



Düşük Kütleli X-ışını Çiftlerinde Nötron Yıldızları

Ünal Ertan¹  

¹ Sabancı University, Orhanlı, Tuzla, 34956 İstanbul, Turkey

Accepted: January 4, 2023. Revised: January 4, 2023. Received: November 4, 2022.

Özet

Düşük kütleli X-ışını çiftlerindeki nötron yıldızları (LMXB'ler) eş yıldızlarından akan maddenin beslediği disklerinden kütle aktarırlar. LMXB sistemleri üç farklı dönme fazında gözlenmektedir: (1) Yüksek X-ışına güçlerinde (L_X) nötron yıldızı disklerinden kütle aktarırlarken hızlanırlar, (2) orta seviyede L_X değerlerinde disklerinden kütle aktarırlarken yavaşlarlar, (3) düşük L_X rejiminde diskten kütle aktarımına izin verilmez ve yıldız yavaşlar. Bu sistemlerden bazıları (2) ve (3) fazları arasında geçiş yaparak tork tersinmesi gösterirler. Konvansiyonel modellerin LMXB'lerin bu gözlenen özelliklerini tutarlı bir resim içinde açıklamada zorlukları vardır. Bu çalışmada, LMXB'lerin henüz çözülmemiş bu problemlerini anlatıp bunların açıklanması için yakın zamanda geliştirdiğimiz modeli ve farklı kaynaklara uygulamalarını özetlemekteyiz.

Abstract

Neutron stars in low-mass X-ray binaries (LMXBs) accrete matter from geometrically thin disks fed by their low-mass companions. Observations of neutron stars in LMXBs indicate three different rotational phases: (1) at high X-ray luminosities, L_X , mass flows from the disk on to the star while the rotation speed of the neutron star increases, (2) at intermediate L_X , the star continues to accrete matter while spinning down, and (3) below a critical L_X , accretion is not allowed and the star slows down. Some of these sources show abrupt torque reversals during the transitions between the phases (1) and (2) with a small change in L_X . Some other sources, in particular transitional millisecond X-ray pulsars, show transitions between the phases (2) and (3). Conventional models have difficulties in explaining these behaviours of LMXBs in a self-consistent picture. In this work, we describe these long-lasting problems briefly. We will also summarize the model recently developed to account for some of these well-defined LMXB properties together with applications to different sources.

Anahtar Kelimeler: accretion, accretion disks – pulsars: individual: 4U 1626–67

1 Giriş

Düşük kütleli X-ışını çiftleri (LMXB'ler), düşük kütleli ($M < 1 M_\odot$) bir eş yıldızla birlikte bir nötron yıldızı (NS) veya kara delik barındıran sistemlerdir. Bu maklede, “LMXB” kısaltması NS içeren LMXB sistemlerini ifade etmek için kullanılacaktır. Bu çiftlerde nötron yıldızına eş yıldızdan kütle aktarımı Roche lobu taşıması yoluyla gerçekleşmektedir. Nötron yıldızının Roche lobuna akan madde, sahip olduğu açısal momentum nedeniyle, nötron yıldızı etrafında ince bir aktarım diski oluşturur. Kepler hızlarıyla dairesel yörüngesinde dönen madde, viskoz etkileşimlerle açısal momentumunu kaybederek içeri, nötron yıldızına doğru akar. Dış disk, eş yıldızın kuvvetli dalga kuvvetleriyle kesilir. Disk içinde maddenin kinetik enerjisinin bir kısmı viskoz etkileşimle ısıya dönüşür ve lokal olarak karacisim ışımasıyla kaybedilir. İç disk yarıçapı (r_{in}), yıldızın dipol momenti (μ) ve diskin kütle aktarım oranına (\dot{M}_{in}) bağlı olarak belirlenir (Frank ve diğ. 2002).

Disk içinde madde $v_K = r \Omega_K$ eşitliğiyle verilen Kepler hızlarıyla döner. Eş dönme yarıçapında ($r_{co} = (GM/\Omega_*^2)^{1/3}$), maddenin açısal dönme hızı Ω_K ve yıldızın açısal dönme hızı Ω_* birbirine eşittir. Bu eşitliklerde G kütle çekim sabiti ve M nötron yıldızının kütesidir. Dönmeyen bir yıldızın üzerine \dot{M}_{in} oranında küresel kütle aktarımı durumunda, akan maddenin basıncı $r_A \simeq (GM)^{1/7} \mu^{4/7} \dot{M}_{in}^{-2/7}$ (Davidson & Ostriker 1973; Lamb ve diğ. 1973) eşitliğiyle verilen Alfvén yarıçapında yıldızın

dipol alanının sebep olduğu manyetik basınçla dengelenir. Diskle madde aktarımı durumunda, geneksel olarak viskoz ve manyetik torkları eşitleyerek tahmin edilen iç disk yarıçapı $R_\xi = \xi r_A$ şeklinde ifade edilir ve ξ parametresi çoğunlukla 0.5–1 aralığında bulunur (Ghosh & Lamb 1979; Kluźniak & Rappaport 2007). Diğer bir ifadeyle, konvansiyonel modellerde, küresel kütle aktarımına göre çok farklı bir geometriye ve akış özelliklerine sahip olmasına rağmen aktarım diskinin iç yarıçapının da r_A 'ya yakın olduğu tahmin edilmektedir.

