



**T.C.
İSTANBUL ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**



YÜKSEK LİSANS TEZİ

**X-IŞIN GÖZLEMLERİ KULLANILARAK NÖTRON
YILDIZLARINDA R-MOD OSİLYONLARININ GENLİKLERİ
ÜZERİNE LİMİTLER**

TUĞBA BOZTEPE

Astronomi ve Uzay Bilimleri Anabilim Dalı

Enstitü Programı

DANIŞMAN

Prof. Dr. Tolga GÜVER

II. DANIŞMAN

Dr. Öğr. Üyesi Kai Oliver SCHWENZER

Eylül, 2022

İSTANBUL

Bu alışma 15.09.2022 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından Astronomi ve Uzay Bilimleri Anabilim Dalı Enstitü Programında Yüksek Lisans Tezi olarak kabul edilmiştir.

Tez Jürisi

Prof. Dr. Tolga GÜVER (Danışman)
İstanbul Üniversitesi
Fen Fakültesi

Prof. Dr. Ersin GÖĞÜŞ
Sabancı Üniversitesi
Mühendislik ve Doęa Bilimleri Fakültesi

Prof. Dr. Kazım Yavuz EKŐİ
İstanbul Teknik Üniversitesi
Fen Edebiyat Fakültesi



- **İntihal Programı Beyanı**

20.04.2016 tarihli resmi gazetede yayımlanan Lisansüstü Eğitim ve Öğretim Yönetmeliğinin 9/2 ve 22/2 maddeleri gereğince; Bu Lisansüstü teze, İstanbul Üniversitesi'nin aboneli olduğu intihal yazılım programı kullanılarak Fen Bilimleri Enstitüsü'nün belirlemiş olduğu ölçütlere uygun rapor alınmıştır.

- **Proje Destekleri**

Bu tez 119F073 numaralı proje ile TÜBİTAK tarafından desteklenmiştir.

- **Tezden Üretilmiş Yayınların Künye Bilgileri**

Boztepe et al., 2020, MNRAS, 498, 2734. doi:10.1093/mnras/staa2503

ÖNSÖZ

Her zaman daha iyi ve daha fazlasını yapabileceğime inandığı ve her zaman beni desteklediği için sevgili danışmanım Sn. Prof. Dr. Tolga GÜVER'e sonsuz teşekkür ederim. Bana karşı gösterdiği sabır, ilham verici tavsiyeler ve paylaştığı derin bilgileri için kendisine tekrar tekrar çok teşekkür ederim.

İkinci danışmanım sevgili Dr. Öğr. Üyesi Kai SCHWENZER'a gerek tezim kapsamındaki çalışmalarımızda, gerek İngilizce yaptığım sunum ve çalışmalarımda gerekse tez dışı çalışmalarımda bana zaman ayırdığı ve sabırla beni dinlediği için kendisine çok teşekkür ederim.

Özellikle tez sürecim de bana her zaman destek olup eleştirel bir gözle bakmamı sağladıkları için sevgili arkadaşlarım Elif Köksal, Şeyma Ceren Sanlı ve Burak Kay arkadaşlarıma teşekkür ederim. Ayrıca, zaman ayırıp tezimi okuyarak, öneri ve düzeltmelerde bulunan sevgili Dr. Erbil Gügercinoğlu'na da teşekkür ederim.

Son olarak bütün eğitim sürecince beni destekleyen sevgili annem ve babam Döndü-Emin BOZTEPE, kardeşlerim Sinem BEDEL, İrem BOZTEPE ve Ayşe BOZTEPE ERDEM'e içten teşekkürlerimi sunarım. Onların anlayışı, sabrı ve desteği olmadan bu tez asla tamamlanamazdı. Özellikle sevgili anneme, beni her zaman destekleyerek yanımda olduğu ve bana inandığı için sonsuz teşekkür ve minnetlerimi belirtmek isterim. Bu tezi sevgili anneme ithaf ediyorum.

