far ultraviolet spectroscopic explorer spectroscopy of the transitional magnetic cataclysmic variable V405 Aurigae, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 116:1056–1060 pp.

KAYNAKLAR DİZİNİ (devam)

- Sion, E.M.**, 1991, Cataclysmic variable evolution - Clues from the underlying white dwarf, *The Astronomical Journal*, 102:295–302 pp.
- Sion, E.M.**, 1993, On a thermonuclear origin for the 1980-81 deep light minimum of the symbiotic nova PU VU, *The Astronomical Journal*, 106:298–300 pp.
- Sion, E.M., Bruhweiler, F.C., Mullan, D. and Carpenter, K.**, 1989, Discovery of a cool expanding shell at -1200 kilometers per second around V471 Tauri, *The Astrophysical Journal*, 341:L17–L20 pp.
- Sion, E.M., Long, K.S., Szkody, P. and Huang, M.**, 1994, Hubble space telescope Goddard High-Resolution Spectrograph observation of U Geminorum during quiescence: Evidence for a slowly rotating white dwarf, *The Astrophysical Journal*, 430:L53–L56 pp.
- Skillman, D.R. and Patterson, J.**, 1988, V471 Tauri, ballerina of the Hyades, *The Astronomical Journal*, 96:976–987 pp.
- Skumanich, A.**, 1972, Time Scales for CA II Emission Decay, Rotational Braking, and Lithium Depletion, *The Astrophysical Journal*, 171:565–567 pp.
- Smak, J.**, 1967, Light variability of HZ 29, *Acta Astronomica*, 17, 255–270 pp.
- Smak, J.**, 1971a, Eruptive Binaries. II. U Geminorum, *Acta Astronomica*, 21:15–47 pp.
- Smak, J.**, 1971b, Eruptive Binaries. IV. On the Light Variations of VV Puppis, *Acta Astronomica*, 21:467–478 pp.
- Smak, J.**, 1972, Eruptive Binaries. V. Period Variations, *Acta Astronomica*, 22:1–9 pp.
- Smak, J.**, 1984, Accretion in cataclysmic binaries. IV - Accretion disks in dwarf novae, *Acta Astronomica*, 34:161–189 pp.
- Smith, D.A. and Dhillon, V.S.**, 1998a, The secondary stars in cataclysmic variables and low-mass X-ray binaries, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 301(3):767–781 pp.

KAYNAKLAR DİZİNİ (devam)

- Smith, D.A., Dhillon, V.S., and Marsh, T.R.,** 1998b, The mass of the white dwarf in the old nova BT Mon, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 296(3):465–482 pp.
- Soker, N., Livio, M. and Harpaz, A.,** 1984, The evolution of a star-'planet' system in the double core phase, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 210:189–195 pp.
- Spruit, H.C. and Ritter, H.,** 1983, Stellar activity and the period gap in cataclysmic variables, *Astronomy and Astrophysics*, 124:267–272 pp.
- Stauffer, J.R., Giampapa, M.S., Herbst, W., Vincent, J.M., Hartmann, L.W. and Stern, R.A.,** 1991, The chromospheric activity of low-mass stars in the Hyades, *The Astrophysical Journal*, 374:142–149 pp.
- Szkody, P., Armstrong J. and Fried, R.,** 2000, Extreme ultraviolet explorer and optical observations of the magnetic cataclysmic variables RX J1015.5+0904 and V405 Auriga (RX J0558+5353), *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 112:228–236 pp.
- Taam, R.E.,** 1983, Angular momentum loss and the evolution of cataclysmic binaries, *The Astrophysical Journal*, 268:361–367 pp.
- Taam, R.E. and Bodenheimer, P.,** 1989, Double-core evolution. III - The evolution of a 5 solar mass red giant with a 1 solar mass companion, *The Astrophysical Journal*, 337:849–857 pp.
- Taam, R.E. and Sandquist, E.L.,** 2000, Common Envelope Evolution of Massive Binary Stars, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 38(1):113–141 pp.
- Taam, R.E. and Spruit, H.C.,** 1989, The disrupted magnetic braking hypothesis and the period gap of cataclysmic variables, *The Astrophysical Journal*, 345:972–977 pp.
- Tassoul, J.L.,** 1988, On orbital circularization in detached close binaries, *The Astrophysical Journal*, 324:L71–L73 pp.