Geleneksel modellerdeki bir diğer kritik varsayım ise kapalı dipol alan çizgilerinin bozulmadan disk içinde kayarak hareket edebileceği ve aynı zamanda diske tork uygulayabileceğidir. Fakat, bu varsayımın gerçekçi olmadığı daha sonraları yapılan çalışmalarda gösterilmiştir. Bunun nedeni, alan çizgilerinin disk içindeki difüzyon zaman ölçeğinin, disk-alan etkileşim zaman ölçeğinden ($\tau_{int} = |\Omega_K - \Omega_*|^{-1}$) çok daha uzun bulunmasıdır (Fromang & Stone 2009).

Bir dizi teorik ve nümerik çalışmanın bulguları şöyle özetlenebilir: Diskle etkileşen alan çizgileri τ_{int} zamanı içinde şişer ve açılır. İç disk, ancak alan çizgilerinin diskteki maddeyi birlikte dönmeye zorlabildiği yarıçapta kesilebilir. Kararlı bir duruma ulaşıldığında, disk-manyetosfer etkileşimi kapalı alan çizgilerinin hemen dışında dar bir etkileşim alanında ($\Delta r < r$) olur. Bu etkileşim katmanında, alan çizgileri sürekli olarak açılıp yine benzer bir zaman ölçeğinde yeniden birleşirler. Pervane fazında, iç diske gelen madde açık alan çizgileri boyunca sistemden atılabilir. Etkileşim katmanının dışında alan çizgileri ve disk arasında bir etkileşim yoktur (Aly 1985; Lovelace ve diğ.

* unal@sabanciuniv.edu

1995; Hayashi ve diğ. 1996; Miller & Stone 1997; Uzdensky 2002, 2004; Ustyugova ve diğ. 2006). Literatürde, bu daha gerçekçi disk-alan etkileşim modelini temel alan çalışmalarda da r_{in} değeri farklı bazı varsayımlarla r_A 'ya yakın bulunmaktadır.

Diskteki maddenin yörünge açılma hızı ve yıldızın açılma dönme hızı arasındaki ilişki r_{co} dışında $\Omega_K < \Omega_*$, içinde ise $\Omega_K < \Omega_*$ şeklindedir. İç diskten maddenin yıldıza akabilmesi için $r_{in} \leq r_{acc}$ olmalıdır. $r_{in} > r_{co}$ durumunda ise madde iç diskte etkileşim katmanından dışarı atılabilir. Nötron yıldızına etki eden üç farklı tork mekanizması vardır: (i) manyetik dipol torku (Γ_{dip}), (ii) disk ile manyetosferin etkileşiminden kaynaklanan manyetik tork veya disk torku (Γ_D) ve (iii) nötron yıldızına kütle aktarımının neden olduğu aktarım torku (Γ_{acc}). Bunlar arasında, Γ_{dip} ve Γ_D yavaşlatma torkları, Γ_{acc} ise hızlandırma torkudur. Γ_{acc} yıldıza kütle aktarımı olduğu zaman ($r_{in} \leq r_{co}$), Γ_D ise $r_{in} \geq r_{co}$ durumunda aktiftir. Γ_{dip} bütün fazlarda yıldıza etki eder fakat çoğunlukla diğer iki torka göre ihmal edilebilir büyüklüktedir (Lovellace ve diğ. 1995; Ustyugova ve diğ. 2006).

LMXB'lerdeki nötron yıldızlarının gösterdiği üç farklı dönme fazı vardır: (1) Yüksek \dot{M}_{in} değerlerinde NS üzerine kütle aktarırken hızlanır, (2) orta seviyede \dot{M}_{in} değerlerinde NS diskten kütle aktarırken yavaşlar ve (3) bir kritik \dot{M}_{in} seviyesi altında yıldıza kütle aktarılamaz ve yıldız yavaşlar. Bu sistemlerin gözlenen bir diğer önemli karakteristik özelliği ise (1) ve (2)'de anlatılan dönme fazları arasındaki geçişlere denk gelen tork tersinmeleridir. Bu tork tersinmeleri X-ışına gücünde önemli bir değişiklik olmadan ve tersinmenin iki tarafında benzer tork büyüklükleri ile meydana gelmektedir (Bildsten ve diğ. 1997; Takagi ve diğ. 2016).

Geleneksel tork modellerinin (Illarionov & Siuniaevev 1975; Ghosh & Lamb 1979) LMXB'lerin bu iyi bilinen, karakteristik özelliklerini açıklamada zorlukları vardır. Gözlemlerden yıldıza kütle aktarımının $R_\xi = r_{co}$ durumuna denk gelen oranların birkaç merteye altında dahi devam ettiği tahmin edilmektedir. Halbuki, gözlemlerle çelişkili olarak konvansiyonel modellere göre bu kritik seviyenin altında sistemlerin pervane fazında olması gerekir (Illarionov & Siuniaevev 1975). Gözlenen tork tersinmesi davranışları da bu modellerle açıklanamaz. Ayrıca, örneğin geçişken milisaniye pulsarlarının (tMSP) radyo pulsar (RMSP) ve X-ray pulsar (LMXB) evreleri arası geçişlerine denk gelen L_X seviyelerini (Papitto ve diğ. 2015; Archibald 2015) tutarlı olarak açıklayabilecek detaylı bir tork bir modeli de yoktur.

