

**EGE ÜNİVERSİTESİ FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**(YÜKSEK LİSANS TEZİ)**

**V405 AUR DİZGESİNDE CYCLOTRON IŞINIMI**

**Demet TUTAR**

**Tez Danışmanı : Prof. Dr. E. Rennan PEKÜNLÜ**

**Astronomi ve Uzay Bilimleri Anabilim Dalı**

**Bilim Dalı Kodu : 402.02.01**

**Sunuş Tarihi : 03.05.2012**

**Bornova-İZMİR**

**2012**



Demet TUTAR tarafından yüksek lisans tezi olarak sunulan “ V405 Aur Dizgesinde Cyclotron Işınımı ” 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 03.05.2012 tarihinde yapılan tez savunma sınavında aday oybirliği/ oyçokluğu ile başarılı bulunmuştur.

**Jüri Üyeleri:****İmza**

**Jüri Başkanı** : ..... ..

**Raportör Üye** : ..... ..

**Üye** : ..... ..



## ÖZET

### V405 AUR DİZGESİNDE CYCLOTRON IŞINIMI

TUTAR, Demet

Yüksek Lisans Tezi, Astronomi ve Uzay Bilimleri Bölümü

Tez Danışmanı: Prof. Dr. E. Rennan PEKÜNLÜ

Mayıs 2012, 49 sayfa

Bu tezde öncelikle V405 Aur dizgesinin ait olduğu *kataklismik değişen yıldızlar* ve dizge hakkında bilgi verildi. Ardından gözlenen en büyük manyetik alan yeğinliğine sahip *intermediate polar* (IP) olan V405 Aur dizgesinde cyclotron ışınımının modellenmesi yapıldı.

Yapılan araştırmalar ile daha önce yapılmış olan çalışmalarda V405 Aur dizgesinin tayfında cyclotron harmonikleri ile karşılaşıldığının (Piirola et al., 2008) sonucuna ulaşılmıştır. Cyclotron harmoniklerinin V405 Aur dizgesinde beyaz cücenin manyetik kutuplarının hemen üzerindeki toplanma kolonunda bulunan ve “*akan ikili- Maxwell hız dağılımı*” (*streaming bi-Maxwellian velocity distribution*) profiline sahip elektronların manyetik alan çizgileri boyunca sarmal yörüngelerdeki hareketi nedeniyle üretildiği varsayılarak böyle bir dağıtıcı ortama Green işlevi uygulandı ve cyclotron ışınımının *Ordinary* (O) ve *Extraordinary* (X) dalga biçemlerinde üretildiği düşünüldü. Yalnızca *Extraordinary* (X) dalga biçemi ve böyle bir dağıtıcı ortam için V405 Aur dizgesine ait *Green* işlevi elde edildi ve onun yardımıyla yalnızca *cyclotron* ışınımı kaynaklı frekans tayfına ulaşıldı.

Sonraki aşamada ise gözlemler ile modelin uyumunu incelemek ve kanıtlamak için farklı koşullar için *cyclotron* ışınımının grafiği elde edildi. Sonuç ve tartışma bölümünde ise model sonucu elde edilen grafikler yorumlandı.

**Anahtar sözcükler:** V405 Aur, cyclotron ışınımı, Green işlevi, akan ikili Maxwell hız dağılım fonksiyonu



**ABSTRACT****PURE CYCLOTRON SPECTRA OF V405 AUR.**

TUTAR, Demet

MSc in Astronomy and Space Sciences  
Supervisor: Prof. Dr. E. Rennan PEKÜNLÜ  
May 2012, 49 pages

In this thesis, we investigate the pure cyclotron spectra of an Intermediate Polar, V405 Aur, which has the highest magnetic field strength in its class.

The recent studies have shown that cyclotron harmonics are seen in the spectra of V405 Aur. We assumed that the cyclotron harmonics are produced by the electrons having a streaming bi-Maxwellian velocity profile found in the lower portions of the accretion column connecting to the magnetic poles of the white dwarf in V405 Aur system. Then we applied the Green function for a dispersive medium such as the one found in V405 Aur. Further we assumed that the cyclotron radiation is produced at Ordinary and Extraordinary wave modes. We found the general solution of the Green function for Extraordinary wave mode and dispersive medium and we derived the pure cyclotron spectra from Green function.

This function enabled us to plot the wavelength *vs.* energy radiated per unit wavelength per unit solid angle and revealed the sixth, seventh and the eighth harmonics which correspond to the observed values. Our model produces the observed cyclotron spectrum of V405 Aur.

**Keywords:** V405 Aur, Cyclotron radiation, Green function, Bi-Maxwell streaming velocity distribution function





## TEŞEKKÜR

Lisans eğitimim süresince, sonrasında ve bu tez çalışması sırasında desteğini ve bilgi birikimini eksik etmeyen, deneyimleriyle bana yol gösteren danıőmanım Prof. Dr. E. Rennan PEKÜNLÜ' ye en umutsuz günlerde bile bilime ve çalıőmamıza olan inancını kaybetmediği için teşekkür ederim.

Yüksek lisans eğitimim ve tez çalıőmam boyunca maddi ve manevi desteğini asla esirgemeyen babam Metin TUTAR' a, annem Nurten MUTLUER' e ve kardeőlerim S. Can TUTAR' a ve Özgün TUTAR' a çok teşekkür ederim.



## İÇİNDEKİLER

	<u>Sayfa</u>
ÖZET.....	v
ABSTRACT.....	vii
TEŞEKKÜR .....	ix
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	xiii
1. GİRİŞ .....	1
1.1 Kataklistmik Değişen Yıldızlar .....	1
1.1 Manyetik Kataklistmik Değişen Yıldızlar .....	3
1.2.1 Polarlar .....	3
1.2.2 Intermediate polarlar .....	7
2. V405 AURIGAE .....	9
3. TOPLANMA PLAZMASININ DİNAMİĞİ .....	15
4. GREEN FONKSİYONUNUN TOPLANMA KOLONUNA UYGULANMASI .....	23
5. V405 AUR DİZGESİNDE CYCLOTRON IŞINIM MODELİ .....	37
6. SONUÇ VE TARTIŞMA .....	41

**İÇİNDEKİLER (devam)**

	<u>Sayfa</u>
KAYNAKLAR .....	45
ÖZGEÇMİŞ.....	49

## ŞEKİLLER DİZİNİ

<u>Şekil</u>	<u>Sayfa</u>
1.1.1 Bir kataklismik çift yıldız dizgesi .....	2
1.1.2 Kataklismik dizgeler .....	3
1.2.1.1 Polar dizgesi .....	4
1.2.1.2 Polar geometrisi .....	4
1.2.1.3 X-ışın eğrileri .....	5
1.2.1.4 Uçlaşma geometrisi .....	6
1.2.1.5 ST LMi dizgesinin tayfı .....	6
1.2.1.6 AM Her dizgesinin şematik gösterimi .....	7
2.1 V405 Aur X-ışın tayfı .....	11
2.2 V405 Aur tayfları .....	13
2.3 Accretion curtain modeli .....	14
3.1 V405 Aur tayfı .....	16
3.2 V405 Aur dizgesinin uçlaşma tayfı .....	17
3.3 V405 Aur dizgesinin uçlaşma tayfları .....	18
3.4 V405 Aur dizgesinin ışık eğrileri .....	19
3.5 Beyaz cüce geometrisi .....	20

**ŞEKİLLER DİZİNİ (devam)**

<u>Şekil</u>	<u>Sayfa</u>
3.6 Beyaz cüce ve toplanma diski geometrisi.....	20
5.1 V405 Aur dizgesinin cyclotron modeli .....	37
5.2 Farklı sıcaklıklar için V405 Aur dizgesinin cyclotron modeli .....	38
5.3 Cyclotron modelinin elektron sayı yoğunluğuna bağlılığı .....	39
6.1 UZ For dizgesinin cyclotron tayfı .....	43

## 1.GİRİŞ

### 1.1 Kataklistmik Değişen Yıldızlar

Kataklistmik değişen yıldızlar *manyetik kataklistmik değişen yıldızlar* ve *manyetik olmayan kataklistmik değişen yıldızlar* olarak iki ayrı sınıf olarak incelenirler. Manyetik olmayan kataklistmik değişen yıldızların manyetik alanları yaklaşık olarak 0.1 ile 1 MG (mega gauss) arasındadır. *Nova benzeri yıldızlar*, *cüce novalar* ve *tekrarlayan novalar* bu sınıfa girerler. Manyetik kataklistmik değişen yıldızlar (mCVs) ise *Polarlar* ve *Intermediate Polarlar* (IP) olarak iki alt sınıfa ayrılır. Polarların manyetik alanları 8- 230 MG arasında, intermediate polarların manyetik alanları 1- 10 MG arasındadır.

Novaları nova benzeri yıldızlardan ayıran özellik novalarda beyaz küce bileşeninin üzerine düşen maddenin toplanması sonucu bileşenin hemen üzerindeki katmanda oluşan kaçak nükleer tepkimeler nedeniyle gerçekleşen ani patlamalardır. Beyaz küce bileşeninin etrafında madde toplanma diski, kolon varsa ve toplanma özellikleri tayfta gözleniyorsa sistemler nova benzeri olarak sınıflandırılır.

Kataklistmik değişenler oldukça yakın çift sistemlerdir. Patlamalar iki bileşenin birbirleriyle etkileşiminden kaynaklanır. Tipik bir kataklistmik sistem baş yıldızı genellikle bir beyaz küce olan ve *Lagrangian 1* (L1) noktasından baş yıldız üzerine madde transfer eden Roche lobunu doldurmuş küçük kütleli bir yoldaş yıldızdan oluşur. Transfer maddesi çok fazla açısal momentum ile birlikte doğrudan baş yıldızına taşınır ya da düşen maddenin çarptığı dış sınırdaki sıcak noktanın şekillendiği bir toplanma diski oluşturur.

Kataklistmik değişenler önceleri sadece ışık eğrilerinin şekline bakılarak sınıflandırılırken artık farklı tayfsal özellikleri ile de sınıflandırılmaktadır. Detaylı çalışmalarla belirlenen belli başlı alt sınıflar ise *klasik novalar* (*classical novae*, CN), *cüce novalar* (*dwarf novae*, DN), *tekrarlayan novalar* (*recurrent novae*, RN)

ve nova benzerleri (*nova-like*, NL) dizgeler ile *manyetik kataklismikler* (*Polar* ve *Intermediate Polar*, IP) olarak belirtilmiştir. Kataklismik değişenlerin alt sınıfları kısaca aşağıdaki gibi tanımlanır.

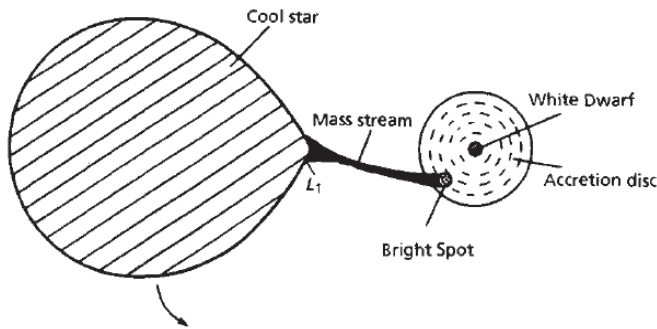
*Klasik novalar*: Tek bir patlama gözlenir ve patlamanın kaynağı termonükleer kaçaklardır.

*Cüce novalar*: Cüce novalar patlamalarının şekline göre üç ayrı alt sınıfa ayrılırlar ve patlamalarının arası 10 gün ile on yıllar arasında olabilir. Z Cam, SU UMa, U Gem yıldızları cüce novaların alt türleridir. Cüce novaların patlamalarının enerji kaynağı çekim enerjisinin serbest kalması durumuyla geçici olarak büyük miktarda maddeyi diske aktarması sonucudur.

*Tekrarlayan novalar*: Patlamalarının tekrarlı olması ile sınıflandırılırlar.

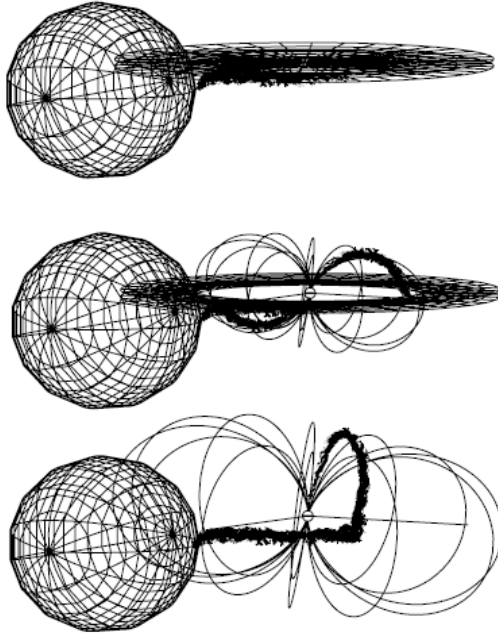
*Nova benzeri sistemler*: Bunlar patlama göstermeyen kataklismik değişen sistemlerdir. Nova öncesi evre, nova sonrası evre veya durgun aşamadaki Z Cam sistemi oldukları düşünülmektedir.

*Manyetik kataklismikler*: Manyetik alan yeğinlikleri diski tümüyle ya da parçalı olarak deforme edecek kadar fazladır. Alt sınıfları “*polar*” lar ve “*intermediate polar*” lardır.



**Şekil 1.1.1** Kataklismik çift sistemlerin şematik görüntüsü. Bakış doğrultusunun yörünge eksenine çakışık olduğu durum resmedilmiştir (Warner,1995).



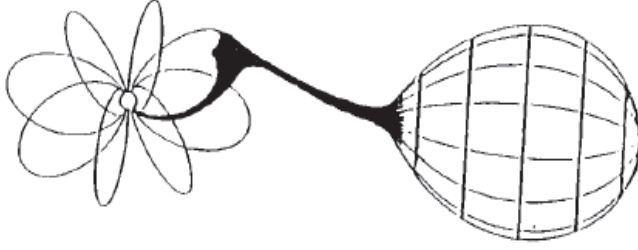


Şekil 1.1.2 Üstten sırasıyla *manyetik olmayan*, *intermediate polar* ve *polar* dizgeleri şematik olarak karşılaştırılmıştır (Wu et al., 2003).

## 1.2. Manyetik Kataklistmik Değişen Yıldızlar

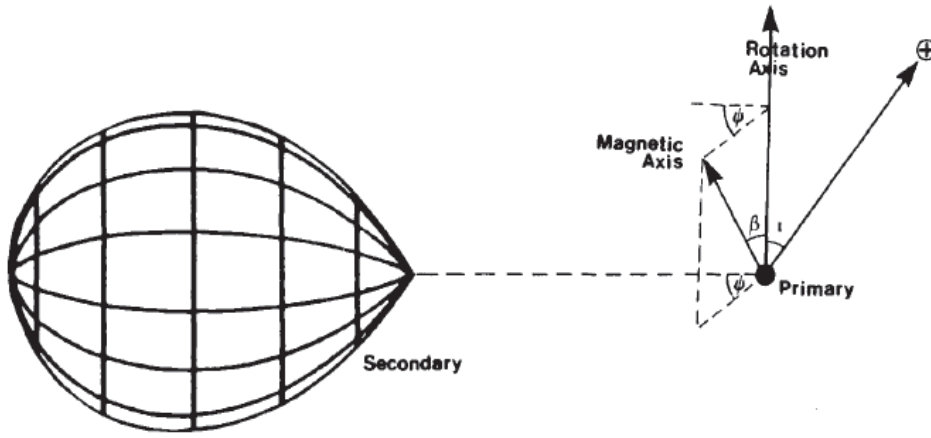
### 1.2.1 Polarlar,

Polarlar, eş zamanlı dönen manyetize olmuş beyaz cüce ve anakola yakın soğuk bileşenden oluşmuş çift yıldız dizgeleridir. Güçlü manyetik alanlara sahiptirler (10- 80 MG), manyetik alan toplanma diskinin oluşmasına engel olacak kadar güçlüdür. *Synchronous* yani birlikte dönerler. Optik ışınimleri doğrusal ve çembersel uçlaşmıştır. Polarizasyon çalışılarak ayırt edilebilirler. Güçlü X-ışınım kaynaklarıdır. Prototipleri AM Her dizgesidir.



**Şekil 1.2.1.1** Polar dizgelerin gösterimidir. Yoldaş yıldızın kaybettiği kütle manyetik alan tarafından tuzaklanarak baş yıldızın üzerine yönlendirilir (Warner,1995).