KAYNAKLAR DİZİNİ (devam)

- Tassoul, J.L. and Tassoul, M.**, 1992, A comparative study of synchronization and circularization in close binaries, *The Astrophysical Journal*, 395:259–267 pp.
- Terman, J.L. and Taam, R.E.**, 1996, Double-Core Evolution. IX. The Infall of a Main-Sequence Star through the Envelope of Its Intermediate-Mass Red Giant Companion, *The Astrophysical Journal*, 458:692–698 pp.
- Terndrup, D.M., Stauffer, J.R., Pinsonneault, M.H., Sills, A., Yuan, Y., Jones, B. F., ... Krishnamurthi, A.**, 2000, Rotational Velocities of Low-Mass Stars in the Pleiades and Hyades, *The Astronomical Journal*, 119(3):1303–1316 pp.
- Thomas, J.H.**, 1979, Variations of the Sun's radius and temperature due to magnetic buoyancy, *Nature*, 280(5724):662–663 pp.
- Thorstensen, J.R., Fenton, W.H., Patterson, J.O., Kemp, J., Krajci, T. and Baraffe, I.**, 2002, 1RXS J232953.9+062814: A Dwarf Nova with a 64 Minute Orbital Period and a Conspicuous Secondary Star, *The Astrophysical Journal*, 567(1):L49–L52 pp.
- Tout, C.A. and Pringle, J.E.**, 1992, Spin-down of rapidly rotating, convective stars, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 256(2):269–276 pp.
- Tout, C.A., Pringle, J.E. and la Dous, C.**, 1993, Is the accretion disc of TT Ari hotter after a minimum, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 265(1):L5–L8 pp.
- Tsugawa, M., and Yoji O.**, 1997, Disk Instability Model for the AM Canum Venaticorum Stars, *Publications of Astronomical Society of Japan*, 49: 75–84 pp.
- Tutukov, A.V. and Yungelson, L.R.**, 1979, On the influence of emission of gravitational waves on the evolution of low-mass close binary stars, *Acta Astronomica*, 29:665–680 pp.

KAYNAKLAR DİZİNİ (devam)

- Uemura, M., Kato, T., ... and Giambersion, A.,** 2002, Superhump Evolution in the Ultrashort Period Dwarf Nova 1RXS J232953.9+062814, *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 54(4), 599–607 pp.
- Van Paradijs, J.,** 1986, Tidal spin-up and magnetic braking in cataclysmic variables, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 218(1):31P–35P pp.
- Vaz, L.P.R. and Nordlund, A.,** 1985, The reflection effect in model stellar atmospheres. I - Grey atmospheres with convection, *Astronomy and Astrophysics*, 147:281–299 pp.
- Verbunt, F. and Hut, P.,** 1983, Magnetic braking and tidal energy dissipation in close binaries, *Astronomy and Astrophysics*, 127:161–163 pp.
- Verbunt, F. and Johnston, H.M.,** 2000, Multiple and variable X-ray sources in the globular clusters omega Cen, NGC 6397, NGC 6752 and Liller 1, *Astronomy and Astrophysics*, 358:910–922 pp.
- Verbunt, F. and Zwaan, C.,** 1981, Magnetic braking in low-mass X-ray binaries, *Astronomy and Astrophysics*, 100:L7–L9 pp.
- Verbunt, F.,** 1984, Mass transfer and the period gap of cataclysmic variables, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 209:227–240 pp.
- Verbunt, F., Bunk, W.H., Ritter, H. and Pfeffermann, E.,** 1997, Cataclysmic variables in the ROSAT PSPC All Sky Survey, *Astronomy and Astrophysics*, 327:602–613 pp.
- Vilhu O.A.,** 1972, Detached to contact scenario for the origin of W UMa stars, *Astronomy and Astrophysics*, 109:17-22 pp.
- Vilhu, O. and Moss, D.,** 1986, Magnetic braking in cool dwarfs, *The Astronomical Journal*, 92:1178–1182 pp.
- Vilhu, O. and Walter F.M.,** 1987, Chromospheric-Coronal Activity at Saturated Levels, *The Astrophysical Journal*, 321: 958–66 pp.