Eylül, 2022

TUĞBA BOZTEPE

İÇİNDEKİLER

	Sayfa No
ÖNSÖZ	iv
İÇİNDEKİLER	vi
ŞEKİL LİSTESİ	viii
TABLO LİSTESİ	ix
SİMGE VE KISALTMA LİSTESİ	x
ÖZET	xii
SUMMARY	xiv
1. GİRİŞ	1
2. GENEL KISIMLAR	4
2.1. NÖTRON YILDIZLARI	4
2.1.1. Nötron Yıldızlarının Kısa Tarihi	4
2.1.2. Nötron Yıldızlarının Evrimi	5
2.1.3. Nötron Yıldızlarının İç Yapısı	7
2.1.4. Pulsarlar	9
2.1.5. Milisaniye Pulsarları	11
2.2. NÖTRON YILDIZLARININ SICAKLIĞI VE SOĞUMASI	12
2.3. YILDIZLARDA OSİLASYON TÜRLERİ	14
2.3.1. Nötron Yıldızlarında r-mod Osilasyonları:	15
3. MALZEME VE YÖNTEM	18
3.1. VERİLERİ KULLANILAN KAYNAKLAR	18
3.1.1. <i>PSR J1653–0158</i>	18
3.1.2. <i>PSR J1227–4853</i>	18
3.1.3. <i>PSR J1723–2837</i>	19
3.1.4. <i>PSR J2241–5236</i>	19
3.1.5. <i>PSR J1810+1744</i>	20
3.1.6. <i>PSR J1744–1134</i>	20
3.1.7. <i>PSR J2256–1024</i>	20

3.1.8. <i>PSR J1400–1431</i>	21
3.1.9. <i>PSR J0952–0607</i>	21
3.1.10. <i>PSR J1231–1411</i>	21
3.2. GÖZLEM VERİLERİ KULLANILAN UYDULAR	23
3.2.1. <i>XMM-Newton</i>	23
3.2.2. <i>Chandra</i>	25
3.2.3. <i>SUZAKU</i>	27
3.3. TAYFSAL ANALİZ VE MODELLER	30
3.3.1. Karacisim (BB) Modeli :	30
3.3.2. Güç-kanunu (POW) Modeli :	31
3.3.3. Nötron Yıldızı Atmosfer (NSA) Modeli :	31
3.4. TAYFSAL ANALİZ	33
4. BULGULAR	37
4.1. <i>PSR J1653–0158</i>	38
4.2. <i>PSR J1227–4853</i>	39
4.3. DİĞER KAYNAKLAR	41
5. TARTIŞMA VE SONUÇ	49
KAYNAKLAR	54
ÖZGEÇMİŞ	61