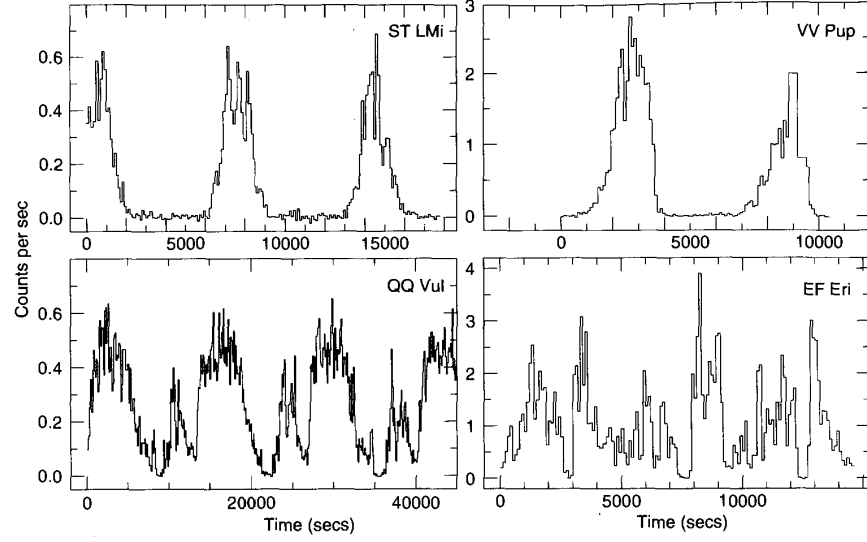
Bu dizgelerde manyetik alanca kontrol edilen madde aktarımının belirteci yıldız ışığının doğrusal ve çembersel uçuşma göstermesi ve güçlü X-ışın salmasıdır. Optik dalgaboylarında doğrusal ve çembersel uçuşma dönem boyunca değişiyorsa bu değişimin kaynağı güçlü manyetik alan kaynaklı relativistik olmayan *cyclotron* ışınımıdır.



**Şekil 1.2.1.2** Polar geometrisinde kullanılan açılarının gösterimi.  $i$  (eğiklik), bakış doğrultumuz ile dönme eksenini arasındaki açı ve  $\beta$  dönme eksenini ile manyetik eksen arasındaki açıdır (Cropper, 1990).

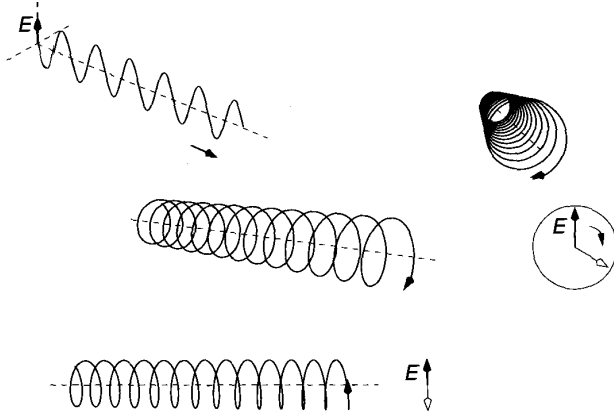
Işınımın yeğinliği üç farklı süreç ile belirlenir. Bu süreçlerin açığa çıkardığı ışınım *bremsstrahlung* ışınımı, yarı relativistik elektronların manyetik alan çizgileri etrafındaki sarmal devinimi kaynaklı *cyclotron* ışınımı ve *compton*

(*compton cooling*) ışıdır. *Cyclotron* ışıdır baskın süreç olduğu zaman elektronlar iyonlardan daha etkilidir ve iki sıcaklıklı plazma yaklaşımı yapılabilir.

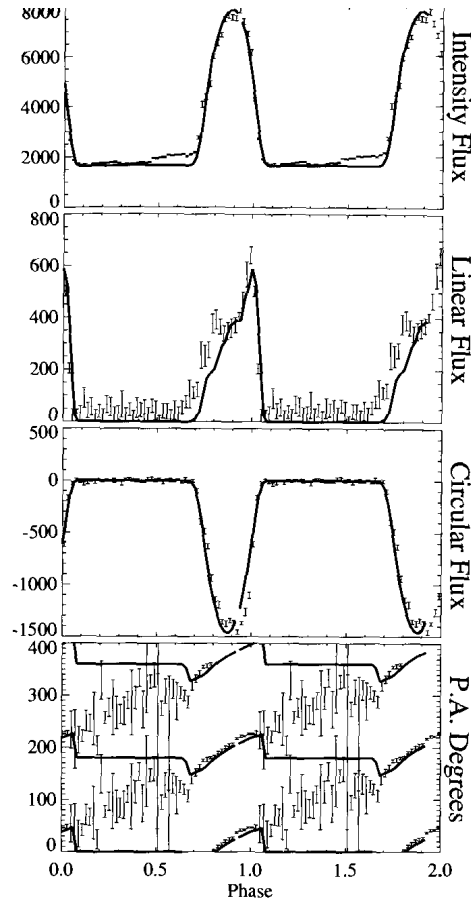


Şekil 1.2.1.3 Bazı polar dizgelerin X-ışın ışık eğrileri (Hellier, 2001).

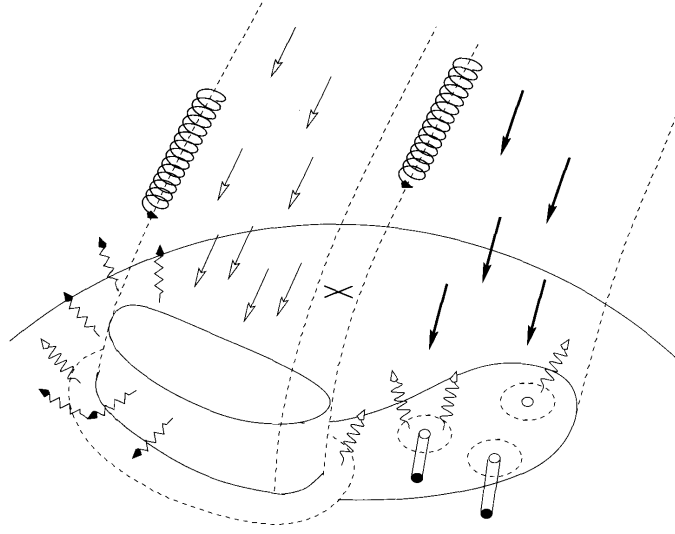
AM Her dizgesinde toplanma akıntısını oluşturan iyonize madde doğruca manyetik alan çizgilerini izlemeyip manyetik alan çizgileri çevresinde sarmal yörüngeler çizerler. Bu durumu ortaya çıkaran etmen ise akıntıyı oluşturan yüklü parçacıkların deviniminin etkin bir şekilde elektrik akımı oluşturması ve oluşan elektrik akımının manyetik alan kuvvet çizgilerine dik yöndeki herhangi bir bileşenin hareketini yönlendiren bir kuvvet doğurması sonucudur. Bu kuvvet hem manyetik alan çizgilerine hem de devinimin doğrultusuna dik yöndedir. Kuvvetin daima devinim yönüne dik olması parçacıkları çember yörüngelerde dolanmaya zorlar. Bu sarmal devinim boyunca ivmelenen parçacıkların saldığı ışıma *cyclotron* ışıdır denir. Elektrik alan bileşenin bu sürekli devinimi sonucunda *cyclotron* ışıdır uçlaşır. Manyetik alan kuvvet çizgilerine bakış doğrultumuza göre ışıdır doğrusal veya çembersel uçlaşmış olarak görülür (Şekil 1.2.1.4).



Şekil 1.2.1.4 Manyetik alan çizgileri etrafında sarmal yörüngelerde devinen yüklü parçacıklar *cyclotron* ışınımı salarlar. Elektrik alan vektörünün doğrusal ve çembersel uçuşma geometrileri resmin alt kısmında gösterilmiştir (Hellier, 2001).



Şekil 1.2.1.5 ST LMi dizgesinin doğrusal, çembersel uçlaşmış ışınım tayfi ve uçlaşma derecesi ile yeğinlik tayfının karşılaştırması (Hellier, 2001).



**Şekil 1.2.1.6** AM Her dizgesi için accretion bölgesinin şematik gösterimi. Elektronların manyetik alan çizgileri boyunca aşağıya doğru olan sarmal devinimi cyclotron ışımasını oluşturur (Hellier, 2001).

## 1.2.2 Intermediate polarılar

*Intermediate Polar* (IP) dizgeleri manyetik kataklismik değişenlerin bir alt grubudur (mCVs) ve etkileşimli çift yıldız dizgeleridir.

Bu sınıfta baş yıldız genellikle bir beyaz cüce ve yoldaş yıldız geç tür bir anakol yıldızdır. IP dizgeleri eş zamanlı dönmeyen, manyetize olmuş beyaz cüce ve anakola yakın soğuk yıldız bileşenden oluşmuş çift yıldız dizgeleridir. IP dizgelerinde manyetik alan yoğunluğu genellikle 1-20 MG aralığındadır. Bu da manyetik alanlarının polarların manyetik alanlarının onda biri kadar olduğunu gösterir. Dizgede *Roche* lobunu doldurmuş yoldaş yıldızdan beyaz cüce bileşene doğru L1 noktası üzerinden akan madde, beyaz cüce bileşeninin etrafında bir toplanma diski oluşturur. Manyetik alan yoğunlukleri polarların yoğunluklerine göre daha az olduğundan, beyaz cüce etrafında beyaz cücenin manyetik alan çizgilerince güdülerek toplanma kolunu boyunca manyetik kutuplara sürüklenecek olan kritik uzaklığa ulaşana dek yoldaş yıldız tarafından aktarılan madde disk formunu koruyabilir. Toplanma diskinden manyetik alan etkisiyle kalkan madde

beyaz cüce yüzeyine doğru yöneldiğinde toplanma akıntısı ve toplanma perdelerini oluşturur. Dizgede gözlenen ışık değişimleri, tutulma etkileri ve dönmeyle değişime uğramış toplanma etkileri kaynaklıdır. IP dizgelerinin optik ışınimleri çembersel uçlaşmıştır ve güçlü X-ışınımı sergilerler. IP prototipi DQ Her dizgesidir.

IP dizgelerinin manyetik alan yeğinliğinin polarlardan daha az olması sonucu dizgeyi oluşturan bileşenlerin dönme dönemleri eşit olamaz. Polar dizgeleri ve IP dizgeleri arasındaki başlıca farklardan bir diğeri ise polarlarda bir dönme dönemi boyunca tek bir manyetik uçlaktan X-ışınımı salması gözlenirken IP dizgelerinde bir dönme dönemi boyunca her iki manyetik uçlaktan da X – ışınımı salması gözlenir. Bu sebeple X-ışın salması IP dizgelerinde polarlarda olduğu gibi asla sıfır düzeyine inemez. Bazı IP dizgeleri örneğin disk barındırmayan IP dizgeleri ya da manyetik alan yeğinlikleri polarlarınkine yakın neredeyse eş olacak kadar büyük olan IP dizgeleri, hem polar özellikleri hem de IP özellikleri gösterdikleri için IP dizgelerinden polar dizgelerine doğru evrim geçirmekte olan bir başka grup oldukları düşünülmektedir.

IP dizgeleri ile ilgili verilen diğer tanımlayıcı özellikler CV' ler yazınında son zamanlardaki pek çok makalede bulunabilir. Örneğin Ramsey et al. (2008); Cropper (1990) ve Warner (1995) çalışmaları salık verilebilir.

## 2.V405 AURIGAE

V405 Aurigae Haberl et al. (1994) tarafından ROSAT tüm gökyüzü taraması sırasında keşfedilmiştir ve dizge 1995 yılında IP olarak tanı kazanmıştır. (Piirola, 2008). V405 Aurigae aynı zamanda RX J0558.0+5353 olarak da kataloglandırılmıştır.

V405 Aur tayfında *cyclotron* harmonikleri gösteren ender IP dizgelerinden biridir. V405 Aur dizgesinin manyetik alan yeğlinliği kendi sınıfındaki bir IP dizgesinden çok daha fazladır.

Dizge hakkında yapılan araştırmalar ile önceki çalışmalarda yapılan gözlemlerin V405 Aur dizgesi için beyaz cüce bileşeninin yoldaş bileşenden kütle kopardığının ve oldukça uzun bir zaman ölçeğinde ( $T > 10^9$  yıl) dönme dönemiyle yörünge döneminin birbirine eşit olacağını işaret edildiği görülmüştür. Dizge konusunda yapılan kaynak taramasında dönme döneminin yörünge dönemine gözlenen oranı  $P_{spin} / P_{orb} = 0.0365$  ve yörünge döneminin yaklaşık 4.15 saat değerlerini kullanan sayısal modeller ile eğer çift yıldız dizgesindeki bileşenlerin kütle oranı yaklaşık 0.4 ise manyetik alan yeğlinliğinin 30 MG civarında olduğu varsayımına ulaşılacağı sonucuna varılmıştır. Warner (1995) tarafından IP dizgelerinin manyetik alan yeğlinliği  $B < 10MG$  olarak verilmiştir. Bu şartlar altında önceki çalışmalar bu denli yeğin manyetik alanın dizgeyi polar atası (progenitor) olarak öngörülmesi gerektiğine işaret etmektedirler.

V405 Aur dizgesinin görsel parlaklığı  $V \sim 14^m.5$  dir.

Yumuşak X-ışın akısı 272.7 saniyelik değişim sergiler. Bu durum dizgenin baş yıldızı olan dönen beyaz cücenin soğuk ve düşük kütleli yoldaşdan özdek kopardığına işaret etmektedir. Görsel bölge tayf ölçümlerinden yörünge dönemi 4.15 saat olarak bulunmuştur. 0.7 keV' dan daha yüksek erkelerdeki ROSAT verilerinden 545 saniyelik bir dönem daha saptanmıştır. Bu süre beyaz cücenin gerçek dönme dönemidir (Allan et al. 1996; Evans and Hellier 2004). Böylece

yumuşak X-ışın atmosferinin çift tepeli olması açıklanmıştır. Her iki manyetik uçlaktan da kütle aktarımının olduğu görsel bölge tayf çalışmalarından anlaşılmıştır (Still et al. 1998; Harlaftis and Horne 1999). Dizge, yumuşak X-ışın akısı beklenenden daha yüksek olan az sayıda IP dizgesinden biridir.

Yoldaş yıldızdan beyaz cüceye akan yıldız plazması beyaz cücenin manyetik alanı tarafından tuzaklanır ve toplanma kolonu yoluyla beyaz cücenin manyetik uçlak bölgelerine akar. IP dizgelerinde toplanma diski oluşabilir ancak bu diskin iç bölgesi manyetik alan tarafından kesikliğe uğrar ve yoldaşdan gelen özdek manyetik alan kuvvet çizgileri boyunca toplanma perdeleri biçiminde beyaz cüce yüzeyine akar ( Ferrario et al., 1993).

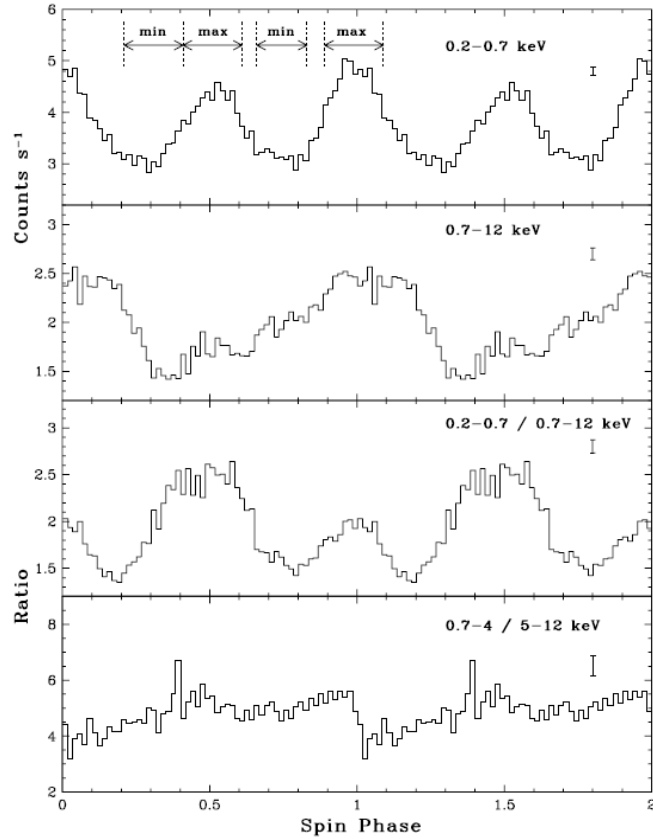
IP dizgelerinin yörünge dönemleri polarların yörünge dönemlerinden daha uzundur. Yakın çift yıldız dizgeleri, çekimsel dalgalar ve manyetik rüzgarlarla frenlenerek açısal momentum yitirirler ve yörünge dönemleri kısaltmaya doğru evrim geçirir. Manyetik alan yeterince yeğince ve yıldızlar arasındaki uzaklık küçükse, manyetik kilitleme burulması (*locking torque*) beyaz cücenin dönme döneminde uzamaya neden olur böylece beyaz cüce dönme dönemi ile yörünge dönemi birbirine eşitlenir ve sistem birlikte dönmeye başlar. Böylece IP dizgesinin evrimleşerek polar olacağı düşünülür (Piirola et al.,2008). Bugüne dek bir tek PQ Gem IP dizgesinde beyaz cücenin dönme döneminin arttığı saptanmıştır. (Mason, 1997)

Gözlenmiş olan uçlaşmış akılar ardalandaki herhangi bir uçlaşmamış ışımdan örneğin; toplanma kolundaki plazma akımı, disk ve beyaz cüce ışık küresi kaynaklı ışımlardan, bağımsızdır. Bu nedenle *cyclotron* modeliyle karşılaştırmak için uygundur. *Cyclotron* ışımların yeğinciği ve uçlaşma, temel frekansın ( $\omega_{ce}$ ) her bir harmoniği  $n = \omega/\omega_{ce}$  için karakteristik olduğundan geniş band uçlaşmış akı tayfi *cyclotron* ışımların bölgesindeki manyetik alan yeğinciğinin kabaca hesaplanmasına izin verir.  $\omega_{ce}$ 'ye karşılık gelen  $\lambda_n$  de manyetik alan yeğinciğiyle ilişkilidir.



$$\lambda_n = \frac{10710}{n} \left( \frac{10^8}{B(MG)} \right) \text{\AA}$$

IP dizgelerinin manyetik alan yeğnliğine ilişkin bilgi edinmede yukarıda anlatılan yöntem kullanılmıştır. Çembersel uçlaşmış eğrinin beyaz cücenin dönme dönemi boyunca sergilediği bakışıklık,  $\beta$  (*co-latitude*) açısının büyük olmasıyla olasıdır (Shakhouskoy and Kolesnikov, 1997). Dizgede manyetik alan hemen hemen eşlek bölgesinde yatmaktadır. V405 Aur dizgesi tipik bir kesikli diske sahiptir. İç disk manyetik alan kuvvet çizgilerine tuzaklanarak beyaz cüce üzerine düşen kütle tarafından parçalanır (Belle et al., 2003). Beyaz cücenin dönme eksenini ile manyetik eksenini arasındaki açının da büyük olduğu Andronov and Kolesnikov (2001) çalışmasından görülebilir.