Bu makalede, LMXB sistemlerinin yukarıda özetlenen problemlerine tutarlı bir açıklama getirebilmek için yakın zamanda geliştirilmiş kapsamlı bir tork modelini Ertan (2021) anlatacağız. Bu model, disk-alan etkileşimi simülasyonlarının yukarıda özetlemiş olduğumuz temel sonuçları (Lovellace ve diğ. 1995; Ustyugova ve diğ. 2006) baz alınarak geliştirilmiştir. Ayrıca, modelin birbirinden çok farklı özelliklerde LMXB kaynaklarına uygulamaları da §2'de anlatılacaktır. LMXB'lerin bazı diğer açık problemleriyle birlikte sonuçlarımız §3'de özetlenmiştir.

2 Model Hesaplamaları ve Uygulamaları

2.1 Güçlü ve Zayıf Pervane Fazları

Durağan bir pervane fazı ancak iç diske akan maddenin tamamı sistemin dışına atılabildiği durumda sağlanabilir. Bunu yapabilmek için manyetik alan çizgilerinin maddeyi birlikte dönmeye zorlayabilecek kadar güçlü olması gerekir. Basit analitik hesaplamalarla gösterilmiştir ki bu pervane koşulunun

sağlanabildiği en büyük yarıçap şöyle yazılabilir (Ertan 2017, 2018):

$$R_{in,max}^{25/8} \left| 1 - R_{in,max}^{-3/2} \right| \simeq 1.26 \alpha_{-1}^{2/5} M_{1.4}^{-7/6} \dot{M}_{in,16}^{-7/20} \mu_{30} P^{-13/12} \quad (1)$$

Burada, $R_{in,max} = r_{in,max}/r_{co}$, $M_{1.4} = M/1.4 M_\odot$, $\dot{M}_{in,16} = \dot{M}_{in}/(10^{16} \text{ g s}^{-1})$, $\mu_{30} = \mu/(10^{30} \text{ G cm}^3)$ ve $\alpha_{-1} = \alpha/0.1$ kinematik viskozite parametresidir (Shakura & Sunyaev 1973). Manyetik torkların azalan r ile çok keskin artışı nedeniyle iç disk yarıçapının $r_{in,max}$ değerine yakın olması beklenir ve $r_\eta = \eta r_{in,max}$ şeklinde yazılabilir. Burada η bire yakın bir parametredir.

Pervane fazında, iç diskten maddenin kritik kaçış hızından daha büyük hızlarla atılabilmesi için iç disk yarıçapının $r_1 = 1.26 r_{co}$ yarıçapından büyük olması gerekir. Anlık olarak $r_{co} < r_{in} < r_1$ olduğu durumda, madde iç diskten etkin bir şekilde atılabilir, ancak diske daha büyük yarıçaplarda geri döner. Bunun sonucunda oluşan birikim iç diski $r_{in} = r_{co}$ oluncaya kadar içeri doğru iter. Alan şiddeti ve τ_{int} iç disk r_{co} 'ya yaklaşırken arttığı için $r_{co} < r_{in} < r_1$ durumu uzun bir süre alabilir ve bu zaman ölçeği ancak simülasyonlarla tahmin edilebilir. Genel olarak, $r_{in} > r_{co}$ eşitsizliğinin sağlandığı fazı "güçlü pervane" (SP – strong propeller) fazı olarak adlandırmaktayız. Bununla birlikte, durağan bir SP fazı $r_{in} = r_\eta > r_1$ durumunda mümkün olabilir. İç disk r_{co} 'ya ulaştığında, yıldız üzerine kütle aktarımı başlar ve sistem "zayıf pervane" (WP – weak propeller) fazına geçer. Modelde, iç disk için $r_{in} = r_{co}$ durumu (WP fazı), §2.2'de detaylandıracağımız nedenlerle, geniş bir \dot{M}_{in} aralığı için sağlanabilir.

Yıldız etkileyen toplam torku şöyle yazabiliriz:

$$\Gamma = \dot{M}_* (GM r_{in})^{1/2} - \frac{\mu^2}{r_{in}^3} \left(\frac{\Delta r}{r_{in}} \right) + \Gamma_{dip}. \quad (2)$$

Eşitliğin sağındaki ilk terim, yıldıza kütle aktarımından kaynaklanan hızlandırma torkudur (Γ_{acc}). İkinci terim, diskin manyetosferle etkileşimi nedeniyle yıldıza uyguladığı yavaşlatma torku (Γ_D) ve üçüncü terim ise manyetik dipol torkudur.

SP fazında, $\dot{M}_* = 0$ olması nedeniyle $\Gamma_{acc} = 0$ 'dir. WP fazında ise bütün torklar aktifken, iç diske gelen maddenin tamamı r_{co} yarıçapından alan çizgilerine takılarak ve alan çizgilerini takip ederek yıldızın kutup bölgelerine akar ($\dot{M}_* = \dot{M}_{in}$).