ŞEKİL LİSTESİ

Sayfa No

Şekil 2.1: Teorik öngörü doğrultusunda bir nötron yıldızının iç yapısı gösterilmektedir (3G Science White Paper).	8
Şekil 2.2: Dönüş periyoduna P karşılık dönüş periyodunun zamana karşı türevini $\dot{P}$ gösteren diyagramdır. Mavi noktalar, ATNF Pulsar Kataloğu'ndan (Manchester <i>ve diğ.</i> , 2005) alınan pulsar değerleridir. İkili pulsarlar açık dairelerle vurgulanır. Sabit manyetik alan çizgileri (kesikli), karakteristik yaş (kesik noktalı) ve aşağı dönüş enerji kaybı oranı (noktalı) da gösterilmektedir (Lorimer, 2008).	10
Şekil 2.3: Bir pulsarın temel fiziksel modelini göstermektedir (Backer & Kulkarni, 1990).	12
Şekil 2.4: Normal maddeden oluşan bir NY için yüzey sıcaklığı (Yakovlev & Pethick, 2004). Düz çizgi, yavaş nötrino emisyonu (standart soğuma modeli varsayımı) yoluyla gerçekleşen soğumayı gösterir. Kesik çizgiler, farklı kütleler için hızlı nötrino emisyonu ile NY soğumasını göstermektedir. Hata çubuklu noktalar ise bazı NY gözlemlerini gösterir.	13
Şekil 3.1: XMM-Newton, ESA (Resim,C. Carreau)	23
Şekil 3.2: ACIS-I ve HRC-I karşılaştırıldığında çeşitli EPIC dedektör kombinasyonları ile XMM-Newton'nun etkin alanı gösterimi (XMM Users' Handbook).	24
Şekil 3.3: İki farklı EPIC kamerasının görüş alanının kaba bir taslağı gösterilmektedir; MOS (sol) ve pn (sağ). Gölgele daire 30' çaplı bir alanı gösterir (XMM-Newton Users Handbook).	25
Şekil 3.4: Chandra Uydusunun Temsili gösterimi (NASA/NGST).	25
Şekil 3.5: ACIS odak düzleminin ölçekli değil şematik görünümü (Chandra Web).	26
Şekil 3.6: HRMA / ACIS için logaritmik ölçekte enerjiye karşılık etkin alan gösterilmektedir. (Chandra Web).	27
Şekil 3.7: SUZAKU uydusunun görünümü. Görsel JAXA'dan alınmıştır.	28
Şekil 3.8: Kaynak ve arkaplan bölgesi için seçilen bölgeler yeşil çember ile ds9 programı üzerinden gösterilmiştir.	35
Şekil 4.1: PSR J1653-0158'nin en iyi uyumlu olduğu modelin X-ışın spektrumu gösterilmiştir. Alt paneller, model ile verilerin istatistiksel belirsizliğini göstermektedir. Üst paneldeki etiketler, Chanda, XMM-Newton veya SUZAKU verilerine karşılık gelmekte olup farklı renklerde gösterilmiştir.	38
Şekil 4.2: NSA modeli kullanılarak PSR J1653-0158 kaynağı için elde edilen sınır değeri göstermektedir. Sol ve sağ panel sırasıyla, 0.53 ve 0.84 kpc uzaklık için elde edilen sonuçları gösterir.	39

Şekil 4.3: PSR J1227-4853'nin en iyi uyumlu olduğu modelin X-ışın spektrumu gösterilmiştir. Alt paneller, model ile verilerin istatistiksel belirsizliğini göstermektedir. Üst paneldeki farklı etiketler, Chanda, XMM-Newton ve Suzaku verilerine karşılık gelmekte olup farklı renklerde gösterilmiştir.	40
Şekil 4.4: PSR J1227-4853 kaynağının sıcaklık ve Γ parametrelerin uyum istatistiğini gösteren kontür haritasıdır.	40
Şekil 4.5: PSR J1227-4853 kaynağının sıcaklık parametresi ile modellemenin uyum istatistiğini gösterir. Kesikli çizgiler istatistiki olarak uyumlu olduğu değeri göstermektedir.	41
Şekil 4.6: Şekil 4.1'de olduğu gibi modelle en iyi uyum sağlayan X-ışını spektrumu PSR J2241-5236 ve PSR J1723-2837 için verilmiştir (Boztepe ve diğ., 2020).	42
Şekil 4.7: Şekil 4.1'de olduğu gibi modelle en iyi uyum sağlayan X-ışını spektrumu PSR J1810+1744, PSR J1400–1431 için verilmiştir (Boztepe ve diğ., 2020).	42
Şekil 4.8: Şekil 4.1'de olduğu gibi modelle en iyi uyum sağlayan X-ışını spektrumu PSR J1744–1134 ve PSR J2256–1024 için verilmiştir (Boztepe ve diğ., 2020).	43
Şekil 4.9: Şekil 4.1'de olduğu gibi modelle en iyi uyum sağlayan X-ışını spektrumu PSR J0952–0607, PSR J1231–1411 için verilmiştir (Boztepe ve diğ., 2020).	43
Şekil 4.10: NSA modeli kullanılarak PSR J2241-5236 kaynağı için elde edilen sınır değerleri göstermektedir. Sağ ve sol panel farklı uzaklık için elde edilen sonucu gösterir (Boztepe ve diğ., 2020).	45
Şekil 4.11: NSA modeli kullanılarak PSR J1810+1744 ve PSR J1744–1134 kaynakları için elde edilen sınır değerleri göstermektedir (Boztepe ve diğ., 2020).	46
Şekil 4.12: NSA modeli kullanılarak PSR J1723-2837 ve PSR J1400–1431 kaynakları için elde edilen sınır değerleri göstermektedir (Boztepe ve diğ., 2020).	46
Şekil 4.13: NSA modeli kullanılarak PSR J2256–1024 kaynağı için elde edilen sınır değerleri göstermektedir. Sağ ve sol panel farklı uzaklık için elde edilen sonucu gösterir (Boztepe ve diğ., 2020).	47
Şekil 4.14: NSA modeli kullanılarak PSR J0952–0607 kaynağı için elde edilen sınır değerleri göstermektedir. Sağ ve sol panel farklı uzaklık için elde edilen sonucu gösterir (Boztepe ve diğ., 2020).	47
Şekil 4.15: NSA modeli kullanılarak PSR J1231–1411 kaynağı için elde edilen sınır değerleri göstermektedir (Boztepe ve diğ., 2020).	48
Şekil 5.1: Üçgenler, kaynaklar için NSA modeli kullanılarak termal X-ışını verilerinden elde edilen r-mod genliği için üst sınırları gösterir. PSR J1227–4853 kaynağı için hesaplanan değer " + " şeklinde gösterilmiştir. PSR J1653–0158 ve PSR J1227–4853 dışındaki kaynaklar için değerler Boztepe ve diğ. (2020)'den derlenmiştir.	51