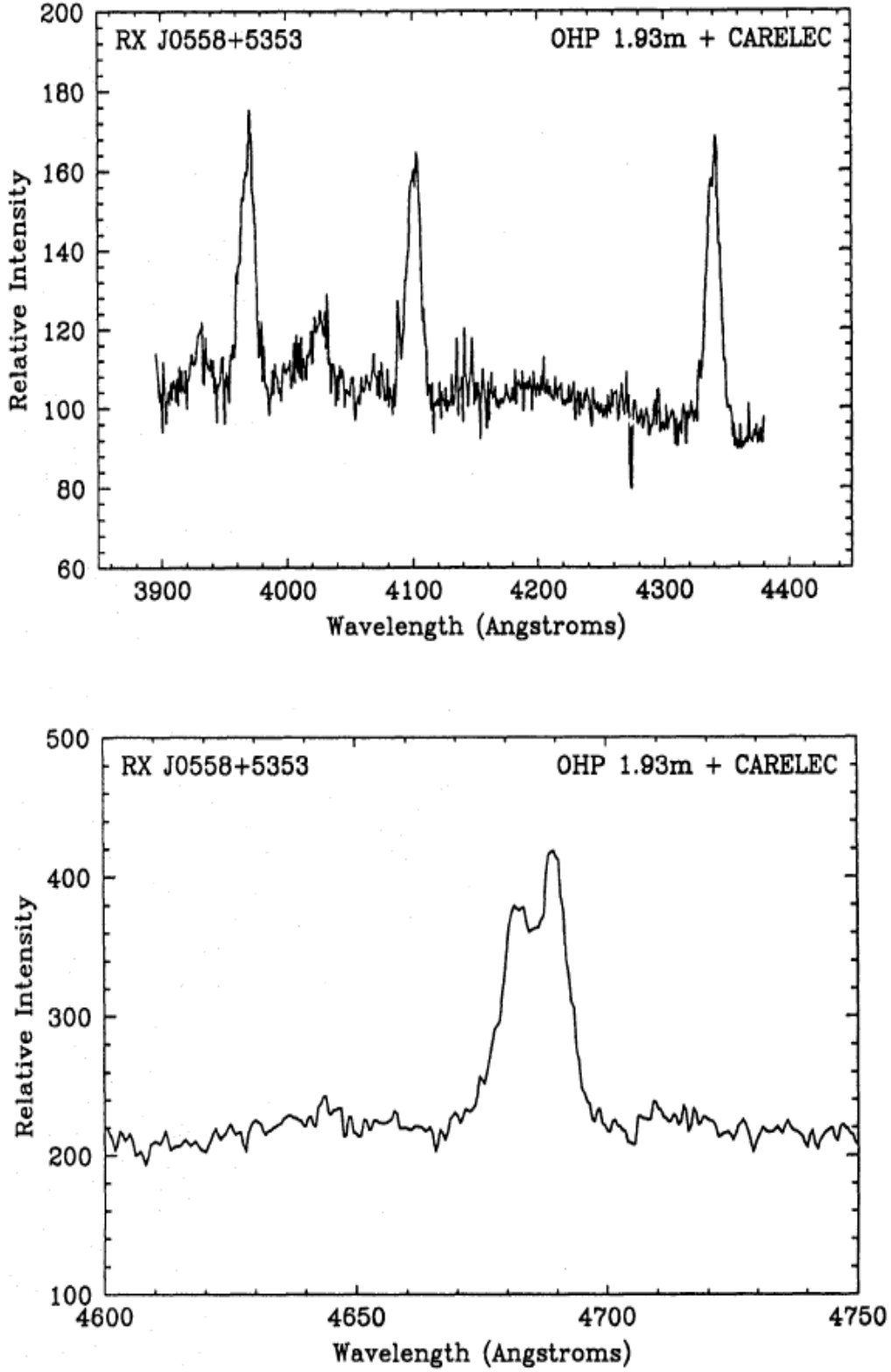
**Şekil 2.1** V405 Aur için Evans and Hellier (2004) çalışmasından alınan sert X -ışını verileri tek tepeli atma gösterirken yumuşak X -ışın verileri çift tepeli atma göstermektedir

Gözlemlenen X-ışın ışık eğrileri incelendiğinde yazarlarının da belirttiği gibi eğrilerdeki çift tepeli atma, her iki uçlaktaki toplanma kolonunun da ışınımına katkısı olduğunu göstermektedir. Her iki maksimumun arasındaki farkın az olması, manyetik eksenle dönme eksenini arasındaki açının büyük olmasına bağlıdır (Evans and Hellier, 2004). Sert X-ışınlarında V405 Aur tek bir çıkıntı gösterir. Bu da negatif uçağın bizi işaret ettiği 0.75 evreye denk gelir. Bu uçlak 0.75 evrede sert X-ışınlarında en parlak görülür.

V405 Aur dizgesinin diskinden gelen ısısal ışınım ve toplanma kolonundan gelen ışınımın *cyclotron* akısı, oldukça güçlü uçaşmış ışınım veren polarlarla karşılaştırıldığında on kat daha azdır. Bu durum V405 Aur dizgesinin yeğlilik tayfında *cyclotron* çıkıntılarını algılamaya olanak tanımaz. Bu nedenle Piirola et al. (2008) tarafından çembersel uçaşma gözlemleri yapılmıştır. Uçaşmış akı tayflarında *cyclotron* harmonikleri aranmıştır. Bu yöntemle ısısal ışınım kaynaklarının etkisinin azaltıldığı yazarlar tarafından belirtilmiştir.

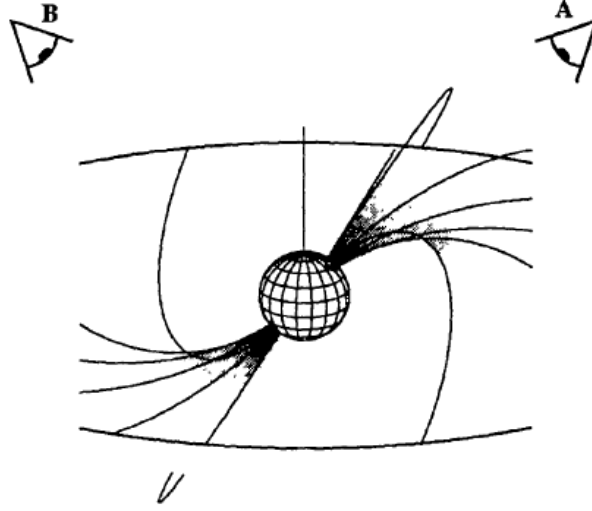
Ayrıca önceki çalışmalarda dikkat çekilen bir diğer nokta ise, çekimsel dalgalarla ve manyetik rüzgar frenlenmesiyle açısal momentumunu yitiren V405 Aur dizgesinin daha kısa yörünge dönemine ve daha kısa bileşenler arası uzaklığa ( $a$ ) evrim geçirecek olmasıdır. Yeterince küçük  $a$  değerlerine ulaşıldığında manyetik frenleme burulması dönmeyi hızlandıran toplanma burulmasına baskın gelecek ve beyaz cüce eş zamanlı dönmeye (*synchronous*) doğru dönmesini yavaşlatacak ve dizge polar olacaktır.

V405 Aur dizgesinin bazı fiziksel özellikleri ise şöyledir. Yörünge dönemi 4.14 saat olarak Harlaftis and Horne (1999) tarafından ve beyaz cüce manyetik alan yeğniliği ise  $31.5 \pm 0.8$  MG olarak Piirola et al. (2008) tarafından bildirilmiştir.



Şekil 2.2 Haberl et al. (1994) tarafından yapılan çalışmadan alınmış V405 Aur dizgesine ait tayflar.

V405 Aur dizgesinde, ışık eğrisinin maksimum ışırtmasının optik bölgede ve bakış doğrultumuzun neredeyse beyaz cücenin manyetik eksenine dik olduğu 0.0 ve 0.5 evrelerde olduğu biliniyor (Piroola et al. 2008).



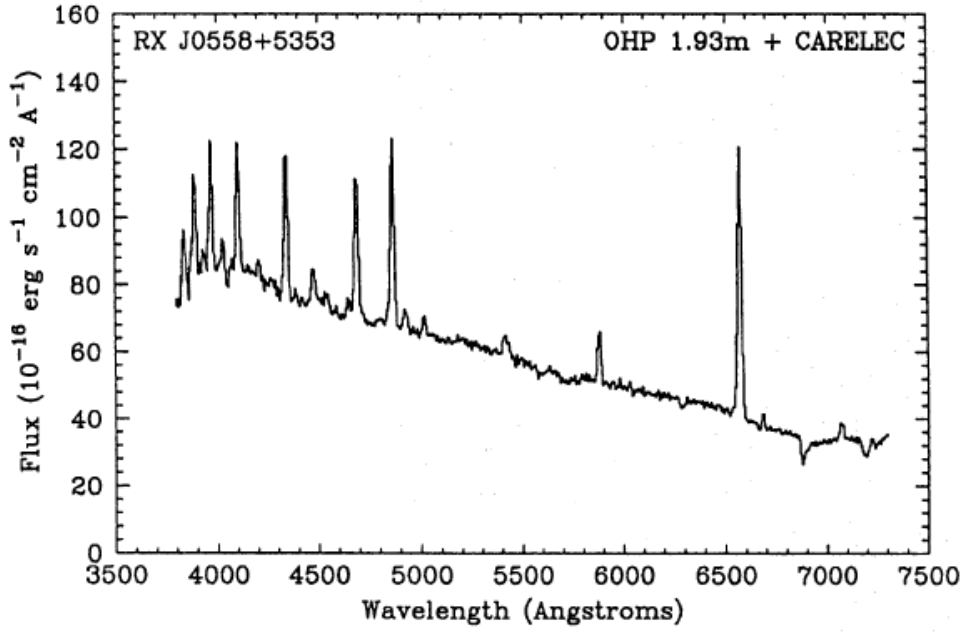
**Şekil 2.3** Hellier (2001) tarafından sunulan *accretion curtain* modeli; B noktasından bakan gözlemcinin ışınımı maksimumda gözlemesinin nedenini daha büyük yüzey alanı görmesine bağlanırken, A noktasından bakan gözlemcinin ise optikçe kalın olan perdeler tarafından bakış doğrultusunda salınan akının emilmesi nedeniyle ışınımı minimum düzeyde gözleyeceğini önerir. Ayrıca şekle göre B noktasından bakan gözlemci A noktasından bakan gözlemciden daha yeğin bir ışınım alıyorsa dizgede manyetik alan kuvvet çizgileri boyunca madde aktarımının sonucu olarak *cyclotron* ışınımının varlığından söz edebilirler. (Hellier, 2001)

Bu tezde biz V405 Aur dizgesinin *cyclotron* ışınımını modellemeye çalıştık.

### 3. TOPLANMA PLAZMASININ DİNAMİĞİ

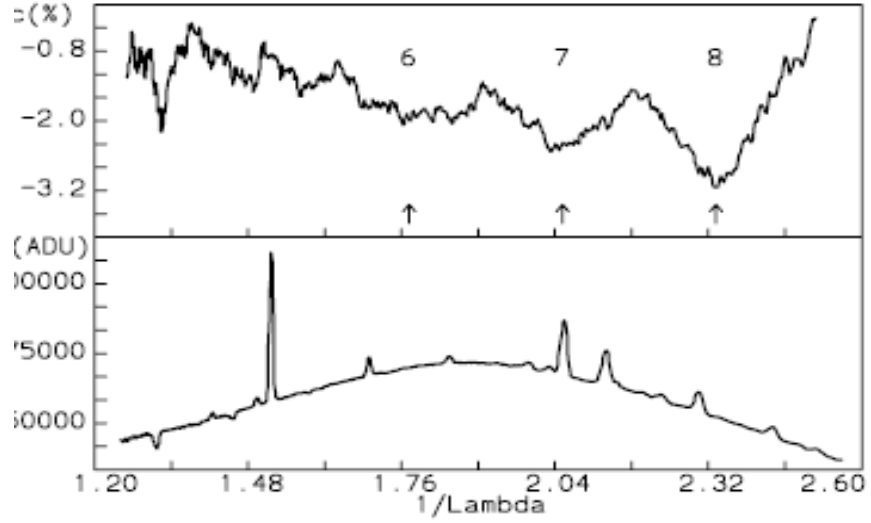
V405 Aur dizgesinde disk plazması manyetik alan akımları tarafından manyetik kutuplardan aşağıya beyaz cüce yüzeyine doğru yönlendirilir. Ses hızından daha büyük hızlarla hareket eden plazma manyetik ayna kuvveti tarafından kontrol edilir ve ses hızından daha düşük hızlara indirilir. Toplanma maddesinin hız dağılım işlevinin ikili-Maxwell akış hız dağılımı (*streaming bi-Maxwellian*) şeklinde olduğu varsayılmıştır. 1990' ların başında Schwope et al. (1990) çalışmasında hız dağılımının *Maxwell* hız dağılımından farklı olması gerektiğine dikkat çekmesi nedeniyle bu çalışma boyunca hız dağılımı *ikili-Maxwell* hız dağılımı şeklinde varsayılmıştır. Manyetik alan, toplanma kolonunun alt bölgelerinde çekim kuvvetinden daha baskın bir rol alır. Ayrıca *cyclotron* ışınımından söz ettiğimiz durumlarda parçacıkların sarmal yörüngelere sahip olduğunu unutmamamız gerekmektedir. Bu sarmal yörüngelerde anlık hız vektörünün iki bileşeni vardır, biri manyetik alan çizgileri boyunca diğeri manyetik alan çizgilerine dik doğrultuda bulunur. Parçacıkların akış hızı manyetik alan tarafından yakalandıkları ilk tıms açısına (*pitch angle*) bağlıdır ve manyetik ayna noktalarını görebilecekleri daha yüksek yeğnlikli manyetik alan bölgelerine kadar sızabilirler. Büyük ortalama akış hızına sahip parçacıklar, açısız dağılımı anlık hız vektörü etrafında bir çiftuçay olarak sınırlı olan *cyclotron* ışınımı salarlar. Bu nedenle açık alan çizgilerinin tersine beyaz cücenin yüzeyini işaret ederler. Ayrıca, büyük ilk tıms açısına sahip parçacıklar da *cyclotron* ışınımı salarlar fakat salma doğrultusu manyetik ayna noktalarına yaklaştıkça yerel manyetik alana daha dik hala gelir. Yerel manyetik alana dik yönde salınan *cyclotron* ışınımı *Ordinary* ve *Extraordinary* biçemlerde (mode) yayılır. *Extraordinary* biçem çembersel uçlaşmıştır. Katajainen et al. (2010) bu tezin konusu olan IP, V405 Aur dizgesi ile birlikte bir kaç IP dizgesinin daha çembersel uçlaşmış ışınım saldığına bildirmiştir. Bu dizgelerdeki çembersel uçlaşmış ışınım *Extraordinary* biçemlerde salınır. *Ordinary* biçem doğrusal uçlaşmıştır. Pirola et al. (2008) doğrusal uçlaşmanın çok küçük bir kısmının yıldızlararası ortamdan kaynaklandığını ileri sürmüştür. Kendi kuramsal öngörülerinin geçerliliğini göstermek için doğrusal uçlaşma gösteren gözlem verilerine *Serkowski* yasasını

uygulamışlardır. Ayrıca doğrusal uçaşmanın kaynak bölgede salınan *Ordinary* biçem tarafından üretilmiş olabileceği de ortaya atılmıştır. Bu son varsayımı denetlemek için herhangi bir çalışma yapılmamıştır. Bu çalışmada *Extraordinary* dalga biçemi tarafından üretilen *cyclotron* ışınım yeğlinliği hesaplanacaktır.