Toplam X-ışına gücü $L_X = L_{acc} + L_D$ şeklinde yazılabilir. Burada, $L_{acc} = GM\dot{M}_*/R$, yıldıza aktarılan kütle için ışıma gücü ve $L_D = GMM_*/(2 r_{in})$ ise diskin toplam ışıma gücüdür. L_D 'nin büyük kısmı en içteki disk bölgelerinde üretilir. Çoğunlukla, $r_{in} > R$ ve L_{acc} baskındır. Yeterince yüksek \dot{M}_{in} için, $r_{in} = R$ olur. Bu durumda, $L_{acc} = L_D = GM\dot{M}_*/(2 R)$ olur. Maddenin kinetik enerjisinin yarısı diskte viskoz yitim sonucu ısıya ve radyasyona dönüşürken geriye kalan yarısı da yıldız yüzeyinde ısıya dönüşerek X-ışını bandında yayımlanır (Frank ve diğ. 2002).

tMSP sistemleri için $R_\xi = r_{co}$ koşuluna karşılık gelen kritik \dot{M}_* değerinin, sistemlerin LMXB fazında X-ışını atmaları göstererek kütle aktarımına devam edebildiği, en düşük \dot{M}_* değerlerinin bir kaç merteye üzerinde olması dikkat çekicidir (Archibald ve diğ. 2009; Papitto ve diğ. 2013; Bassa ve diğ. 2014). LMXB evresinde, tMSP'ler iki farklı X-ışını modunda gözlemlenmektedir. Düşük X-ışını modundan yüksek X-ışını moduna geçerken L_X değeri $\sim 5-7$ kat artmaktadır. Kaynaklar sadece yüksek X-ışını modunda X-ışını atması göstermektedir.

Çizelge 1. PSR J1023+0038 için gözlem ve model sonuçları. Model parametreleri: $\eta = 0.78$, $\Delta r/r_{in} = 0.1$, ve $\mu_{26} = 0.5$. Bu çizelge [Ertan \(2018\)](#)'den alınmıştır.

	LMXB evresi		RMSP evresi
	Yüksek mod	Düşük mod	
$L_{x,obs}$ (10^{33} erg s^{-1})	2.94–3.31	0.31–0.55	0.094(6)
$L_{x,model}$ (10^{33} erg s^{-1})	2.97	0.62	0.10
\dot{P}_{obs} ($s s^{-1}$)	8.665×10^{-21}	?	6.834×10^{-21}
\dot{P}_{model} ($s s^{-1}$)	8.72×10^{-21}	8.72×10^{-21}	6.82×10^{-21}
\dot{M}_{in} (10^{13} g s^{-1})	1.6	1.6	0.28
\dot{M}_* (10^{13} g s^{-1})	1.6	–	–
r_{in}/r_{co}	1	1	1.09
r_{in}/r_A	0.16	0.16	0.11
$\Gamma_{acc}/\Gamma_{tot}$	1.8×10^{-2}	0	0

LMXB evresinden RMSP evresine geçtikten sonra ise X-ışını atmaları kesilerek, radyo atmaları gözlemlenir. Bu davranışın makul bir açıklaması şöyle olabilir: Yıldızın kutuplarına akan madde X-ışını atmalarını üretirken radyo atmalarını kesmekte, RMSP fazında ise kütle aktarımının durmasıyla birlikte X-ışını atmaları kesilip radyo atmaları yayımlanmaya başlamaktadır ([Papitto ve diğ. 2015](#); [Archibald 2015](#)).

Bilinen üç tMSP kaynağı RMSP evresinde yavaşlamaktadır ([Papitto ve diğ. 2013](#); [Archibald 2015](#); [Ray ve diğ. 2015](#)). Bu kaynaklar arasında, PSR J1023+0038 (bundan sonra J1023) için LMXB evresinde de periyot türevi ölçülmüştür ($\dot{P} \simeq 8.7 \times 10^{-20}$ s s^{-1}) ([Jaodand ve diğ. 2016](#)). Her iki evrede de yavaşlama gösteren J1023'ün LMXB fazına geçtikten sonra yavaşlatma torku büyüklüğünün yaklaşık $\sim 27\%$ oranında düştüğü rapor edilmiştir. Yukarıda tarif ettiğimiz modelimizde SP/WP geçişine denk gelen \dot{M}_* seviyesinin J1023'ün X-ışını atmalarının kesildiği L_X seviyesiyle uyumlu olduğunu görmekteyiz ([Ertan 2017](#)).

Bu çalışmanın devamında, aynı modelle kaynağın tork değişimi davranışını da inceledik. J1023'ün RMSP/LMXB geçişinde gösterdiği tork ve eşlik eden L_X değişimini modelimizle açıklanabileceğini gösterdik. Ayrıca, yüksek ve düşük X-ışını modlarındaki L_X değişimini de sistemin $r_{in} = r_{co}$ durumundayken kütle aktarımının geçici olarak kesilmesi sonucu üretilebileceğini, düşük X-ışını modundaki atmasız L_X 'in iç diskin ışınmasıyla tutarlı olduğunu gösterdik ([Ertan 2018](#)). Çizelge 1'de model sonuçları gözlemlerle karşılaştırılmıştır. Modelde, LMXB evresine geçerken kütle aktarımının başlaması ve bunun neden olduğu hızlandırma etkisinin o sırada baskın olan yavaşlatma torkunun büyüklüğünü azalttığını görmekteyiz. Detaylı model hesaplamaları gözlemlerden elde edilen X-ışına gücü ve tork değişimleriyle tutarlı sonuçlar vermektedir.