TABLO LİSTESİ

	Sayfa No
Tablo 3.1: Milisaniye pulsarlarının literatürden derlenen gözlemsel özellikleri.	22
Tablo 3.2: Analiz edilecek MSP'lerin gözlemlerinin poz süreleri ve incelenen enerji aralıkları içindeki kaynaklardan tespit edilen toplam sayım sayıları.	29
Tablo 4.1: Tüm kaynakların spektral analizinin sonuçları.....	37
Tablo 4.2: Her kaynak için farklı yarıçap varsayımı (8, 10 ve 15km) altında yüzey sıcaklığı için elde edilen değerler verilmiştir. Sıcaklıklar için hata aralığı, hem yarıçap hem de mesafe ölçümlerindeki belirsizliklerden kaynaklanmaktadır. En büyük sıcaklık, en küçük yarıçap ve kaynak mesafesine karşılık gelir ve en küçük sıcaklık için bunun tersi de geçerlidir.	44
Tablo 5.1: Her kaynak için farklı yarıçap varsayımı (8, 10 ve 15km) altında yüzey sıcaklığı için elde edilen değerler verilmiştir. Sıcaklıklar için hata aralığı, hem yarıçap hem de mesafe ölçümlerindeki belirsizliklerden kaynaklanmaktadır. En büyük sıcaklık, en küçük yarıçap ve kaynak mesafesine karşılık gelir ve en küçük sıcaklık için bunun tersi de geçerlidir.	53

SİMGE VE KISALTMA LİSTESİ

Simgeler	Açıklama
----------	----------

$M_{\odot}$	: Güneş kütlesi
-------------	-----------------

Γ	: Foton İndeksi
----------	-----------------

ρ_o	: Yoğunluk
----------	------------

Kısaltmalar	Açıklama
-------------	----------

<i>DKXÇ</i>	: Düşük Kütleli X-ışın Çifti
-------------	------------------------------

<i>MSP</i>	: Milisaniye Pulsarı
------------	----------------------

<i>NY</i>	: Nötron Yıldızları
-----------	---------------------

<i>DM</i>	: Dispersiyon Ölçümü
-----------	----------------------

<i>NSA</i>	: Nötron Yıldız Atmosferi modeli
------------	----------------------------------