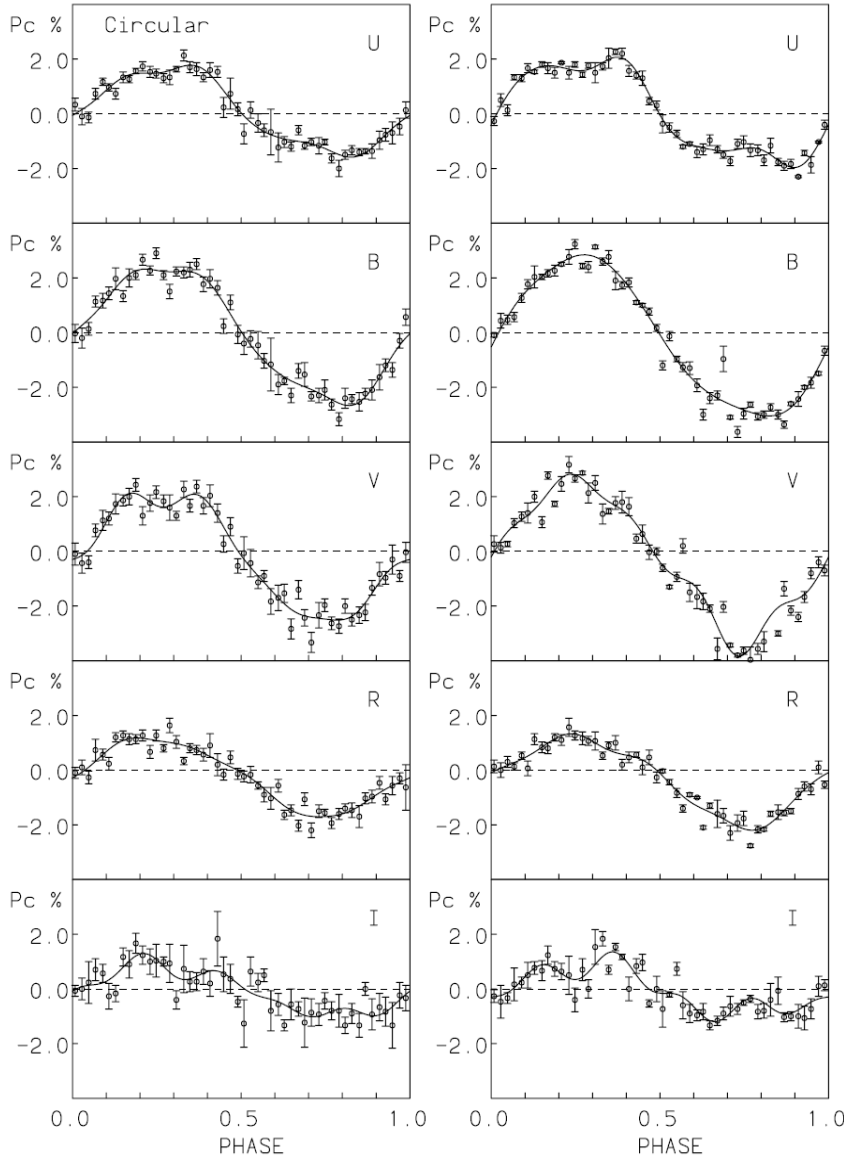
Şekil 3.1 Haberl et al. (1994) tarafından yapılan çalışmadan alınan V405 Aur dizgesinin tayfidır.

Pirola et al. (2008) V405 Aur'un uçaşma tepelerinin optik bölgenin mavi kanadında oluştuğunu göstermiştir. Düşük çözünürlüklü çembersel uçaşma çalışmalarından V405 Aur dizgesinin manyetik alan yeğlinliği yaklaşık olarak  $31.5 \pm 0.8 \text{ MG}$  olarak verilmiştir (Pirola et al., 2008). V405 Aur dizgesinin tayfinda altıncı, yedinci ve sekizinci harmonikler olarak tanı kazanan geçici çıkıntılar Pirola et al.(2008) tarafından gözlenmiştir.



Şekil 3.2 V405 Aur dizgesinin tayfında altıncı, yedinci ve sekizinci harmonikler olarak tanı kazanan geçici çukurlar gözlenmiştir (Piirola et al., 2008).

Yazarlar uçlaşma derecesini B ve V bandında  $\pm\%3$  ve R bandında  $\pm\%2$  olarak vermişlerdir. Uçlaşmış ışınımın yüzdesinin düşük olması arka plan ısısal ışınımın ve uçlaşmamış ışınımın seyreltme etkisinden olabilir. Bu gözlemler V405 Aur dizgesinin neredeyse polarlara eşit ( 25 ile 50 MG arasında) seviyede ve en yüksek manyetik alan yeğinliğine sahip IP olarak ortaya çıkartır. Pozitif ve negatif uçlaşma ışınımının ışık değişimlerinin neredeyse simetrik olması dizgede her iki manyetik kutuptan da beyaz cüce yüzeyine aynı oranda madde aktarıldığını gösterir. Piirola et al. (2008) iyi bilinen bir gerçeği, *cyclotron* ışınımının beyaz cüce kutuplarına doğru, ayna noktalarına yaklaşan parçacıkların sarmal yörüngelerinin yüksek tınıs açısı nedeniyle yerel manyetik alan çizgilerine dik veya dike yakın olacak şekilde sınırlı bir açı içinde akan plazma parçacıkları tarafından salındığını ayrıca belirtmiştir.

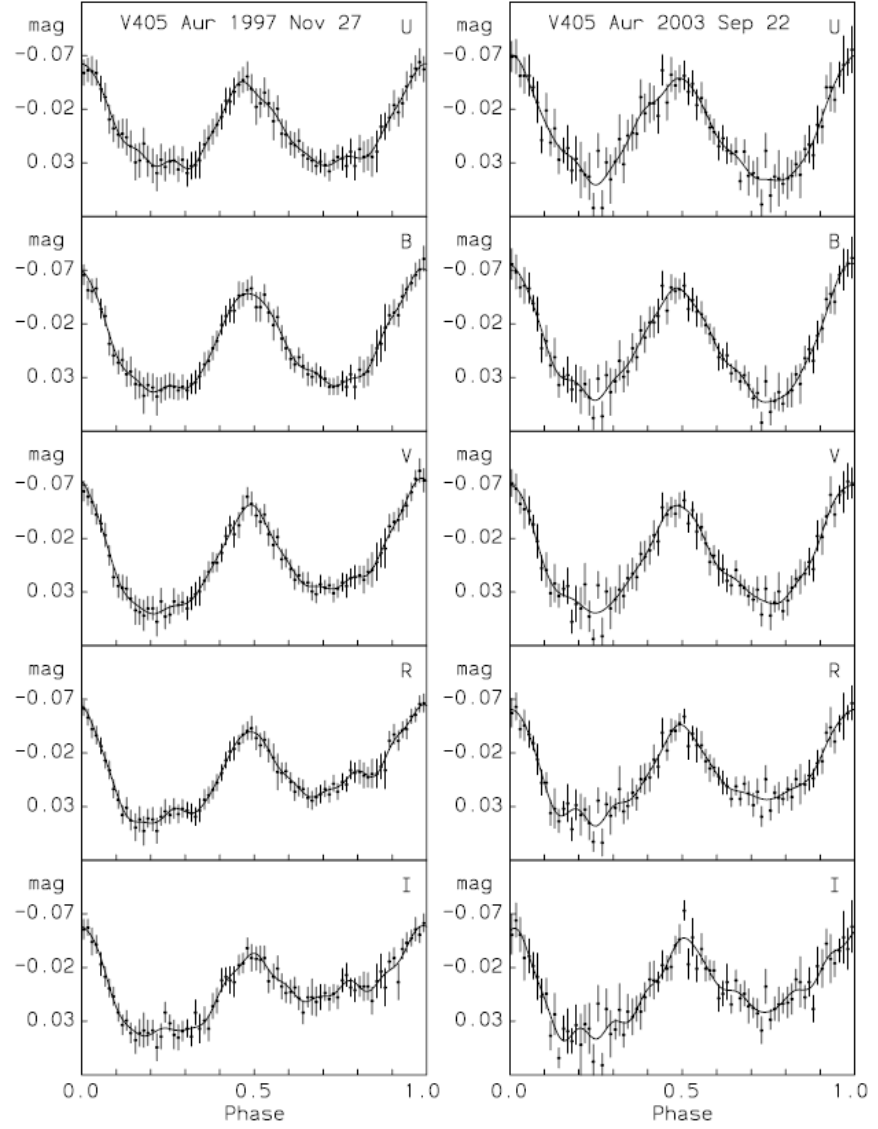


**Şekil 3.3** Piirola et al. (2008) çalışmalarında uçlaşma derecesini B ve V bandında  $\pm 3\%$  ve R bandında  $\pm 2\%$  olarak vermişlerdir.

V405 Aur dizgesinin çok renk uçlaşma gözlemleri (UBVRI) sonucunda Piirola et al. (2008) tarafından manyetik alan yeğİnliği ve dizgenin geometrisi hakkında bir kısıtlama önerilmiştir. Yazarlar düşük çözünürlüklü çembersel uçlaşma gözlemleri ile UBVRI gözlemlerin sonuçlarının birbirlerini desteklediğini iddia etmişlerdir. V405 Aur dizgesinin eş zamanlı UBVRI ışık eğrileri bakış doğrultumuzun toplanma kolundaki manyetik alan çizgileri boyunca olduğu 0.25 ve 0.75 evrelerde minimum gösterir. Bir diğer şekilde (Şekil 3.4) bakış

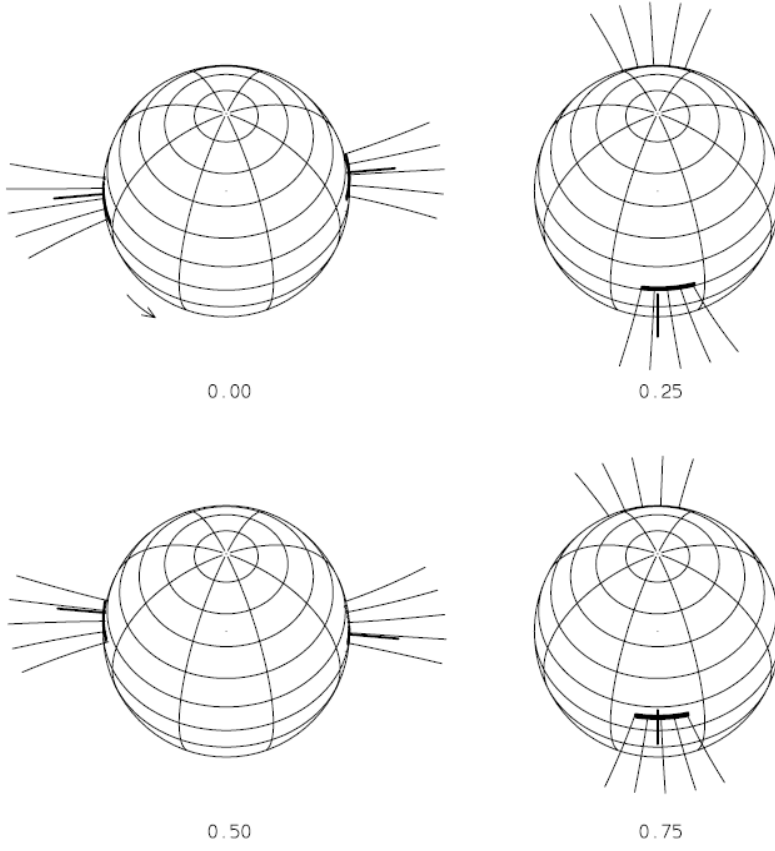


doğrultusunun manyetik alan çizgilerine dik olduğu 0.0 ve 0.5 evrelerde ışık eğrileri maksimumdadır (Pirola et al. 2008).

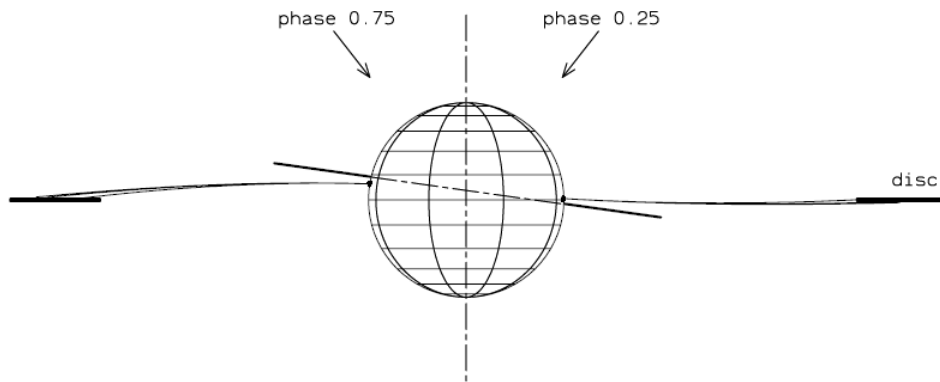


**Şekil 3.4** Bakış doğrultusunun manyetik alan çizgilerine dik olduğu 0.0 ve 0.5 evrelerde ışık eğrileri maksimumdadır (Pirola et al. 2008).

Aşağıda verilen ve aynı çalışmada bulunan diğer şekiller ise Pirola et al. (2008) tarafından oluşturulan modeli göstermektedir.



**Şekil 3.5** Gözlemler sonucu beyaz cüce manyetik eksenlerinin evrelere göre geometrisi Pirola et al. (2008) tarafından oluşturulmuştur



**Şekil 3.6** Gözlemler sonucu beyaz cüce ve etrafındaki toplanma diskinin geometrisi, Pirola et al. (2008) tarafından oluşturulmuştur..

Anzolin et al. (2009) gözlemlerinde farklı büyüklüklerde ve sıcaklıklarda ısıtılmış noktalar bulmuşlardır ve eğer V405 Aur dizgesinde de beyaz cüce yüzeyini aydınlatmada bir role sahip iseler bunların *bremsstrahlung* ve *cyclotron* ışınımı ile açıklanabileceğini tartışmışlardır.

V405 Aur dizgesinin eş zamanlı UBVRI çembersel uçuşma gözlemlerinde evreler beyaz cücenin dönme dönemine gönderi yapar. Bu gözlemler bir IP dizgesinden elde edilen uçuşmuş ışınımın mavide çıkıntı yaptığını gösteren ilk gözlemlerdir. Bu da manyetik alan yeğnliğinin IP dizgelerindeki en yeğin manyetik alan olduğuna işaret eder. Hemen hemen bakışık pozitif ve negatif uçuşmuş ışınım değişimleri dizgede pozitif ve negatif manyetik uçlakların aynı oranda kütle topladığına işaret eder. Şekil 3.4' deki sol kolon 0.25 evreye yakın bir yerdeki küçük çukurun varlığı, bu evrede pozitif manyetik uçuşmanın gözlemciye doğru işaret etmesindedir. Bu çukur *cyclotron* ışınım demeti etkisidir. *Cyclotron* ışınımının yeğnliği manyetik alana dik yönde maksimum olur ve manyetik alan boyunca bakan gözlemci için sıfıra iner. Ardalandaki ısısal kaynaklardan gelen uçuşmamış ışınım, uçuşmuş *cyclotron* akısı azaldıkça gözlenen çembersel uçuşma derecesini azaltır. Maksimum ışınım manyetik alana dik yönde salınır.

Anzolin et al. (2009) ayrıca V405 Aur dizgesinin de uçuşmuş görsel ışınım sergilediğini bildirmişlerdir. Özellikle Shakhovskoj and Kolesnikov (1997) V405 Aur dizgesinin tayfında optik ve yakın kızıl ötedeki çembersel uçuşmada ve beyaz cücenin yüzeyini aydınlatmada *cyclotron* ışınımının önemli bir role sahip olduğunu tartışmışlardır.