2.2 Hızlandırma Fazı ve Tork Tersinmesi

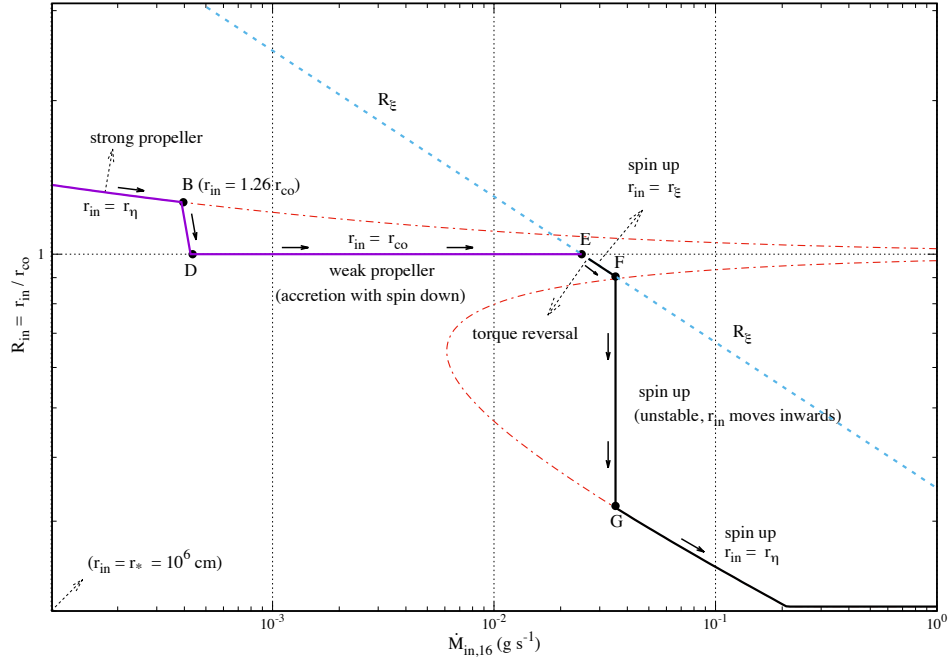
§2.1'de anlatılan tork modelini, yakın zamanda LMXB'lerdeki nötron yıldızlarının hızlandırma (SU – spin up), WP ve tork tersinmelerini de kapsayacak şekilde geliştirdik ([Ertan 2021](#)). Bu bölümde, özetle modeli tarif edip LMXB'lerin gözlenen tork tersinmelerine uygulanmasını ve elde ettiğimiz sonuçları özetlemekteyiz.

Sistem WP fazındayken $r_{in} = r_{co}$ durumu sağlanır ve iç disk r_{co} içine sızamaz. Bunun nedeni, aşağıda SU fazında r_η çözümünün özelliklerini anlattığımızda daha iyi anlaşılacaktır. SU fazında r_η çözümü (Denklem 1) Şekil 1'de görüldüğü gibi çift değerlidir (kesikli-noktalı eğri). Çözümün üst kolu

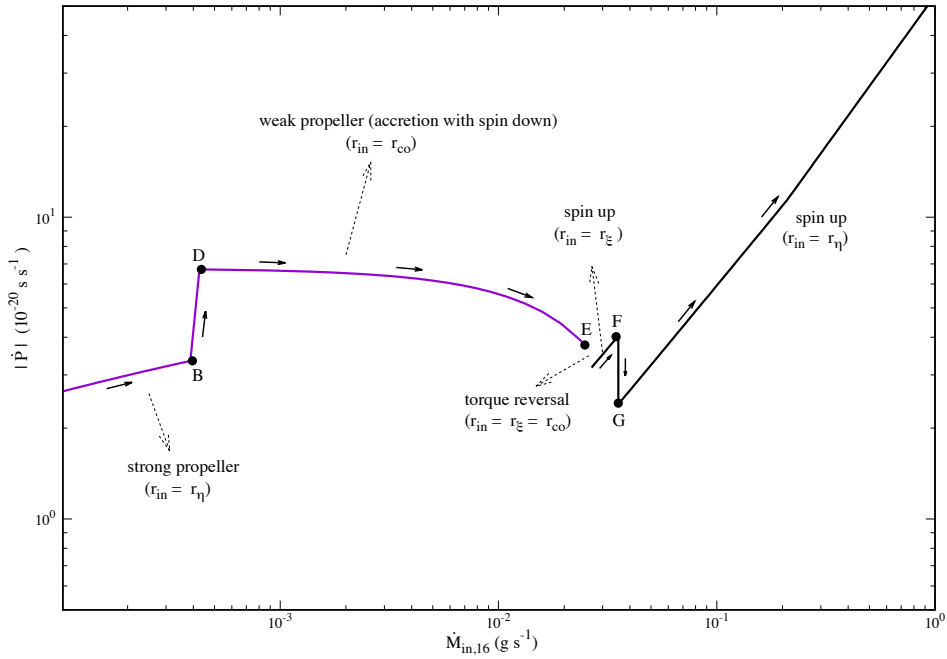
kararsızdır ve önemli bir fiziksel anlamı vardır. Şekil 1'de SU fazında, τ_{int} değerlerinin yeterince uzun olması nedeniyle, $r_{in} = r_{co}$ ve kararsız kol arasında kalan bölgede manyetik alan değerleri diskteki maddeyi birlikte dönmeye zorlayabilecek kritik seviyelerin üzerindedir. Diğer bir ifadeyle, WP fazında madde r_{co} yarıçapından kolaylıkla alan çizgileri boyunca yıldıza akmaya zorlanabilir. Bu nedenle de iç disk r_{co} içine sızamaz. Sızsa dahi sürekli o bölgede kalamaz, yeniden r_{co} 'ya çekilmeye zorlanır. Bu durumda iç diskin r_{co} içine girmesi ancak viskoz torkların manyetik torklara baskın olmasıyla mümkün olabilir. Bunun sağlanması için $R_\xi < r_{co}$ olmalıdır. Bunun anlamı şudur: Geniş bir \dot{M}_{in} aralığı için WP fazında $r_{in} = r_{co}$ iken R_ξ değeri r_{co} 'dan düşüktür. Ancak \dot{M}_{in} bir kritik seviyeye ulaştığında $R_\xi = r_{co}$ olur ve iç disk yarı çapı $r_{in} = R_\xi$ eşitliğini sağlayarak r_{co} içindeki bölgeye girer (Şekil 1). Tork tersinmesi de yaklaşık olarak bu \dot{M}_{in} seviyesinde gerçekleşir.