KAYNAKLAR DİZİNİ (devam)

- Villata, M.,** 1992, Angular momentum loss by a stellar wind and rotational velocities of white dwarfs, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 257(3):450–454 pp.
- Wade, R.A. and Horne, K.,** 1988, The radial velocity curve and peculiar TiO distribution of the red secondary star in Z Chamaeleontis, *The Astrophysical Journal*, 324:411–430 pp.
- Walker, M.F. and Chincarini, G.,** 1968, Image-Tube Spectroscopic Studies of Rapid Variables. I. Spectroscopic and Photometric Observations of SS Cygni, *The Astrophysical Journal*, 154:157–178 pp.
- Warner, B. and Nather, R.E.,** 1972, Observations of rapid blue variables - XII. UX Ursae Majoris, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 159:429–444 pp.
- Warner, B.,** 1973a, 29-second oscillations in CD -42 14462, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 163:25–27 pp.
- Warner, B.,** 1973b, On the masses of cataclysmic variable stars, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 162:189–196 pp.
- Warner, B.,** 1974, Observations of rapid blue variables - XIV. Z Chamaeleontis, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 168:235–247 pp.
- Warner, B.,** 1987, Absolute magnitudes of cataclysmic variables, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 227(1):23–73 pp.
- Warner, B.,** 1988, Quasiperiodicity in cataclysmic variable stars caused by solar-type magnetic cycles, *Nature*, 336(6195):129–134 pp.
- Warner, B.,** 1995, Cataclysmic variable stars, Cambridge university Press, Cambridge, 596 p.
- Warner, B.,** 1995a, On the general properties of the secondaries of cataclysmic variable stars, *Astrophysics and Space Science*, 232(1):89–97 pp.
- Warner, B.,** 1995b, The AM canum venaticorum stars, *Astrophysics and Space Science*, 225(2):249–270 pp.

KAYNAKLAR DİZİNİ (devam)

- Watson, C.A., Dhillon, V.S. and Shahbaz, T.,** 2006, Roche tomography of cataclysmic variables - III. Star-spots on AE Aqr, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 368(2):637–650 pp.
- Webb, N.A., Naylor, T. and Jeffries, R.D.,** 2002, Spectroscopic Evidence for Starspots on the Secondary Star of SS Cygni, *The Astrophysical Journal*, 568(1): L45–L48 pp.
- Webbink, R.F.,** 1984, Double white dwarfs as progenitors of R Coronae Borealis stars and Type I supernovae, *The Astrophysical Journal*, 277:355–360 pp.
- Webbink, R.F., Rappaport, S. and Savonije, G.J.,** 1983, On the evolutionary status of bright, low-mass X-ray sources, *The Astrophysical Journal*, 270:678–693 pp.
- Weber, E.J. and Davis, L.J.,** 1967, The angular momentum of the solar wind, *The Astrophysical Journal*, 148:217–227 pp.
- Wesselink, A.J.,** 1969, Surface brightnesses in the U, B, V system with applications of formula and dimensions of stars, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 144(3):297–311 pp.
- Whitehurst, R.,** 1988, Numerical simulations of accretion disks. I - Superhumps - A tidal phenomenon of accretion disks, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 232:35–51 pp.
- Wickramasinghe, D.T., Bailey, J., Meggitt, S.M.A., Ferrario, L., Hough, J. and Tuohy, I.R.,** 1991, New polarimetric observations and a two pole model for the cyclotron emission from AM Herculis, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 251:28–45 pp.
- Williams, R.E., Woolf, N.J., Hege, E.K., Moore, R.L. and Kopriva, D.A.,** 1978, The shell around nova DQ Herculis 1934, *The Astrophysical Journal*, 224:171–173 pp.
- Wilson, O.C.,** 1966, Stellar chromospheres, *Science*, 151(3717):1487–98 pp.
- Wilson, O.C.,** 1966, Stellar Convection Zones, Chromospheres, and Rotation, *The Astrophysical Journal*, 144:695–708 pp.