Toplanma kolonunun yapısı dikkate alındığı zaman, toplanma kolonundaki manyetik alanın homojen olmadığı (manyetik şişe benzeri), bunun yanında özünde pek çok değişik hız ve sıcaklıklarda parçacıklara sahip olsa da neredeyse *ikili-Maxwell* hız akış profiline sahip ortalama bir akış hızı sergilediği gözönüne alınmalıdır. Tüm bu etkiler birlikte değerlendirildiğinde *cyclotron* harmoniklerinin genişlemesine sebep olurlar (Butters et al., 2009). Yapılacak olan *cyclotron* modellemelerinde kaynak bölgenin homojen olmaması gibi diğer fiziksel

parametrelerinin de örneğin sıcaklık, elektron sayı yoğunluğu ve manyetik alan yoğunluğu gibi parametrelerin de göz önünde bulundurulması gerektiği Piirola et al.(2008) çalışmasında önerilmiştir.

Bu tezde tüm bu öneriler ve gözlemler doğrultusunda V405 Aur dizgesi için *cyclotron* ışınım modeli türetildi. Modelin ayrıntılarına ve türetilişine bir sonraki bölümde yer verilmiştir.

#### 4.GREEN FONKSİYONUNUN TOPLANMA KOLONUNA UYGULANMASI

Bu bölümde *cyclotron* ışınım modeli oluşturulurken Kalomeni et al. (2005) tarafından yapılan çalışmada uygulanan yöntem kullanılmıştır. V405 Aur dizgesinde bulunan dağıtıcı bir ortam için *Green işlevi* uygulanır ve ışınımın başlangıcı  $r$  noktası ve  $t$  zamanı olan, *Lorentz kuvveti* tarafından hız verildikten sonra  $t'$  zamana kadar yayılarak  $r'$  noktasına ivmelenen yüklü bir parçacık tarafından salındığı varsayılırsa *Green işlevinin* tüm  $\omega$  frekanslarındaki dalga fonksiyonunu temsil eden biçimine ulaşılabilir. Bu fikir nokta kaynak için oluşturulmuş *Green işlevinin* yer aldığı Jackson (1975) çalışmasından genişletilmiştir.  $n_e$  sayıda ışınım yapan elektrona sahip toplanma kolonu için *Gecikmiş Green (Retarded Green) işlevi* aşağıda verilmiştir.

$$G(r,t;r',t') = \frac{1}{4\pi} \int d^3k \int d\omega \frac{\exp[ik \cdot (r-r') - i\omega(t-t')]}{k^2 - (\omega^2/c^2)} \quad (1)$$

Toplanma kolonunun aşağı kesimlerinde, dalga frekansının, *cyclotron* frekansının ve  $ck'$  nın (burada  $c$  ışığın boşluktaki hızı ve  $k$  ise dalga sayısıdır), büyüklük sıralamasını aynı ve elektron plazma frekansının bunlardan çok daha küçük olduğu varsayılmıştır. Yukarıda belirtilen *Green işlevinde*  $\omega$  integralinin paydası özel dalga biçemlerinin dağılma bağıntısı şeklinde göz önüne alınabilir. Bu nedenle *Extraordinary ve Ordinary* dalga biçemleri dikkate alınmıştır. Aşağıdaki (2) numaralı eşitlik *Extraordinary* dalga biçemi için Wu and Lee (1979) tarafından verilmiştir.

$$1 - \frac{c^2 k_{\perp}^2}{\omega^2} + \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2 n_e} \int d^3v \left( \Omega_{ce} \frac{\partial F_e}{\partial v_{\perp}} + k_{\parallel} v_{\perp} \frac{\partial F_e}{\partial v_{\parallel}} \right) \frac{v_{\perp} (J_1')^2(b)}{\left( \omega - \frac{\Omega_{ce}}{\gamma} - k_{\parallel} v_{\parallel} \right)} = 0 \quad (2)$$

*Ordinary* dalga biçemi için ise aşağıdaki (3) numaralı eşitlik verilmiştir (Wu, 1985).

$$1 - \frac{c^2 k^2}{\omega^2} + \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \int d^3v \left( \Omega_{ce} \frac{\partial F_e}{\partial v_{\perp}} + k_{\parallel} v_{\perp} \frac{\partial F_e}{\partial v_{\parallel}} \right) \frac{v_{\parallel}^2 J_1^2(b)}{v_{\perp} (\omega - \Omega_{ce} / \gamma - k_{\parallel} v_{\parallel})} = 0 \quad (3)$$

Wu (1985),  $\Omega_{ce}$  sembolünü elektron cyclotron frekansı için kullanmıştır, fakat bu çalışmada uzay açısı için kullanılacak ( $\Omega$ ) sembolü ile karışmaması için buradan sonra elektron cyclotron ışınımı  $\Omega_{ce}$  yerine  $\omega_{ce}$  sembolü ile belirtilecektir. (2) numaralı denklemde görülen  $J_1'(b) = dJ_1(b)/db$  ise *Bessel* fonksiyonunun türevidir. Burada  $b = k_{\perp} v_{\perp} / \omega_{ce}$  olarak verilir ve  $v_{\parallel}$  ve  $v_{\perp}$  manyetik alan çizgileri etrafında sarmal yörüngelerde dolanan elektronların manyetik alan kuvvet çizgilerine paralel ve dik yönlerdeki hız bileşenleridir.  $\gamma$  *Lorentz* faktörü ve  $\omega_{ce} = |e| B_0 / m_e c$  ise elektron *cyclotron* frekansdır.  $\omega_{pe} = (4\pi n_e^2 / m_e)^{1/2}$  ise elektron plazma frekansdır. Bu tezde *cgs* birim sisteminde çalışılmıştır. Bu nedenle  $m_e$  elektron kütesini temsil etmektedir ve  $m_e = 9.1094 \times 10^{-28}$  g olarak,  $e$  ise birim yükü simgelemektedir ve  $e = 4.8032 \times 10^{-10}$  *statcoulomb* olarak kullanılmıştır.  $F_e$  ise tedirginliğe uğramamış hız dağılım fonksiyonudur. Bu çalışmada hız dağılım fonksiyonu *akan ikili-Maxwell* hız dağılım fonksiyonu biçiminde varsayılmıştır.

$$F_e(p) = \frac{n_e}{j!(2\pi)^{3/2} V_{\perp}^2 V_{\parallel}} \left( \frac{v_{\perp}^2}{2V_{\perp}^2} \right)^j \exp \left[ -\frac{v_{\perp}^2}{2V_{\perp}^2} - \frac{(v_{\parallel} - U)^2}{2V_{\parallel}^2} \right] \quad (4)$$

Burada  $mV_{\perp}^2 = T_{\perp}$  ;  $mV_{\parallel}^2 = T_{\parallel}$  elektronların yerel manyetik alana dik ve paralel sıcaklıklarıdır.  $U$  ise toplanma kolonundaki elektronların akış hızıdır. Daha gerçekçi bir yaklaşım için Kalomeni et al. (2005) çalışmasında dikkate

alınmayan  $U$  elektron akış hızı bu çalışmada dikkate alınmıştır.  $V$  ile gösterilen hızlar manyetik alan kuvvet çizgilerine paralel ve dik yönlerde olmak üzere termal hızları temsil etmektedir.  $j$  ise bir tamsayıdır.  $j=0$  için bu dağılım *ikili-Maxwell* (*bi-Maxwellian*) hız dağılımı olarak adlandırılır (Melrose 1989).

Öncelikle *akan ikili-Maxwell hız dağılımı* için *quasi- Extraordinary* ve *quasi- Ordinary* dalga biçimleri hesaplanır. Işınım yapan elektronların anlık hız vektörleri tamamen yerel manyetik alana dik değildir, bu yüzden *quasi- O* ve *quasi- X* olarak adlandırılabilirler. *Green* işlevini türetmek için, (1) numaralı denklemin paydasına (2) numaralı denklemden türetilen eşiti yazılır ve (5) numaralı denkleme; X- dalga biçemi için türetilmiş *Green* işlevine ulaşılır.

$$G(r, t; r', t') = \frac{1}{4\pi} \int d^3k \int d\omega \frac{\exp[ik \cdot (r - r') - i\omega(t - t')]}{\frac{\omega_{pe}^2}{c^2 n_e} \int d^3v \left( \omega_{ce} \frac{\partial F_e}{\partial v_{\perp}} + k_{\parallel} v_{\perp} \frac{\partial F_e}{\partial v_{\parallel}} \right) \frac{v_{\perp} (J_1')^2(b)}{\left( \omega - \frac{\omega_{ce}}{\gamma} - k_{\parallel} v_{\parallel} \right)}} \quad (5)$$

Hız dağılım fonksiyonunun ( $F_e$ ), paralel ve dikine hız bileşenlerine göre türevleri alınır ve eşitlikte ilgili yerlere yazılırsa (7) numaralı eşitliğe ulaşılır.

(7) numaralı denklemden kullanılan kısaltmalar şöyledir,

$$X = -2(\pi)^{-3/2} \omega_{ce} n_e \alpha_{\parallel} \alpha_{\perp}^4 v_{\perp} \times \exp\left(-(\alpha_{\perp}^2 v_{\perp}^2) - (\alpha_{\parallel}^2 v_{\parallel}^2) + 2(\alpha_{\parallel}^2) v_{\parallel} U - \alpha_{\parallel}^2 U^2\right) \quad (6a)$$

$$Y = \left(2(\pi)^{-3/2} n_e \alpha_{\parallel}^3 \alpha_{\perp}^2 k_{\parallel} v_{\perp} U - 2(\pi)^{-3/2} n_e \alpha_{\parallel}^3 \alpha_{\perp}^2 k_{\parallel} v_{\perp} v_{\parallel}\right) \times \exp\left(-(\alpha_{\perp}^2 v_{\perp}^2) - (\alpha_{\parallel}^2 v_{\parallel}^2) + 2(\alpha_{\parallel}^2) v_{\parallel} U - \alpha_{\parallel}^2 U^2\right) \quad (6b)$$

burada,  $\alpha_{\parallel} = (2k_B T_{\parallel} / m_e)^{-1/2}$ ;  $\alpha_{\perp} = (2k_B T_{\perp} / m_e)^{-1/2}$  ve tersleri aynı türde paralel ve dik hızları ifade eder.

Bu yaklaşımlar ile *Green* işlevi aşağıdaki biçimine indirgenir:

$$G(r, t; r', t') = \frac{1}{4\pi} \int d^3k \int d\omega \frac{\exp[ik \cdot (r - r') - i\omega(t - t')]}{\frac{\omega_{pe}^2}{c^2 n_e} \int (X + Y) d^3v \frac{v_{\perp} (J_1')^2(b)}{\left(\omega - \frac{\omega_{ce}}{\gamma} - k_{\parallel} v_{\parallel}\right)}} \quad (7)$$

Bu çalışma boyunca, sıcaklık enerji birimleriyle belirtilmiştir. Sıcaklığın enerji birimleri ile temsil edildiği durumlarda Melrose (1989) çalışmasından da görüleceği üzere  $k_B$  (*Boltzman* sabiti) bire (1) eşit olarak alınır.

Pirola et al. (2008) çalışmasının gözlemsel gerçeklerini dikkate alarak toplanma kolonundan gelen yalnızca *quasi-O* ve *quasi-X* biçimlerinde dalgaların gözlenebileceği varsayılmıştır. Bu yaklaşımlar  $k_{\perp} \gg k_{\parallel}$  olduğu başka bir deyişle (6b) eşitliğinin (6a) eşitliğine göre boşlanabilecek denli küçük olduğu anlamındadır. Böylece denklem (7) aşağıdaki biçimine indirgenir.

$$G(r, t; r', t') = \frac{1}{4\pi} \int d^3k \int d\omega \frac{\exp[ik \cdot (r - r') - i\omega(t - t')]}{\frac{\omega_{pe}^2}{c^2 n_e} \int (X) d^3v \frac{v_{\perp} (J_1')^2(b)}{\left(\omega - \frac{\omega_{ce}}{\gamma} - k_{\parallel} v_{\parallel}\right)}} \quad (8)$$

(8) numaralı eşitliğin paydasında görülen  $\int d^3v$  integralini hesaplamak için Vocks and Marsch (2002) çalışmasında kullanıldığı gibi hızın manyetik alana dik yöndeki bileşeninin de x ve y bileşenlerinden oluştuğu düşünülerek üç katlı integral aşağıdaki gibi yeniden yazılabilir.  $\int d^3v = \int dv_{\parallel} \int v_{\perp} dv_{\perp}$



Ayrıca *Bessel* fonksiyonunun türevi de aşağıda verilmiştir (Kalomeni et al. 2005)

$$(J_1')^2(b) = J_1'^2\left(\frac{k_\perp v_\perp}{\omega_{ce}}\right) = \frac{1}{4}\left(1 - \frac{3}{4}\frac{k_\perp^2 v_\perp^2}{\omega_{ce}^2}\right) \quad (9)$$

$v_\perp$  integralini çözebilmek için,

$$\begin{aligned} \int d^3v \left( \Omega_{ce} \frac{\partial F_e}{\partial v_\perp} \right) \frac{v_\perp (J_1')^2(b)}{\left( \omega - \frac{\Omega_{ce}}{\gamma} - k_\parallel v_\parallel \right)} &= \int_{-\infty}^{+\infty} dv_\parallel \int_0^\infty v_\perp dv_\perp \left( \Omega_{ce} \frac{\partial F_e}{\partial v_\perp} \right) \frac{v_\perp (J_1')^2(b)}{\left( \omega - \frac{\Omega_{ce}}{\gamma} - k_\parallel v_\parallel \right)} \\ &= \underbrace{\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\exp\left(-\frac{(v_\parallel - U)^2}{2V_\parallel^2}\right)}{\left( \omega - \frac{\Omega_{ce}}{\gamma} - k_\parallel v_\parallel \right)} dv_\parallel}_{II} \underbrace{\int_0^\infty dv_\perp \left( -\frac{\Omega_{ce} n v_\perp^3 (J_1')^2(b)}{(2\pi)^{3/2} V_\parallel V_\perp^4} \exp\left(-\frac{v_\perp^2}{2V_\perp^2}\right) \right)}_I \end{aligned}$$

biçiminde olan eşitliğin I ve II numaralı bölümlerinin sonuçlarını elde etmek gereklidir. I numaralı bölümü hesaplamak için integralin pozitif katkısı dikkate alınması koşuluyla *Bessel* fonksiyonunun türevini ve Seshadri (1973) tarafından verilen  $h(n) = \int_0^\infty x^n \exp(-ax^2) dx$  genel biçimli integrallerin çözümleri kullanılarak

$v_\perp$  integralin sonucuna ulaşılır.

$$\begin{aligned} \int_0^\infty dv_\perp \left( -\frac{\omega_{ce} n_e v_\perp^3}{(2\pi)^{3/2} V_\parallel V_\perp^4} \left( \frac{1}{4} \left( 1 - \frac{3}{4} \frac{k_\perp^2 v_\perp^2}{\omega_{ce}^2} \right) \right) \exp\left( -\frac{v_\perp^2}{2V_\perp^2} - \frac{(v_\parallel - U)^2}{2V_\parallel^2} \right) \right) &= \\ -\frac{\omega_{ce} n_e}{(2)^{5/2} (\pi)^{3/2} V_\parallel} \left( 1 - \frac{3k_\perp^2 V_\perp^2}{\omega_{ce}^2} \right) & \end{aligned} \quad (10)$$

Yukarıdaki eşitlikte II numaralı bölümü hesaplayabilmek için yine *Bessel* fonksiyonlarının türevi kullanılır ve integral  $Z(\xi) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-x^2}}{x-\xi} dx$  biçiminde bir integrale değişken dönüşümü yoluyla benzetilerek Krall and Trivelpiece (1973) tarafından verilen genel çözümü uygulanır ise  $v_{\parallel}$  integrali için de çözüme ulaşılmış olur.