Şekil 1'de kesiksiz çizgiler iç disk yarıçapı r_{in} 'in \dot{M}_{in} 'e bağlı olarak farklı dönme fazlarındaki değişimini göstermektedir. Modeldeki iç disk davranışını Şekil 1 üzerinde anlamak için \dot{M}_{in} değerinin yavaşça arttığını varsayalım. Düşük \dot{M}_{in} seviyelerinde, $r_{in} = r_\eta$ ve sistem SP fazındadır (B noktasının solunda). \dot{M}_{in} seviyesi B noktasındaki $r_{in} = r_\eta = r_1$ durumuna karşılık gelen kritik değere ulaştığında, yukarıda açıklanan nedenlerle, iç disk, r_{co} yarıçapına erişinceye kadar içeri ilerler (D noktası). Bundan sonra, \dot{M}_{in} E noktasına karşılık gelen değere çıkıncaya kadar $r_{in} = r_{co}$ sağlanır ve sistem WP fazındadır. Şekil 1'de mavi kesikli çizgi r_{co} birimiyle R_ξ 'yi göstermektedir. \dot{M}_{in} seviyesi E noktasındaki seviyesine ulaştığında $r_{in} = R_\xi = r_{co}$ durumu oluşur (tork tersinmesi). Bu seviye üzerinde yükselen \dot{M}_{in} 'le birlikte, $r_{in} = R_\xi$ durumu korunarak iç disk içeri girer (SU fazı). Bu durum, E ve F noktaları arasında denk gelen dar bir \dot{M}_{in} aralığında sağlanır. Artan kütle aktarım oranıyla R_ξ kararsız üst kola ulaştığında (F noktası), iç disk kapalı alan çizgilerini açarak içeri, yıldıza doğru ilerlemeye başlar. Çünkü, r_η 'nin alt ve üst kolları arasındaki bölgede τ_{int} değerleri kısalmış ve manyetik alan diskteki maddeyi birlikte dönmeye zorlayabilecek kadar güçlü değildir. İç diskin içeri ilerleyişi alt kol üzerinde $r_{in} = r_\eta$ eşitliği sağlanıncaya kadar devam eder (G noktası). Bundan sonra, artan \dot{M}_{in} ile birlikte iç disk r_η kararlı kolunu takip ederek yıldız yüzeyine erişinceye kadar ilerlemesini sürdürür (daha detaylı bilgi için bkz. [Ertan 2021](#)).

Şekil 2, Şekil 1'deki \dot{M}_{in} ve r_{in} değişimine karşılık gelen periyot türevi değişimini göstermektedir. Şekil 2'de görüldüğü gibi, modelde tork tersinmesi gözlemlerle tutarlı olarak küçük bir \dot{M}_{in} değişimiyle meydana gelmektedir ve tork tersinmesinin



Şekil 1. r_{in} 'in \dot{M}_{in} 'e bağlı değişimi (kesiksiz eğri). Bu örnek model eğrisi, $\Delta r/r_{in} = 0.2$, $\eta = 1.0$, $\xi = 0.5$, $\mu = 1 \times 10^{26} \text{ G cm}^3$ ve $P = 5 \text{ ms}$ değerleriyle elde edilmiştir. Bu şekil Ertan (2021)'den alınmıştır.

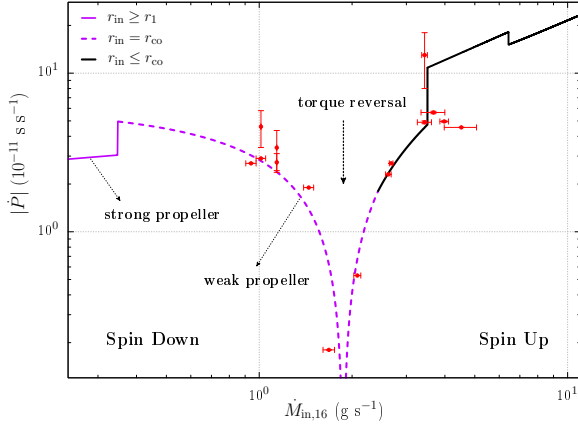


Şekil 2. \dot{P} 'nin \dot{M}_{in} 'e bağlı değişimi. Şekil 1'de verilmiş model parametrelerinin aynısı kullanılmıştır. Bu şekil Ertan (2021)'den alınmıştır.

iki tarafındaki tork büyüklükleri aynı mertebededir. Disk parametrelerine bağlı olarak tersinme sırasındaki model eğrilerinin biçimi değişebilir. Bu parametrelerin farklı sistemler için benzer büyüklükte olduğu varsayımıyla, farklı sistemlerin farklı kütle aktarım oranlarında benzer tork tersinmesi davranışı göstermesi gerektiği sonucuna varabiliriz. Gerçekten de farklı sistemler Ş1'de özetlenmiş olan çok tipik ve benzer tork tersinmesi özellikleri göstermektedir (Bildsten ve diğ. 1997).