KAYNAKLAR DİZİNİ (devam)

- Winget, D.E., Nather, R.E., ... and Grauer, A.D.**, 1994, Whole earth telescope observations of the DBV white dwarf GD 358, *The Astrophysical Journal*, 430:839–849 pp.
- Wood, J.H., Horne, K., Berriman, G., and Wade, R.A.**, 1989, Eclipse studies of the dwarf nova OY Carinae in quiescence, *The Astrophysical Journal*, 341:974–996 pp.
- Woudt, P.A. and Warner, B.**, 2002, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 335: 44
- Wu, K., Cropper, M., Ramsay, G., Saxton, C. and Bridge, C.**, 2003, Accretion flow in magnetic cataclysmic variables, *Chinese Journal of Astronomy and Astrophysics*, 3:235–244 pp.
- Yorke, H.W., Bodenheimer, P. and Taam, R.E.**, 1995, Double Core Evolution. VIII. The Spiral-in of a Main-Sequence Star through the Envelope of an Asymptotic Giant Branch Companion, *The Astrophysical Journal*, 451:308–313 pp.
- Yoshida, K., Inoue, H. and Osaki, Y.**, 1992, GINGA observation of SS Cygni, *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 44:537–542 pp.
- Young, A., Klimke, A., Africano, J.L., Quigley, R., Radick, R.R. and van Buren, D.**, 1983, Detection of flare like events and their relationship to presumed SPOT regions on V471 Tau - A solar-stellar connection, *The Astrophysical Journal*, 267:655–664 pp.
- Yuasa, T.**, 2012, White dwarf masses in intermediate polars observed by the SUZAKU Satellite, *Memorie Della Societa Astronomica Italiana*, 83:632–636 pp.
- Zahn, J.P. and Bouchet, L.**, 1989, Tidal evolution of close binary stars. II - Orbital circularization of late-type binaries, *Astronomy and Astrophysics*, 223:112–118 pp.
- Zahn, J.P.**, 1966, Les marées dans une étoile double serrée, suite, *Annales d'Astrophysique*, 29:489–506 pp.

KAYNAKLAR DİZİNİ (devam)

- Zahn, J.P.**, 1977, Tidal friction in close binary stars, *Astronomy and Astrophysics*, 57:383–394 pp.
- Zahn, J.P.**, 1989, Tidal evolution of close binary stars. I - Revisiting the theory of the equilibrium tide, *Astronomy and Astrophysics*, 220, 112–116 pp.
- Zuckerman, B. and Aller, L.H.**, 1986, Origin of planetary nebulae - Morphology, carbon-to-oxygen abundance ratios, and central star multiplicity, *The Astrophysical Journal*, 301:772–789 pp.