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{\left(\frac{(v_{\parallel}-U)^2}{2V_{\parallel}^2}\right)}}{\left(\omega - \frac{\omega_{ce}}{\gamma} - k_{\parallel}v_{\parallel}\right)} dv_{\parallel} = \frac{\sqrt{2}\sqrt{\pi}V_{\parallel}}{k_{\parallel}} \frac{1}{\frac{\omega}{k_{\parallel}} - \frac{\omega_{ce}}{k_{\parallel}\gamma} + U} \quad (11)$$

Sonuçta  $\int d^3v$  integrali (10) ve (11) numaralı eşitlikleriyle birleştirilerek aşağıdaki son halini alır.

$$\int (X) d^3v \frac{v_{\perp} (J_1')^2(b)}{\left(\omega - \frac{\omega_{ce}}{\gamma} - k_{\parallel}v_{\parallel}\right)} = -\frac{\omega_{ce}n_e}{4\pi k_{\parallel}} \left(1 - \frac{3k_{\perp}^2 V_{\perp}^2}{\omega_{ce}^2}\right) \frac{1}{\frac{\omega}{k_{\parallel}} - \frac{\omega_{ce}}{k_{\parallel}\gamma} + U} \quad (12)$$

Yukarıdaki çözümler *Green* işlevinin paydasına yerleştirilir ve sadeleştirilirse, (13) numaralı eşitlik elde edilir.

$$G = -\frac{c^2}{\omega_{pe}^2 \omega_{ce} \gamma} \int d^3k(k_{\parallel}) \int d\omega \exp[ik \cdot (r-r') - i\omega(t-t')] \frac{\frac{\omega\gamma}{k_{\parallel}} - \frac{\omega_{ce}}{k_{\parallel}} + U\gamma}{1 - 3\left(\frac{k_{\perp}V_{\perp}}{\omega_{ce}}\right)^2} \quad (13)$$

$\int d\omega$  integralinin çözümü için, değişken dönüşümü yöntemi ile integral  $\int xe^{ax} dx$  biçimine dönüştürülür ve bu türdeki integrallerin genel çözümü ile kolayca sonuca ulaşılır.

$$\int d\omega \exp[ik \cdot (r - r') - i\omega(t - t')] \frac{\frac{\omega\gamma}{k_{\parallel}} - \frac{\omega_{ce}}{k_{\parallel}} + U\gamma}{1 - 3\left(\frac{k_{\perp}V_{\perp}}{\omega_{ce}}\right)^2} = \frac{\gamma}{k_{\parallel}} \frac{e^{-i\omega\delta t}}{i\delta t} \left( -\omega - \frac{1}{i\delta t} + \frac{\omega_{ce}}{\gamma} + k_{\parallel}U \right) \quad (14)$$

(14) numaralı eşitlik (13) numaralı eşitliğin içine yerleştirilirse *Green* işlevi aşağıdaki biçimi alır.

$$G = -\frac{e^{-i\omega\delta t} c^2}{\omega_{pe}^2 \omega_{ce} i\delta t} \times \left[ -\omega \int d^3k e^{ikR} \frac{1}{1 - 3\left(\frac{k_{\perp}V_{\perp}}{\omega_{ce}}\right)^2} - \frac{1}{i\delta t} \int d^3k e^{ikR} \frac{1}{1 - 3\left(\frac{k_{\perp}V_{\perp}}{\omega_{ce}}\right)^2} + \frac{\omega_{ce}}{\gamma} \int d^3k e^{ikR} \frac{1}{1 - 3\left(\frac{k_{\perp}V_{\perp}}{\omega_{ce}}\right)^2} + U \int d^3k e^{ikR} \frac{k_{\parallel}}{1 - 3\left(\frac{k_{\perp}V_{\perp}}{\omega_{ce}}\right)^2} \right] \quad (15)$$

Görüldüğü üzere köşeli parantezin içindeki ilk üç  $k$  integrali birbiriyle aynı olduğundan sonuçlarına ulaşmak amacıyla bir tanesini çözmek yeterli olacaktır.

$$\int d^3k e^{ikR} \frac{1}{1 - 3\left(\frac{k_{\perp}V_{\perp}}{\omega_{ce}}\right)^2} \quad (16)$$

(16) integralinin çözümü aşağıdaki yol takip edilerek bulunur. Öncelikle toplanma kolonunun geometrisine uygun olarak integralin çözüleceği konsayı düzeneği seçilmelidir. Bu çalışmada küresel konsayı düzeneği seçilmiştir. Bu

konsayı düzeneğinde bileşenler  $(k, \theta, \varphi)$  olarak belirtilmiştir. Dönüşüm uzayının konsayı uzayına göre eğimi gelişi güzel olduğundan dönüşüm veya konsayı uzaylarından biri  $\mathbf{R} = r - r'$  konsayı uzay eksenlerinden biri ile örneğin  $k_{//}$  ile çakışık olacak şekilde döndürülebilir. Dalgasayısı  $k'$  nın bileşenleri ise  $k_{\perp x} = k \sin \theta \cos \varphi$ ,  $k_{\perp y} = k \sin \theta \sin \varphi$ ,  $k_{//} = k \cos \theta$ ,  $dk = k^2 \sin \theta dk d\theta d\varphi$  biçimindedir.

Cyclotron ışınımının *quasi- Ordinary* (O) ve *quasi- Extraordinary* (X) dalga biçemlerinde salındığı düşünüldüğü için, manyetik alan vektörü B ile dalga sayısı vektörü arasındaki açı  $\theta$  değeri bu çalışmada  $45^\circ \leq \theta \leq 80^\circ$  olan bir aralık olarak seçilmiştir.

$$\int_0^\infty dk \int_{45^\circ}^{80^\circ} d\theta \int_0^{2\pi} k^2 \sin \theta e^{iRk \cos \theta} \frac{1}{1 - 3 \left( \frac{k_{\perp} V_{\perp}}{\omega_{ce}} \right)^2} d\varphi \quad (17)$$

(17) eşitliğinin çözümüne ulaşmak için öncelikle  $\varphi$  ve  $\theta$  integralleri incelenmelidir.

$$\int_0^\infty dk \int_{45^\circ}^{80^\circ} d\theta \int_0^{2\pi} k^2 \sin \theta e^{iRk \cos \theta} \frac{1}{1 - 3 \left( \frac{k_{\perp} V_{\perp}}{\omega_{ce}} \right)^2} d\varphi = \frac{2\pi}{R} \int_0^\infty k \left( e^{iRk \cos(80^\circ)} - e^{iRk \cos(45^\circ)} \right) \frac{1}{\frac{3V_{\perp}^2}{\omega_{ce}^2} \left( k_{\perp}^2 - \frac{\omega_{ce}^2}{3V_{\perp}^2} \right)} dk \quad (18)$$

Bu aşamaya indirgenen (18) eşitliğinde  $k$  integralini çözebilmek için *artık değer* (*residue*) teoremi uygulanabilir.

Artık değer teoremi,  $f(z)$  işlevi  $z_k$ , ( $k=0,1,2,\dots,n$ ) tekil noktaları hariç C kapalı eğrisi içinde tek değerli ve analitik ise  $\oint_C f(z) dz = 2\pi i \sum_{k=0}^n \text{Res } f(z) \Big|_{z=z_k}$

biçimindedir. Burada

$$\text{Res } f(z)|_{z=z_k} = \lim_{z \rightarrow z_k} \frac{1}{(r-1)!} \frac{d^{r-1}}{dz^{r-1}} \left\{ (z-z_k)^r f(z) \right\} \text{ olarak tanımlıdır.}$$

(Branshtein et al. 2007)

Sonuç olarak (18) eşitliği, (19) eşitliğinde çözümlüne ulaşmış olur.

$$\int d^3 k e^{ikR} \frac{1}{1-3 \left( \frac{k_{\perp} V_{\perp}}{\omega_{ce}} \right)^2} = \frac{4\pi^2 \omega_{ce}^2}{3RV_{\perp}^2} \left( \cos \left( 0.10026R \frac{\omega_{ce}}{V_{\perp}} \right) - \cos \left( 0.40825R \right) \frac{\omega_{ce}}{V_{\perp}} \right) \quad (19)$$

(15) numaralı eşitlikte bulunan son  $k$  integrali ise aşağıdaki biçimdedir.

$$\int d^3 k e^{ikR} \frac{k_{\parallel}}{1-3 \left( \frac{k_{\perp} V_{\perp}}{\omega_{ce}} \right)^2} \quad (20)$$

Yukarıdaki integrali çözmek için yine önceki  $k$  integrallerinde izlenen yöntem uygulanarak (21) eşitliğinde gösterilen sonuca ulaşılır.

$$\int_0^{\infty} dk \int_{45^{\circ}}^{80^{\circ}} d\theta \int_0^{2\pi} k \cos \theta k^2 \sin \theta e^{iRk \cos \theta} \frac{1}{1-3 \left( \frac{k_{\perp} V_{\perp}}{\omega_{ce}} \right)^2} d\varphi =$$

$$-2\pi \frac{\omega_{ce}^2}{3V_{\perp}^2} \int_0^{\infty} \frac{k}{k_{\perp}^2 - \frac{\omega_{ce}^2}{3V_{\perp}^2}} \left( \frac{e^{iRk \cos \left( \frac{\pi}{4} \right)} \left( 2 - i\sqrt{2}kR \right) + e^{iRk \sin \left( \frac{\pi}{18} \right)} \left( -2 + 2ikR \sin \left( \frac{\pi}{18} \right) \right)}{2R^2} \right) dk \quad (21)$$

$\varphi$  ve  $\theta$  değişkenleri için çözüme ulaşılan (21) numaralı eşitlikte,  $k$  için çözümü bulabilmek ve sonuca ulaşmak için yine artık değer teoremi

uygulanmalıdır. Böylece (20) numaralı integralin çözümü (22) numaralı eşitlik olarak verilebilir.

$$\int d^3k e^{ikR} \frac{k_{\parallel}}{1-3\left(\frac{k_{\perp}V_{\perp}}{\omega_{ce}}\right)^2} = -\frac{4\pi^2 i \omega_{ce}^2}{3R^2 V_{\perp}^2} \left( \cos R \frac{\omega_{ce}}{\sqrt{6}V_{\perp}} - \cos \left( 3.046 \times 10^{-3} R \frac{\omega_{ce}}{\sqrt{3}V_{\perp}} \right) \right) \quad (22)$$

(19) ve (22) numaralı çözümler (13) numaralı eşitliğin içine yerleştirilirse, *Green* işlevinin aşağıdaki son haline ulaşılabilir.

$$G = \frac{4\pi^2 c^2 \omega_{ce}}{3\omega_{pe}^2 \delta t R V_{\perp}^2} \text{cis}(-\omega \delta t) \times \left\{ f \left[ \cos(0.1\alpha) - \cos(0.4\alpha) \right] - \frac{U}{R} \left( \cos \frac{\alpha}{\sqrt{6}} - \cos \left( 0.003 \frac{\alpha}{\sqrt{3}} \right) \right) \right\} \quad (23)$$

Kolaylık açısından burada,

$$\alpha = R\omega_{ce}/V_{\perp}, \quad f = -\omega - (1/i\delta t) + (\omega_{ce}/\gamma) \quad \text{ve}$$

$$\text{cis}(-\omega \delta t) = \cos(\omega \delta t) - i \sin(\omega \delta t) \quad \text{olarak kısaltılmıştır.}$$

Ayrıca  $\mathbf{R} = \mathbf{r} - \mathbf{r}'$  ışınım yapan parçacıklar ve gözlemci arasındaki uzaklığı betimler ve  $\delta t = t - t' = L/c$  olarak tanımlanabilir. Kaynak bölgenin geometrisine bağlı olarak  $L$  ise ışınım yapan sicim benzeri bölgenin kalınlığıdır. Bir başka deyişle, ışınımın yıldızlar arası soğurmada etkilenmediğini bu nedenle gözlemcinin ışınım yapan bölgenin hemen dışında yer aldığı varsayılmıştır.

Yapılan hesaplamalar sonunda birim uzay açığa birim frekansta salınan *cyclotron* ışınımının yeğliliğine ulaşmak için öncelikle çalışılan ortama ait elektrik alan bağıntısının elde edilmesi gerektiği görülmektedir. *Green* işlevinin genel çözümünden bu formüle ulaşabilmek için Boyd and Sanderson (1969)

çalışmasında verilen eşitlik ile ışınım alanının elektrik bileşeni türetilmelidir. Çalışmalarında Kalomeni et al. (2005) tarafından da bu formül aynı amaçla kullanılmıştır.

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = -e\hat{\mathbf{n}} \frac{\partial}{\partial R} \int G dt' - \frac{e}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} \int v(t') G dt' \quad (24)$$

Yukarıdaki eşitlikte  $\hat{\mathbf{n}}$  bakış doğrultusu boyunca ışınım yapan parçacıklara doğru olan birim vektördür.  $\hat{\mathbf{n}}$  birim vektörünün zamandan bağımsız olduğu varsayımı altında ışınım alanının elektrik bileşenine aşağıdaki haliyle kolayca ulaşılır.

$$\mathbf{E} = \left( g \times \text{cis}(-\omega\delta t) \left( \begin{array}{c} f(\cos(0.1\alpha) - \cos(0.4\alpha)) \\ -\frac{U}{R} \left( \cos \frac{\alpha}{\sqrt{6}} - \cos \left( 0.003 \frac{\alpha}{\sqrt{3}} \right) \right) \end{array} \right) \right) \times (\hat{\mathbf{n}} + \dot{\boldsymbol{\beta}}) \quad (25)$$

$$\text{burada, } g = \frac{4\pi^2 ec^2 \omega_{ce}}{3\omega_{pe}^2 \delta t V_{\perp}^2} = \frac{4\pi^2 ec}{3V_{\perp}^2 \Lambda}, \quad \Lambda = \omega_{pe}^2 L / \omega_{ce} c \quad \text{ve} \quad \boldsymbol{\beta} = v(t') / c,$$

$\dot{\boldsymbol{\beta}}(t') = \dot{v}(t') / c$ ,  $\dot{\boldsymbol{\beta}}(t')$  ise hızın zaman türevidir.

Birim uzay açıda elektronlarca salınan erke aşağıdaki eşitlikle verilebilir.

$dP(t)/d\Omega = (c/4\pi) |\mathbf{RE}(t)|^2 = |\mathbf{A}(t)|^2$  ve  $\mathbf{S} = (c/4\pi) |\mathbf{E}|^2 \hat{\mathbf{n}}$  ise elektrik bileşeninin *Poynting* vektörüdür.

Birim uzay açısı ve birim frekans için erke dağılımını elde edebilmenin yolu  $|\mathbf{A}(t)|^2$  eşitinin *Fourier* dönüşümünü ve *Parseval* kuramının özel bir durumunu kullanarak zaman integralini frekans integrali şekline dönüştürmeye bağlıdır.

$$\frac{d\omega}{d\Omega} = \int_{-\infty}^{\infty} A(\omega) d\omega \quad \text{dönüşümü} \quad \text{kullanılarak} \quad \frac{d\omega}{d\Omega} = \int_0^{\infty} \frac{dI(\omega)}{d\Omega} d\omega \quad \text{tanımı}$$

yardımıyla (26) numaralı eşitliğe ulaşılır.

$$\frac{d^2W(\omega)}{d\Omega d\omega} = \frac{c}{4\pi^2} \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\omega(t' - [\mathbf{r}_0(t')/c])} \times gcis(-\omega\delta t) \times \left[ f[\cos(0.1\alpha) - \cos(0.4\alpha)] - \frac{U}{R} \left( \cos\frac{\alpha}{\sqrt{6}} - \cos\left(0.003\frac{\alpha}{\sqrt{3}}\right) \right) \right] \right\} \times (\hat{\mathbf{n}} + \hat{\boldsymbol{\beta}}) dt' \quad (26)$$

Bekefi (1966) çalışmasından esinlenerek (26) eşitliğinde verilen eksponansiyel fonksiyon *Bessel* fonksiyonları cinsinden yazılabilir

$$\exp(ix \sin y) = \sum_{l=-\infty}^{\infty} J_l(x) \exp(ily).$$

Boyd and Sanderson (1969) çalışmalarında eksponansiyel fonksiyonun *Bessel* fonksiyonları cinsinden eşitini aşağıdaki gibi vermişlerdir.

$$\exp \left\{ i\omega \left( t - \hat{\mathbf{n}} \cdot \hat{\mathbf{r}}_0(t')/c \right) \right\} = \sum_{l=-\infty}^{\infty} J_l(\omega/\omega_{ce} \beta_{\perp} \sin \theta) \exp \left[ i(\omega - l\omega_{ce} - \omega\beta_{\parallel} \cos \theta) t \right] \quad (27)$$

Tüm bu düzenlemeler yapıldıktan sonra birim uzay açıda birim frekans için erke bağıntısına ulaşılır.

$$\frac{d^2W(\omega)}{d\Omega d\omega} = \frac{c}{4\pi^2} \left\{ 2\pi \sum gcis(-\omega\delta t) \times \left[ f(\cos(0.1\alpha) - \cos(0.4\alpha)) - \frac{U}{R} \left( \cos(\alpha/\sqrt{6}) - \cos(0.003\alpha/\sqrt{3}) \right) \right] \right\} \quad (28)$$



Burada,

$$\Sigma = \sum_{l=1}^{10} J_l \left( \frac{\omega}{\omega_{ce}} \beta_{\perp} \sin \theta \right) \delta \left[ l\omega_{ce} - \omega (1 - \beta_{\parallel} \cos \theta) \right] \quad \text{ve}$$

$$g = \frac{4\pi^2 ec\omega_{ce}}{3\omega_{pe}^2 \delta t V_{\perp}^2} \quad \text{olduğuna dikkat edilmelidir.}$$