Tork tersinme modellerini test etmek için LMXB

kaynağının 4U 1626–67 olduğu görülmektedir (Camero-Arranz ve diğ. 2010). Bu kaynağın geometrik olarak ince bir diski vardır ve disk torklarını etkileyecek bir eş yıldız rüzgarı yoktur. Ayrıca, defalarca tork tersinmesi göstermiş kaynağın tersinmenin her iki tarafında gözlenmiş mükemmel bir veri seti bulunmaktadır. Yukarıda özetlediğimiz kapsamlı modeli (Ertan 2021) 4U 1626–67'nin tork tersinmesiyle de test ettik (Gençali ve diğ. 2022). Bu çalışmada elde ettiğimiz model eğrileri, kaynağın tork tersinme verileriyle birlikte Şekil 3'de sunulmuştur. Elde ettiğimiz bu



Şekil 3. 4U 1626–67'nin tork tersinme verileri ve örnek model eğrisi. Bu model eğrisinin elde edildiği model parametreleri: $\xi = 0.68$, $\mu = 3 \times 10^{30} \text{ G cm}^3$, $\Delta r/r = 0.2$, $\eta = 1$, $d = 5.3 \text{ kpc}$. Gözlemsel veriler Takagi ve diğ. (2016)'dan elde edilmiştir. Şekil Gençali ve diğ. (2022)'den alınmıştır.

model uyumu göstermektedir ki 4U 1626–67'nin tork tersinmesi geometrik olarak ince kütle aktarım diskine sahip nötron yıldızlarının WP/SU geçişleriyle, farklı yeni varsayımlara gerek duymadan, doğal olarak açıklanabilmektedir. Tork verisine iyi uyum sağlayan model eğrilerini $\mu \simeq 3 \times 10^{30} \text{ G cm}^3$ ve tersinmeye denk gelen $\dot{M}_{in} \simeq 2 \times 10^{16} \text{ g s}^{-1}$ değerleriyle elde edebilmekteyiz. Bu kritik \dot{M}_{in} seviyesine karşılık gelen kaynak uzaklığı 5.3 kpc olup kaynak için tahmin edilmiş uzaklık değerleri aralığında kalmaktadır (detaylar için bkz. Gençali ve diğ. 2022).

3 Tartışma ve Sonuçlar

LMXB sistemleri, nötron yıldızlarının kütle aktarım disklerinin fizikini ve disk-manyetosfer etkileşimlerini çalışmak için mükemmel laboratuvarlardır. Bu makalede, LMXB'lerin karakteristik X-ışına ve dönme özelliklerini anlatıp geleneksel modellerin bu davranışları açıklamada karşılaştıkları zorlukları tarif ettik. Sonuçlarımızdan anlaşılıyor ki bu problemlere üretilebilecek çözümler henüz iyi bilinmeyen iç disk dinamiğiyle ilişkili olmalı. İç disk yarıçapı, modellerde hemen bütün tork ve X-ışına gücü hesaplarını etkiliyor ve dönme fazları arası geçişler için kritik koşullar için de belirleyici oluyor. Geleneksel hesaplamalara dayalı model tahminlerinin LMXB davranışlarını bütüncül bir tutarlılık içinde açıklayamadığını görmekteyiz.

Daha önce tMSP sistemleri için önerdiğimiz modelin (Ertan 2017, 2018), bu kaynakların LMXB evresinde ve RMSP/LMXB geçişleri sırasında gösterdikleri X-ışına gücü ve tork değişimlerini Ş2.2'de anlattığımız şekilde açıklayabilmesinin motivasyonu, modeli bütün dönme fazlarını ve fazlar arası geçişleri de içerek şekilde geliştirdik (Ertan 2021). Bu kapsamlı model, çok farklı özelliklerde LMXB sistemlerinin tipik tork tersinme davranışlarıyla tutarlı sonuçlar üretmektedir. Ayrıca, modelin 4U 1626–67 kaynağının gözlenen detaylı tork tersinmesi davranışını üretebildiğini de gösterdik (Gençali ve diğ. 2022). Bu kaynak için $P = 7.66 \text{ s}$ (Rappaport ve diğ. 1977) ve dipol momenti bir kaç 10^{30} G cm^3 tahmin ederken, tMSP sistemleri için periyotlar milisaniyeler düzeyinde ve dipol momentleri 4U 1626–67'ye göre yaklaşık üç merteye daha küçüktür. Bu bakımdan, tMSP'lerin SP/WP geçişlerinin ve 4U 1626–67'nin tork tersinmesinin aynı model

içinde açıklanabiliyor oluşu çarpıcıdır. Bu modelin hesaplamaları ve uygulamaları Ş2'de özetlenmektedir.