EKLER

Ek 1 Yapılan Gözlemlerin İndirgeme Aşamaları

Ek 1 Yapılan Gözlemlerin İndirgeme Aşamaları

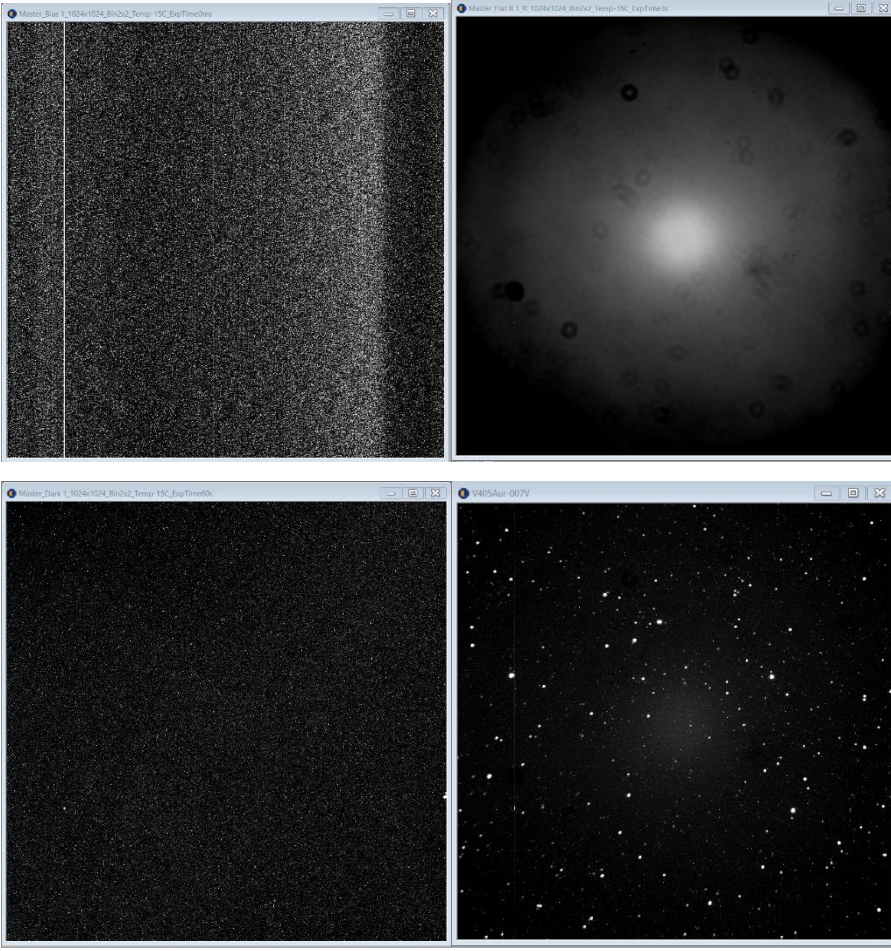
İncelenecek olan yıldızın görüntüleri gözlem gecesi alındığı zaman, elde edilen bu gözlem görüntülerinin indirgenebilmesi için bazı kalibrasyon görüntülerinin de aynı gece alınması gerekir. Bu kalibrasyon görüntüleri, dark, bias ve flat olarak adlandırılır.

Dark görüntüsü alınırken CCD'ye ışık düşmediğinden karanlık alan görüntüsü olarak da adlandırılır. Bu görüntüyü almaktaki amaç CCD'nin kendi ısısı ile üretmiş olduğu gürültüyü belirleyebilmektir. Poz süresi, gözlemi yapılacak yıldızınki ile aynı tutulur.