V405 Aur dizgesinin gözlemsel parametrelerine bağlı kalınarak değerleri örneğin plazma frekansı, manyetik alan yeğinliği, toplanma plazmasının akış hızı (28) numaralı eşitliğe yerleştirildiğinde *cyclotron* tayfı elde edilmiş olur. Burada bazı parametreler IP dizgeleri için olan genel değerler aralığında kullanılmıştır. Örneğin, elektron sayı yoğunluğu için  $n_e = 10^{16}$ , ve karşılaştırma amaçlı olarak da  $n_e = 10^{17}$  değerleri kullanılmıştır.  $\theta = 50^\circ$  olarak varsayılmıştır. Yeğinliğin nasıl değiştiğinin görülebileceği bir karşılaştırma yapabilmek için  $kT_{\parallel}$  ve  $kT_{\perp}$  değerleri 12 keV, 15 keV ve 20 keV olan üç farklı sıcaklık için hesaplanmıştır (şekil 5.2). Bu parametreler kesin değildir. Herhangi birinde olacak değişiklik *cyclotron* tayfını değiştirdiği için bu parametreler birbirine bağlıdır. Gözlem verileriyle modeli uyumlu yapabilmek için diğer parametrelerde uygun değişiklikler yapılabilir (Schwope et al. 1990). Işınım yapan tek bir sicimin kalınlığı için  $L=0.0013$  cm değerleri kullanılmıştır. V405 Aur için bu sicim benzeri akıntılar bir araya gelerek beyaz cüce manyetik kutbu yakın komşuluğuında perde (*screen*) benzeri bir yapı oluşturabilirler. Bu varsayımın temelinde Frank; King and Raine (2002) çalışmasında bahsedilen beyaz cücelerde toplanma kolonunun dolu bir silindirden çok içi boş bir silindir olarak düşünülmesinin salık verilmesi yatmaktadır. Bu düşünce V405 Aur dışında diğer IP dizgelerinde *cyclotron* harmoniklerinin görülmeme sebebini de açıklayabilir. Bilinen parametreler ile kaynak bölgede bulunan elektronların *Larmor* yarıçapları  $r_L = 2.38 \times T^{3/2} B^{-1} \text{cm}$  (Huba, 2002) eşitliği ile hesaplandığında 15 keV sıcaklık ve 31 MG manyetik alan yeğinli altında  $r_L = 1.1894 \times 10^{-11} \text{cm}$  olarak bulunur. Bu değer tek bir sicim yapısında ve bakış doğrultusu boyunca bulunabilecek maksimum elektron

sayısının  $10^8$  olduğuna işaret etmektedir. Model gözlem verilerine uygulanırken görülen en önemli etki ışınım yapan bölgenin sıcaklığından çok boyutları olmuştur. Bu etki Haberl and Motch (1995) çalışmasına göre “*soft IPs*” , “*hard IPs*” den daha küçük ve soğuk kutuplara sahip olduğunun belirtilmesine bağlanabilir (Evans and Hellier, 2007).

Çarpışma genişlemeleri de dikkate alınacağı için (28) numaralı eşitlikte belirtilen  $\delta$  fonksiyonu yerine Boyd and Sanderson (1969) tarafından belirtildiği üzere *Lorentz* çizgi profili yerleştirilmiştir.

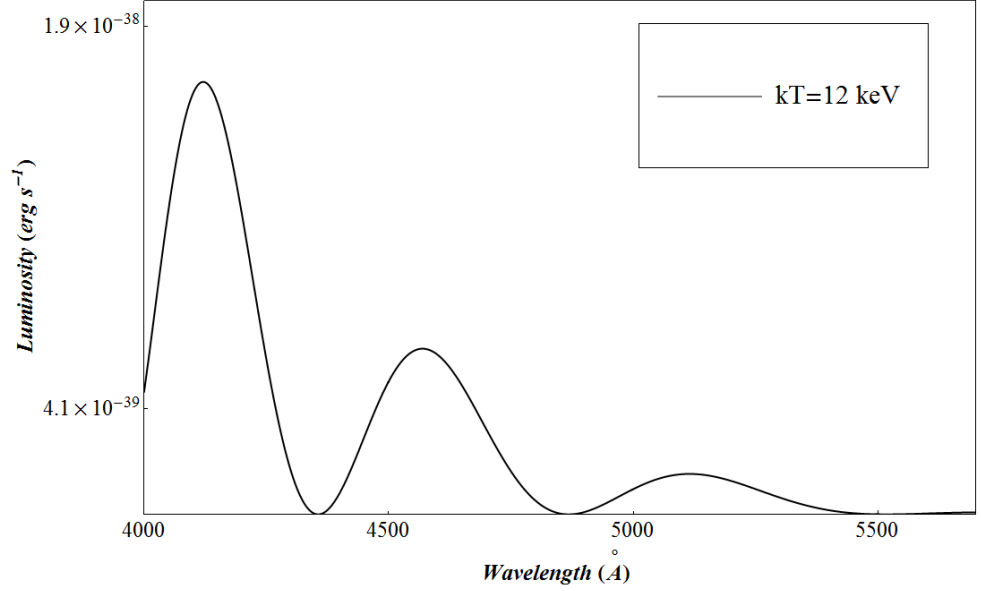
V405 Aur dizgesinin gözlenmiş parametreleri kullanılarak (28) numaralı eşitliğin grafiği çizdirildiğinde dizgenin saf *cyclotron* tayfi elde edilmiş olur (Şekil 5.1).

*Cyclotron* harmonik numaraları ve dalga boyları arasındaki ilişki Ferrario et al., (1996) tarafından yapılan çalışmada verilen aşağıdaki eşitlik yardımıyla hesaplanabilir.

$$\lambda_n = \frac{10710}{n} \left( \frac{10^8}{B} \right) \text{ \AA}$$

burada,  $n$  harmonik numarasını,  $B$  ise manyetik alanın yeğinliğini belirtmektedir. Eğer V405 Aur için altıncı, yedinci ve sekizinci *cyclotron* harmoniklerinin merkez dalga boyları hesaplanacak olursa, manyetik alan yeğinliği  $B = 32$  MG alındığında sırasıyla 5578 Å, 4781 Å, 4184 Å değerlerine ulaşılır.

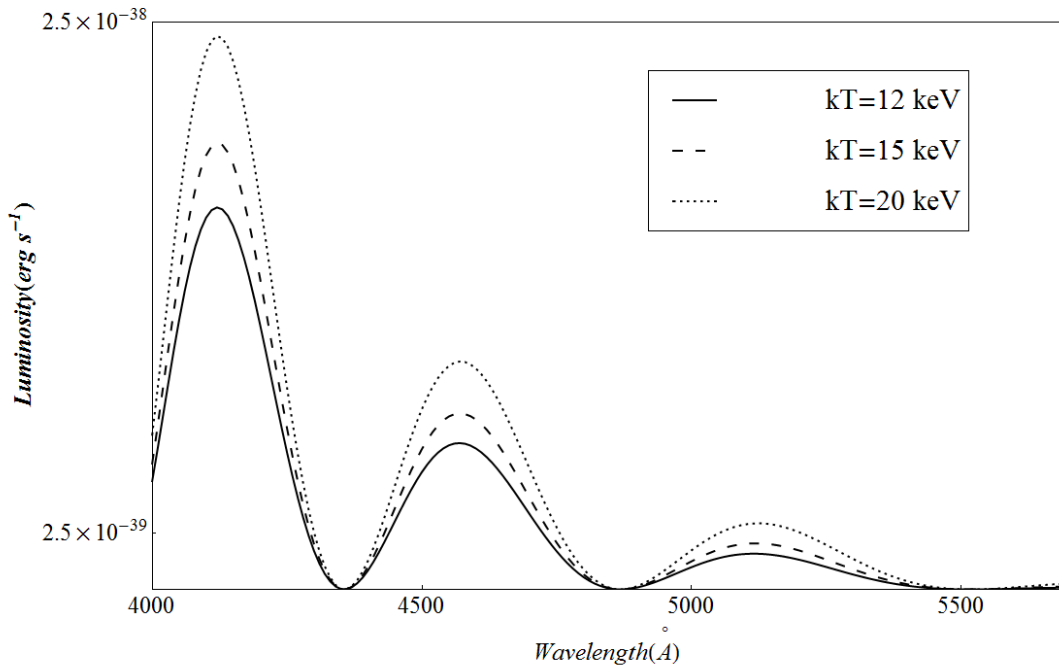
## 5. V405 AUR DİZGESİNDE CYCLOTRON IŞINIM MODELİ



Şekil 5.1 V405 Aur dizgesinin *cyclotron* tayf modeli. (28) numaralı eşitliğin grafik gösterimidir.

Model, dizgede birim uzay açısı başına birim frekans aralığında *cyclotron* hareketi kaynaklı salınan enerjinin *erg* cinsinden değerinin şekil 5.1’ de olduğu haliyle gözlenebileceğini ileri sürmektedir. Burada ortama ait fiziksel parametreler, özellikle sıcaklık, ışınım yapan bölgenin geometrisi, kaynak bölgede birim alanda bulunan yüklü parçacık (elektron) sayısı, beyaz cücenin manyetik alan yoğunluğu ve beyaz cüce manyetik kutbuna bakış doğrultumuz önem kazanmaktadır. Gözlenen tayflar model ile aynı görüntüyü vermemektedir çünkü modelde dikkate alınmadığı halde gözlenen tayfları etkileyen başlıca etkiler bulunmaktadır. Bu etkilerin en önemlisi ısısal kaynaklı ışınımın yol açtığı tayf sürekliliğinde gözlenen artıştır. Ayrıca dizgeden gelen ışık yıldızlararası ortam soğurmasına da uğrayacaktır. Model oluşturulurken ortamın izotermal, yoğunluğun homojen olduğu ve manyetik alanın uzayda değişmediği ve gözlemcinin yıldızlararası soğurmadan etkilenmemesi için ışınım kaynağı bölgenin hemen dışında olduğu varsayımı yapılmıştır. Gerçekte böyle ideal durumlar söz konusu değildir.

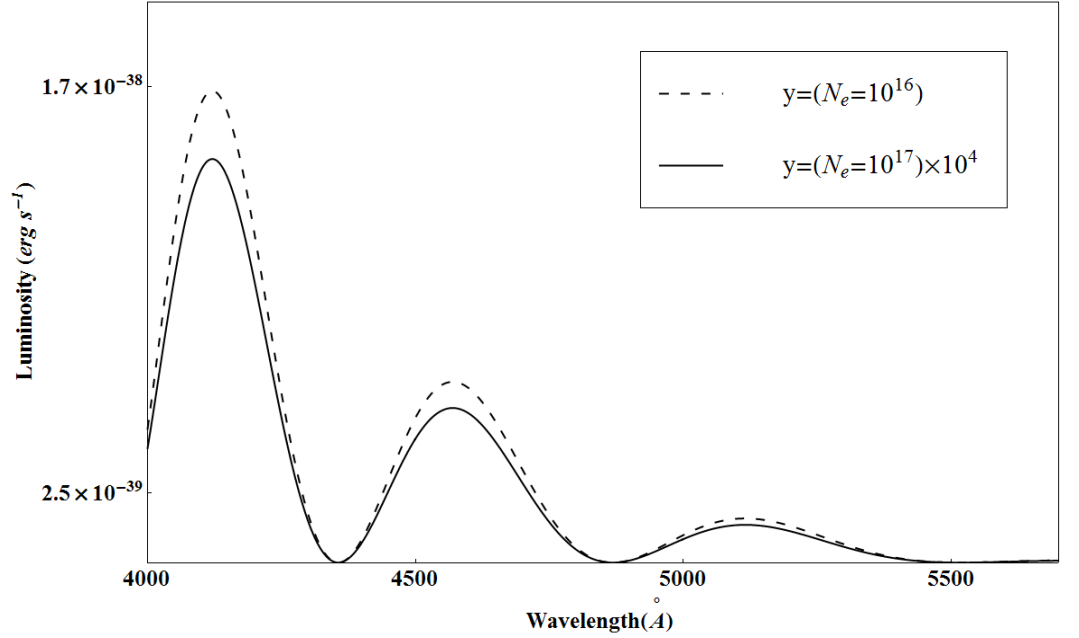
Tüm bu varsayımlar ve yaklaşımlar altında yine de *cyclotron* ışınım modeli dizgenin Piirola et al.(2008) tarafından uçlaşmış görsel bölge tayfında gözlenen harmonik çukurlarının varlığını açıklamayı başarmaktadır. Ferrario et al. (1996) tarafından verilen eşitlik yardımı ile 32 MG manyetik alan şiddeti altında *cyclotron* harmoniklerinin merkezi dalga boyları 6. harmonik için  $\lambda \sim 5578 \text{ \AA}$ , 7. harmonik için  $\lambda \sim 4781 \text{ \AA}$ , 8. harmonik için  $\lambda \sim 4184 \text{ \AA}$  olarak önceki bölümde hesaplanmıştı. 8. ve 7. harmonikler modelle uyumlu görüldüğü halde 6. harmoniğin merkezi dalgaboyunun model ile hesaplanan değerle tam uyuşmaması modelin geliştirilmesiyle çözülebilecek bir durumu işaret ediyor olabilir. Gelecek çalışmalarda modelin geliştirilmesi için ortamın izotermal olmadığı veya manyetik alanda herhangi bir yönelim olduğu ya da harmoniklerin sıcaklığa olan duyarlılıkları da hesaplamalara eklenmelidir.



Şekil 5.2 Farklı sıcaklıklar için *cyclotron* ışınımının değişimi

Şekil 5.2, *cyclotron* ışınımı yapan kaynak bölgenin sıcaklığının *cyclotron* tayfına olan etkisini göstermektedir. Sıcaklıklar enerji birimlerinde verildiği için  $k_B$  Boltzman sabiti 1'e eşit olarak kullanılmıştır (Melrose, 1989). Model hesaplamalarında, sıcaklıklardan kaynaklı termal hızlar sabit terimlerde paydada bulunarak ters orantılıymış gibi görünse de diğer değişkenleri de etkilediği için

sonuçta sıcaklık artışı yeğlilikle doğru orantılı olur. Sıcaklık artışıyla birlikte *cyclotron* ışınım yeğliliğinin de arttığı grafik üzerinden de kolayca görülmektedir.



**Şekil 5.3** Şekilde V405 Aur dizgesinin *cyclotron* ışınımının elektron sayı yoğunluğuna bağlılığı gösterilmektedir.

*Cyclotron* ışınımı yapan kaynak bölgenin elektron sayı yoğunluğu için

$\int_{s_1}^{s_2} N_e ds$  yaklaşımı yapılırken bu çalışmada  $s_2 - s_1 = 0.0013 \text{ cm}$  olduğu göz önünde

tutularak elektron sayı yoğunluğu için  $\sim 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  değeri hesaplanmıştır. Bu hesaplama da Staude et al.(2008), Pandel et al.(2005) tarafından verilen IP dizgeleri için hidrojen kolon yoğunluğu olarak  $n_H \sim 10^{20} - 10^{22} \text{ cm}^{-2}$  değeri kullanılmıştır. Önceki çalışmalarda manyetik kataklizmik değişen yıldızlar için toplanma kolonu elektron sayı yoğunluğu genel olarak  $\sim 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  olarak verilmiştir. Örnek olarak Kalomeni et al. (2005) çalışması gösterilebilir.

Bu tez de grafikler hesaplanırken elektron sayı yoğunluğu için  $\sim 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  yaklaşımı yapılmıştır ve *cyclotron* ışınım yeğliliğinin elektron sayı yoğunluğuna

bağılılığının gösterilmesi amacı ile  $\sim 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  yaklaşımıyla da hesaplamalar yinelenmiştir.

Modele göre, diğer parametrelerin sabit kalması koşulu altında elektron sayı yoğunluğunun 10 kat artması *cyclotron* ışınım yeğiniğini yaklaşık  $10^4$  kat azalışa götürmektedir. Bu azalmanın sebebi olarak ışınım yapan kaynak bölgede oluşan yoğunluk artışının *Lorentz* çizgi profilini hesaplarken dikkate alınan çarpışma frekanslarındaki artış sebebiyle olduğu düşünülebilir. Yoğunluğun artışı ortamın saydamsızlığını arttıracak ve enerjisinin ortamı terk edmeden diğer elektronlarca soğurulmasına yol açacaktır. Böylece ışınım yapan kaynak bölge dışında bulunan gözlemci *cyclotron* kaynaklı yeğiniği daha az algılayacaktır. Şekil 5.3 modelle bağlantılı olarak *cyclotron* ışınımının elektron sayı yoğunluğu ile ilişkisini göstermektedir.