LMXB kaynaklarının başka diğer önemli açık problemleri de vardır (Patruno & Watts 2021). Örneğin, bu sistemlerin çoğu yine geleneksel modellerin tahminlerinin aksine X-ışını atmaz göstermemektedir. Kütle aktaran milisaniye pulsarları (AMXP'ler) olarak bilinen LMXB'lerin küçük bir alt grubu geniş kütle aktarım oranı aralıklarında X-ışını atmaları göstermektedir. AMXP ve atma göstermeyen LMXB kaynakları arasındaki temel farklılık nedir? Milisaniye X-ışını pulsarlarının LMXB sistemlerinde uzun süreli evrimleri boyunca disklerinden kütle aktarımı yoluyla hızlandırıldıkları fikri (Alpar ve diğ. 1982; Radhakrishnan & Srinivasan 1982), bu kaynakların gerçekten LMXB sistemleri üyesi olduğunu gösteren keşiflerin artmasıyla artık genel kabul görmektedir. tMSP sistemlerinin keşfi ise AMXP kaynaklarının RMSP sistemlerinin atası olduğunun güçlü bir kanıtıdır. Bununla birlikte, AMXP'lerin ortalama periyodu (3.3 ms) RMSP'lerin ortalama periyodundan (5.5 ms) düşüktür. Bu da açıklama bekleyen önemli problemlerden biridir. Yine iç disk fiziği ve disk-manyetik alan etkileşiminin detaylarıyla ilgili olduğunu düşündüğümüz bu problemlerin çözümü ileride gerçekleştireceğimiz çalışmaların hedefi olacaktır.

Teşekkür

120F329 numaralı proje kapsamındaki bu çalışmaya sağladığı destek için TÜBİTAK'a teşekkür ederiz.

Kaynaklar

- Alpar M. A., Cheng A. F., Ruderman M. A., Shaham J., 1982, *Nature*, 300, 728
- Aly J. J., 1985, *A&A*, 143, 19, [ADS](#)
- Archibald A., 2015, in *APS April Meeting Abstracts*. p. B9.001
- Archibald A. M., ve diğ., 2009, *Science*, 324, 1411
- Bassa C. G., ve diğ., 2014, *MNRAS*, 441, 1825
- Bildsten L., ve diğ., 1997, *ApJS*, 113, 367
- Camero-Arranz A., Finger M. H., Ikhsanov N. R., Wilson-Hodge C. A., Bekken E., 2010, *ApJ*, 708, 1500
- Davidson K., Ostriker J. P., 1973, *ApJ*, 179, 585
- Ertan Ü., 2017, *MNRAS*, 466, 175
- Ertan Ü., 2018, *MNRAS*, 479, L12
- Ertan Ü., 2021, *MNRAS*, 500, 2928
- Frank J., King A., Raine D., 2002, *Accretion Power in Astrophysics*, 3rd edn. Cambridge University Press, Cambridge, UK, [doi:10.1017/CBO9781139164245](#)
- Fromang S., Stone J. M., 2009, *A&A*, 507, 19
- Gençali A. A., ve diğ., 2022, *A&A*, 658, A13
- Ghosh P., Lamb F. K., 1979, *ApJ*, 234, 296
- Hayashi M. R., Shibata K., Matsumoto R., 1996, *ApJ*, 468, L37
- Illarionov A. F., Siuniaeve R. A., 1975, *Soviet Astronomy Letters*, 1, 73, [ADS](#)
- Jaodand A., Archibald A. M., Hessels J. W. T., Bogdanov S., D'Angelo C. R., Patruno A., Bassa C., Deller A. T., 2016, *ApJ*, 830, 122
- Kluźniak W., Rappaport S., 2007, *ApJ*, 671, 1990
- Lamb F. K., Pethick C. J., Pines D., 1973, *ApJ*, 184, 271
- Lovelace R. V. E., Romanova M. M., Bisnovatyi-Kogan G. S., 1995, *MNRAS*, 275, 244
- Miller K. A., Stone J. M., 1997, *ApJ*, 489, 890
- Papitto A., ve diğ., 2013, *Nature*, 501, 517
- Papitto A., de Martino D., Belloni T. M., Burgay M., Pellizzoni A., Possenti A., Torres D. F., 2015, *MNRAS*, 449, L26
- Patruno A., Watts A. L., 2021, in Belloni T. M., Méndez M., Zhang C., eds, *Astrophysics and Space Science Library Vol.*

6 Ertan, Ü.

- 461, *Astrophysics and Space Science Library*. pp 143–208
([arXiv:1206.2727](https://arxiv.org/abs/1206.2727)), [doi:10.1007/978-3-662-62110-3_4](https://doi.org/10.1007/978-3-662-62110-3_4)
- Radhakrishnan V., Srinivasan G., 1982, *Current Science*, 51, 1096
- Rappaport S., Markert T., Li F. K., Clark G. W., Jernigan J. G.,
McClintock J. E., 1977, *ApJ*, 217, L29
- Ray P. S., Roy J., Bhattacharyya B., Stappers B., Chengalur J. N.,
Deneva J. S., Camilo F. M., 2015, in *American Astronomical
Society Meeting Abstracts #225*. p. 346.07
- Shakura N. I., Sunyaev R. A., 1973, *A&A*, 24, 337, [ADS](#)
- Takagi T., Mihara T., Sugizaki M., Makishima K., Morii M., 2016,
[PASJ](#), 68
- Ustyugova G. V., Koldoba A. V., Romanova M. M., Lovelace
R. V. E., 2006, *ApJ*, 646, 304
- Uzdensky D. A., 2002, *ApJ*, 572, 432
- Uzdensky D. A., 2004, *Ap&SS*, 292, 573

Access:

M23-0322: [Turkish J.A&A](#) — Vol.4, Issue 3.