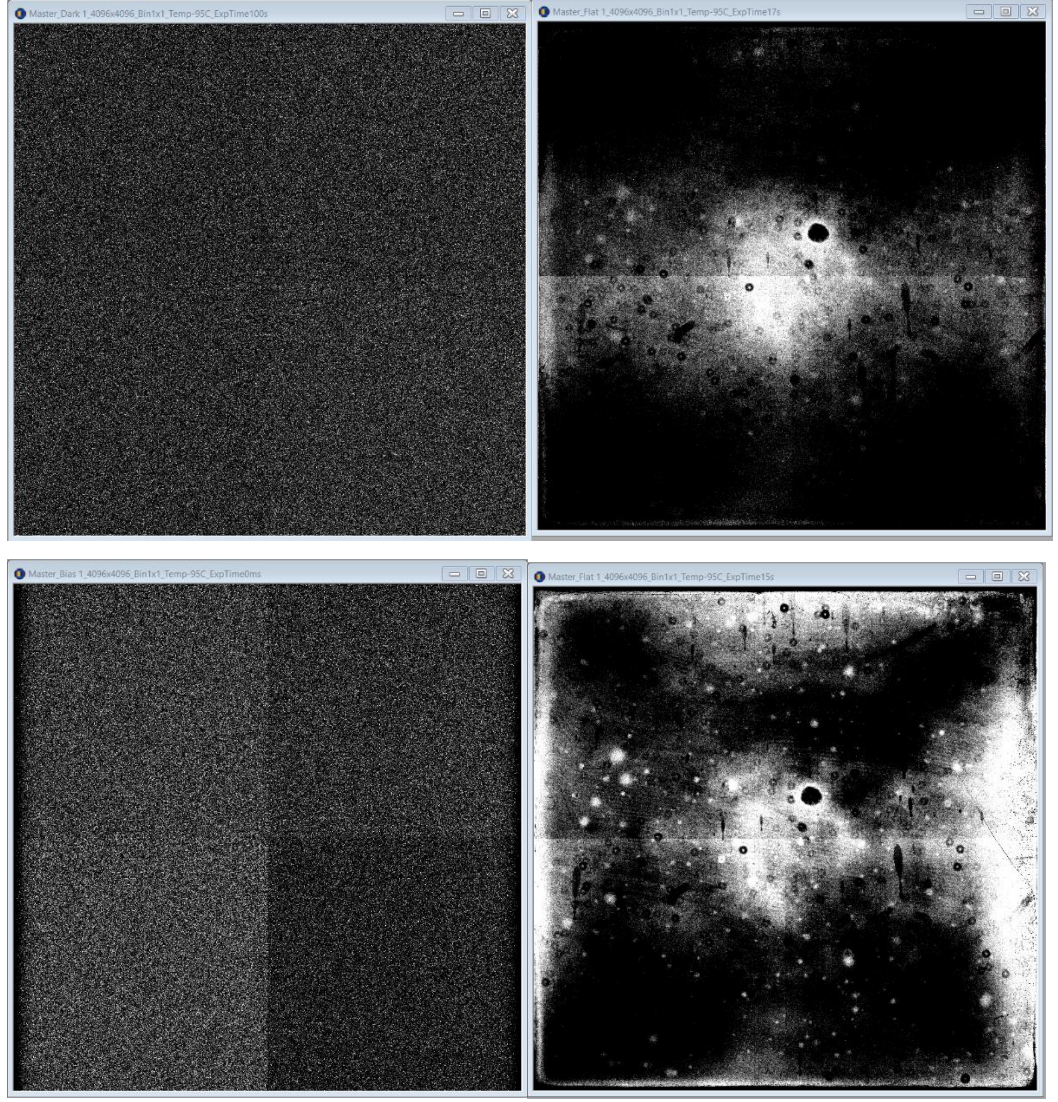
Bias ise sıfır saniye poz süresi ile alınır. Bu görüntü alınırken de CCD dışardan gelecek olan fotonlara kapalıdır. CCD'nin oluşturmuş olduğu elektronik gürültüyü belirlemek için kullanılır.

Flat ise düz alan görüntüsü olarak bilinir. Bu kalibrasyon görüntüsü alınırken homejen olarak aydınlatılmış bir perde ya da güneş doğmadan ve batmadan hemen önce gökyüzünün homojen olarak aydınlanabilecek bir bölgesinden alınabilir. Bu çalışmadaki gözlemler sırasında EUO'da flatler meridyenden alınmıştır. TUG'da yapılan gözlemler sırasında flat alma zamanlarında hava koşullarının uygun olmaması nedeniyle perdeden flat alma tercih edilmiştir.

Gözlem verisi indirgenirken genellikle hızlı fotometri için Maxim DL tercih edilse de görüntülerden dark, bias ve flat görüntülerinin çıkarılması işleminde IRAF yazılımının ccdproc paketi kullanılmıştır. Görüntülerin hizalanması için tercihen MYRAF ile entegre çalışan alipy paketi kullanılmıştır. Kullanılan kalibrasyon görüntülerinin birleştirilmesi ile oluşan master dark, master bias ve master flat görüntüleri için Şekil 6.1 ve Şekil 6.2 incelenebilir. Elde edilen görüntülerin indirgenmiş halleri için gözlem sonuçlarının sunulduğu bölüm incelenebilir.



Şekil 0.1 Ege Üniversitesi Gözlemevi'ndeki R40 teleskobu kullanılarak elde edilen kalibrasyon görüntüleri. Bias (sol üst), Flat (sağ üst), Dark (sol alt) ve V405 Aur için R filtesinde elde edilen görüntü.



Şekil 0.2 TUG'daki T100 teleskobu kullanılarak elde edilen kalibrasyon görüntüleri. Dark (sol üst), R filtersinde flat (sağ üst), bias (sol alt), V filtesinde flat (sağ alt).