## 6. SONUÇ VE TARTIŞMA

V405 Aur dizgesinde beyaz cücenin manyetik alan yeğninliğin büyüklüğü yaklaşık olarak  $\sim 31.5$  MG' dır. Bu büyüklükteki manyetik alan dizgenin tayfında *cyclotron* ışınımı etkisini gösterebilecek *cyclotron* harmonikleri üretmeye yeterlidir. Piirola et al. (2008), negatif çembersel uçuşma yüzdesine karşılık  $1/\lambda$  grafiğini çizdirmişlerdir. Grafikte altıncı, yedinci ve sekizinci *cyclotron* harmonikleri olarak tanı kazanan üç çukur ortaya çıkmıştır. Çift tepeli yumuşak X-ışın ışık eğrisinin maksimumu dönme eksenini ile manyetik eksen (magnetic dipole angle) arasındaki açının  $\beta = 82^\circ$  ve eğikliğin  $i \sim 38^\circ$  olduğunu göstermektedir (Piirola et al. 2008). Evans and Hellier (2004) çalışmalarında XMM/Newton gözlemlerindeki çift tepeli yumuşak X-ışın salmalarına dikkat çekmişler ve atmalardaki simetrisinin dönme ve manyetik eksenler arasındaki açının büyüklüğünün göstergesi olduğunu söylemişlerdir. Bu değerler ile gözlemcinin bakış doğrultusu 0.0 ve 0.5 evrelerde beyaz cücenin manyetik kutupları yakınında manyetik alan çizgilerine dik olduğu anlaşılmaktadır. Bu nedenle ışık eğrisi 0.0 ve 0.5 evrelerde maksimum gösterir. Bu aynı zamanda *cyclotron* ışınımının “serbest düşen” parçacıklardan çok kaynak bölgedeki tınıs açısı büyük olan plazma parçacıklarınca üretildiği anlamına gelir.

Bu gözlemler doğrultusundaki gerçekler bu çalışmada *cyclotron* tayfını *Green* işlevi ile modelleme konusunda esin kaynağı oluşturmuştur.

*Cyclotron* ışınımı yüksek ilk tınıs açılı parçacıklar tarafından üretildikten sonra manyetik alana dik yönde *Extraordinary* ve *Ordinary* dalga biçimleri olarak yayılır. Bu dalgalar için dağılma bağıntıları *Green* işlevine uyarlanarak ışınım alanı ve *Poynting* vektörü bulunur ve böylece anlık bir enerji akışı belirlenir.

Şekil 5.1, (27) numaralı eşitliğin grafik çözümünü verir ve  $kT_{\perp} = kT_{\parallel} = 12$  keV için çizdirilmiştir. Eğer gözlemci toplanma kolonundan uzakta bulunuyor ise ışınım büyük olasılıkla yıldızlar arası soğurmadan etkilenecek ve harmoniklerin merkez dalga boyları korunurken akıları düşecektir. Şekillerde gözlemci toplanma

kolonunun hemen dışında varsayılmıştır. Ayrıca  $R=L$  ve  $kT_{\perp} = kT_{\parallel}$  durumunda fakat üç farklı sıcaklık için grafik çizdirilmiştir (Şekil5.2). Böylece toplanma kolonundaki ışınım yapan plazmanın kinetik sıcaklığı ile parlaklığının nasıl değiştiğini görülmesine olanak tanınmıştır. Şekil 5.3' de ise *cyclotron* ışınımının elektron sayı yoğunluğuna bağlılığı gösterilmiştir.

Modelimizin zayıf yanları kadar güçlü yanları da bulunmaktadır. Öncelikle modelimizin güçlü yanlarını şöyle sıralayabiliriz.

a) V405 Aur tayfının merkez dalga boylarının yerleri genel olarak gözlemler ile uyumlu görünmektedir.

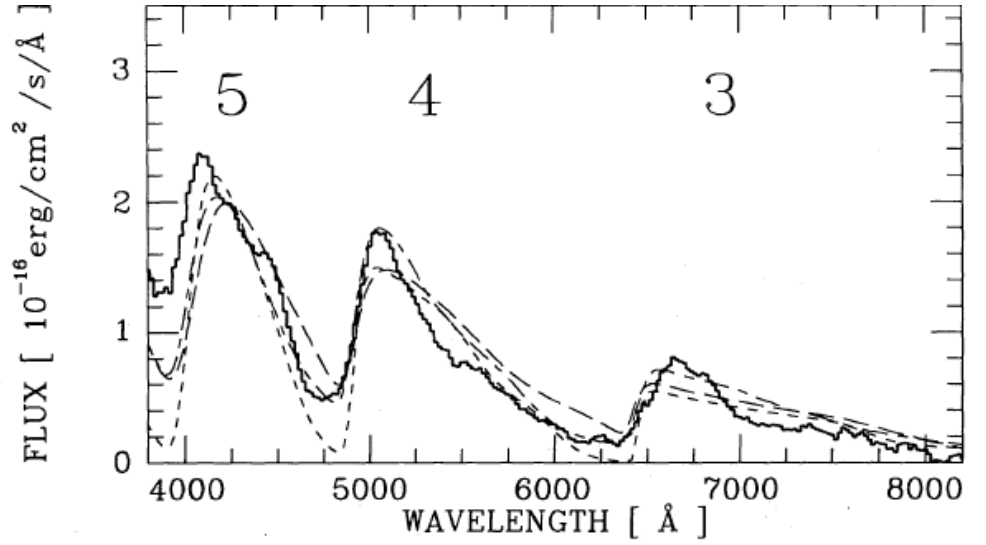
b) Çizgi genişlikleri gözlemsel spektrumda olduğu gibi genişlemiştir. Çarpışma genişlemesinin hesaba katılması bu açıdan doğru bir yaklaşım olmuştur.

c) Eğer V405 Aur dizgesi Pirola et al. (2008) gibi polar öncüsü olarak dikkate alınırsa, yaklaşık aynı büyüklükte manyetik alana sahip bir polar ile *cyclotron* tayflarının benzerliği beklenebilir. Örneğin UZ For dizgesinin tayfında gözlenen üç *cyclotron* çıkıntısı üçüncü, dördüncü ve beşinci harmonik olarak Schwope et al. (1990) tarafından gözlenmiştir. UZ For dizgesinin beyaz cücesinin manyetik alan yeğinliği 53 MG olarak verilmiştir. Bu değer V405 Aur ile karşılaştırma yapmaya olanak tanıyabilir. *Cyclotron* harmoniklerinin numaralarının farklı olmasına rağmen bu iki dizgenin *cyclotron* tayfları benzer görünmektedir. Benzerliğin altında yatan nedenlerin aşağıda sunduğumuz (i),(ii) maddeleriyle açıklanan nedenler olabileceği düşünülmüştür.

i) Wickramasinghe and Megitt (1982) tarafından fark edilen polar dizgilerinde düşük harmoniklerin yüksek donukluk derecesine sahip olması öncelikli nedenlerin başında gelmektedir. Bu durum model için de geçerlidir. Bu nedenle düşük harmoniklerde gözlenen *cyclotron* ışınım yeğinliği yüksek harmoniklere göre daha azdır.



ii) İkinci neden ise *cyclotron* tayfında harmonik tepelerinin mavi kanadındaki dik eğimin kırmızı kanattakinden daha fazla olmasıdır. Model ve UZ For *cyclotron* tayfında yer alan harmoniklere dikkatli bakıldığında simetrik olmadıkları görülmektedir. Bu çalışmada kullanılan model ile gözlenen tayfta bulunan bu benzerlik dikkat çekicidir.



Şekil 6.1 UZ For dizgesinin cyclotron tayı (Schwope et al., 1990).

Daha ayrıntılı bir benzerlik için önceki bölümde de belirtildiği gibi modelin gerçekçi yaklaşımlarla geliştirilmesi gerekmektedir.

d) Model ile Piirola et al. (2008) tarafından yapılan gözlemlerin uyumu bir kez daha V405 Aur dizgesinin manyetik alanı doğrudan ölçülmüş ilk IP olduğunu desteklemektedir. Cyclotron modelleme, ölçülebilir cyclotron harmonik özellikleri veya güçlü disk ve akıntılar nedeniyle tayflarında fotosferik *Zeeman* özellikleri göstermeyen IP ler için manyetik alan belirlemede tek yöntem olabilir. (Piirola et al., 2008)

Modelin zayıf yanları ise kaynak bölgenin eşsısal, parçacık sayı yoğunluğunun eşdağılımlı ve manyetik alanın uzay değişiminin olmadığı varsayılmasından kaynaklanmaktadır. Eğer V405 Aur dizgesinde beyaz cüce manyetik uçlağında bulunan kaynak bölgenin varsayılan geometrisi diğer ilgili

uzunluk ölçekleri ile uyumlu ise V405 Aur dizgesinin *cyclotron* ışınımının gerçeğe yakın modellendiğinden emin olunabilir. Ayrıca model hesaplanırken gözlemci ışınım yapan bölgenin hemen dışında varsayılmıştır oysa gözlemlerle karşılaştırılabilecek gerçekçi modeller için yıldızlar arası ortamın etkileri de göz önüne alınmalıdır. Çalışmanın bir diğer zayıf noktası ise, modelin ve varsayımların tutarlılığını kanıtlayacak gözlemsel verilerden yoksun olmamızdır.

Bu tezde kullanılan model V405 Aur dizgesinin tayf gözlemleri ile bire bir karşılaştırılma olanağını bulamamıştır. Çünkü Piirola et al. (2008)  $1/\lambda$  ya karşılık negatif çembersel uçuşma derecesini vermişlerdir. Bu nedenle tayfta harmonik tepeleri yerine harmonik çukurları görülür

Dikkat edilmesi gereken en önemli nokta ise bu tezde ele alınan modelin geliştirilmeye açık bir model olduğudur. Gelecek çalışma olarak farklı yaklaşımlar ile daha gerçekçi bir model şekline dönüştürülebilir.

## KAYNAKLAR DİZİNİ

- Abramowitz, M. and Stegun, I., A.**, 1965, Handbook of Mathematical Functions with Formulas, Graphs, and Mathematical Tables, Washington, D.C., Courier Dover Publications, 1046 p.
- Allan, A., Horne, K., Hellier, C., Mukai, K., Barwig, H., Bennie, P., J., and Hilditch, R., W.**, 1996, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 279; 1345- 134
- Anzolin, G., de Martino, D., Bonnet- Bidaud, J., M., Mouchet, M., Gänsicke, B., T., Matt, G. and Mukai, K.**, 2009, *Astronomy & Astrophysics* , 489, 1243
- Bekefi, G.**, 1966, Radiation Processes in Plasmas, New York, John Wiley and Sons, Inc., 377 p.
- Boyd, T., J., M. and Sanderson, J., J.**, 1969, Plasma Dynamics, London, Thomas Nelson and Sons Ltd., 348 p.
- Branshtein, I., N., Semendyayev, K., A., Musial, G., Mvehling, H.**, 2007, Handbook of Mathematics, New York, Springer- Verlag Berlin Heidelberg. 1159 p.
- Butters, O., W., Katajainen, S., Norton, A., J., Lehto, H., J. and Pirola, V.**, 2009, *Astronomy & Astrophysics*, 496, 891
- Cropper, M.**, 1990, *Space Science Reviews*, 54, 195
- Evans, P., A., and Hellier, C.**, 2004 , *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 353; 447- 452
- Evans, P., A. and Hellier, C.**, 2007, *The Astrophysical Journal* , 663, 1277
- Ferrario, L., Bailey, J. and Wickramasinghe, D., T.**, 1993, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 262; 285-288
- Ferrario, L., Wickramasinghe, D. T. and King, A., R.**, 1993, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 260; 149- 162

### KAYNAKLAR DİZİNİ (devam)

- Ferrario, L., Bailey, J. and Wickramasinghe, D.** 1996, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 282, 218
- Haberl, F. and Motch, C.,** 1995, *Astronomy & Astrophysics*, 294, L37
- Haberl, F., Throstensen, J., R., Motch, C., Schwarzenberg- Czerny, A., Pakull, M., Shambrook, A. and Pietsch, W.,** 1994, *Astronomy & Astrophysics*, 291, 171
- Harlaftis, E., T. and Horne K.,** 1999, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* , 305; 437- 448
- Hellier, C.,** 2001, *Cataclysmic Variable Stars: How and Why They Vary*, United Kingdom, Praxis Publishing Ltd. 206 p.
- Huba, J., D.,** 2002, *NRL Plasma Formulary*, Washington, D.C. 20375, Beam Physics Branch Plasma Physics Division Naval Research Laboratory
- Jackson, J., D.,** 1975, *Classical Electrodynamics*, 3rd ed., New York, John Wiley and Sons, Inc. 808 p.
- Frank, J., King, A., and Raine, D.,** 2002, *Accretion Power in Astrophysics*, 3rd ed., United Kingdom, Cambridge University Press, 384 p.
- Kalomeni, B., Pekünlü, E.,R. and Yakut, K.,** 2005, *Astronomy & Astrophysics*, 439, 823
- Katajainen, S., Butters, O., Norton, A., J., Lehto, H., J., Piirola, V. and Berdyugin, A.** 2010, *The Astrophysical Journal*, 724, 165
- Krall, N., A. and Trivelpiece A., W.,** , 1973, *Principles of Plasma Physics*, McGraw-Hill Inc., 674 p.
- Mason, K., O.,** 1997, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* , 285; 493- 500
- Melrose, D., B.,** 1989, *Instabilities in Space and Laboratory Plasmas*, Cambridge, Cambridge University Press, 280 p.

**KAYNAKLAR DİZİNİ (devam)**

- Pandel, D., Córdova, A., F.,** 2005, *The Astrophysical Journal*, 620; 416-421
- Pirola, V., Vornanen, T., Berdyugin, A. And Coyne, S., J., G., V.,** 2008, *The Astrophysical Journal*, 684, 558
- Ramsay, G., Wheatley, P., J., Norton, A., J., Hakala, P. and Baskill, D.** 2008, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 387, 1157
- Schwope, A. D.,** 1990, *Reviews in Modern Astronomy*, 3; 44-59
- Schwope, A. D., Beuermann, K. and Thomas, H., C.,** 1990, *Astronomy & Astrophysics*, 230, 120
- Seshadri, S., R.,** 1973, *Fundamentals of Plasma Physics*, New York, American Elsevier Pub., Comp., Inc., 560 p.
- Shakhovskoj, N., M. And Kolesnikov, S., V.,** 1997, *International Astronomical Union Circulars*, 6760, 2
- Stade, A., Schwope, A., D., Schwarz, R., Vogel, J. , Krumpe, M. and Nebot Gomez-Morgan, A. ,** 2008, *Astronomy & Astrophysics*, 486; 899-909
- Still, M., D., Duck, S., R and Marsh, T., R.,** 1998, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 299; 759-767
- Warner, B.,** 1995, *Cataclysmic Variable Stars*, Cambridge, Cambridge University Press, 572 p.
- Wickramasinghe, D., T. and Megitt, S., M., A.,** 1982, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 198, 975
- Wu, C., S.,** 1985, *Space Science Reviews*, 684, 558
- Wu, C., S. and Lee L., C.,** 1979, *The Astrophysical Journal*, 230; 621-626
- Wu, K., Cropper, M., Ramsay, G., Saxton, C. and Bridge, C.,** 2003, *Chinese Journal of Astronomy and Astrophysics*, 3; 235- 244
- Vocks, C. and Marsch, E.,** 2002, *The Astrophysical Journal*, 568, 1030



## ÖZGEÇMİŞ

**Adı Soyadı** : Demet TUTAR

**Doğum Yeri – Tarihi** : İZMİR – 06/03/1980

**Adres** : Ege Üniversitesi Fen Fakültesi Astronomi ve Uzay Bilimleri Bölümü 35100 Bornova/ İzmir TÜRKİYE

**Telefon** : 232 –311 2837

**e-posta** : [demettutar@gmail.com](mailto:demettutar@gmail.com)

### EĞİTİM-ÖĞRENİM DURUMU :

1986-1991 Barbaros Köyü İlkokulu, İzmir

1991-1994 Urla Lisesi Orta kısmı, İzmir

1994-1998 Buca Lisesi, İzmir

1998-2005 E. Ü. Fen Fakültesi Astronomi ve Uzay Bilimleri Bölümü (Lisans), İzmir

2010-2012 E. Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü, Astronomi ve Uzay Bilimleri Bölümü, Astrofizik Anabilimdalı (Yüksek Lisans), İzmir

**Yabancı Dil** : İngilizce

### ETKİNLİKLER :

- Ege Ar-Ge ve Teknoloji Günleri, 01 – 03/Aralık/2010, (Görevli)
- Ankara Üniversitesi Gözlemevi'ne teknik gezi, 06 – 08/Mayıs/2011, (Katılımcı)
- Seminer: *Intermediate Polars*, Astronomi ve Uzay Bilimleri Bölümü, Bornova-İzmir, 15/ Nisan/ 2011 ,(Sunum)
- 7th Potsdam Thinkshop “Magnetic fields in stars and exoplanets”, *Pure Cyclotron Spectra of V405 Aur* , Potsdam Leibniz Astrofizik Enstitüsü, Postdam-Berlin/ALMANYA , 22-25/ Ağustos/ 2011 , (Poster sunumu ve seminer katılımı)
- Mevlana Toplum ve Bilim Merkezi, “Yer ve Gök Çalıştayı”, Bornova-İzmir, 02/ Mart/2012 (Dinleyici olarak katılım)