<i>BB</i>	: Karacisim Modeli
-----------	--------------------

<i>POW</i>	: Güç-kanunu Modeli
------------	---------------------

<i>Fermi/LAT</i>	: Fermi/Geniş Alan Teleskopu
------------------	------------------------------

<i>BW</i>	: Kara Dul (Black Widow)
-----------	--------------------------

<i>R</i>	: Redback
----------	-----------

ÖZET

YÜKSEK LİSANS TEZİ

X-IŞIN GÖZLEMLERİ KULLANILARAK NÖTRON YILDIZLARINDA R-MOD OSİLASYONLARININ GENLİKLERİ ÜZERİNE LİMİTLER

TUĞBA BOZTEPE

İstanbul Üniversitesi

Fen Bilimleri Enstitüsü

Astronomi ve Uzay Bilimleri Anabilim Dalı

Danışman: Prof. Dr. Tolga GÜVER

II. Danışman: Dr. Öğr. Üyesi Kai Oliver SCHWENZER

r-modlar, baskın kuvvetin Coriolis kuvveti olduğu ve özellikle yüksek hızlarda dönen yıldızlarda daha belirgin olarak gözlenen osilasyonlardır. Bu modlarda baskın kuvvet Coriolis kuvveti olduğu için modun frekansı yıldızın iç yapısından bağımsızdır fakat açısal hızının bir fonksiyonudur. Kütleçekimsel ışıınım dönen tüm yıldızlarda bu modları kararsızlık kuşağına doğru iter, öte yandan yıldızın içindeki viskoz kuvvetler ise bu osilasyonu bozucu bir rol üstlenirler. Eğer yıldız yavaş dönüyorsa, kütleçekimsel ışıınım için zaman ölçeği hep çok daha büyüktür ve yıldız kararlıdır. Hızlı dönen yıldızlarda ise, viskoz kuvvetler sıcaklığa bağlı olduğu için, yıldızın bu osilasyonlara karşı kararsızlığı sıcaklığın bir fonksiyonu olarak tanımlanmaktadır. X-ışın spektroskopisi, bu salınımların genliklerini sınırlamak için oldukça idealdir çünkü bu salınımların sönümlenmesi yıldızda ekstra bir ısı artışına sebep olur. Sonrasında ise r-mod kararsızlığı durur ve yıldız yavaşça tekrar soğumaya başlar. Yıldızda meydana gelen bu sıcaklık artışı X-ışın spektroskopisi ile incelenebilir. Bu kararsızlığın hızlı dönen sistemlerde, örneğin, yeni doğmuş nötron yıldızlarında veya düşük kütleli X-ışın çiftlerinin (DKXÇ'ler) üyelerinde ya da milisaniye pulsarlarında olması beklenir. DKXÇ'lerin gözlemlerine göre birçok kaynak, teorik olarak beklenen r-mod kararsızlık penceresinde yer almaktadır.

Nötron yıldızlarında veya DKXÇ içindeki ısı iletimi ve soğuma karakteristikleri iç yapılarına bağlı olduğu için bize yıldızların iç yapısına dair önemli ipuçları sunmaktadır. Örneğin; dönme frekansı – sıcaklık düzlemindeki r-mod kararsızlık bölgesinin sınırı ve özellikle yıldızın son dönme frekansını belirleyen minimum – farklı iç kompozisyonlara sahip yıldızlar için çok farklıdır. Bu bağlamda literatürden yüksek dönme frekansına sahip potansiyel X-ışın milisaniye pulsarları veya DKXÇ'leri seçilerek tez kapsamında çalışılmıştır. Arşivden alınan X-ışın verilerinin analizi ile bu kaynakların yüzey sıcaklıklarına dair limitler sunulmuştur. Yapılan analizler, çalışılan kaynakların r-mode osilasyonları ve nötron yıldızlarının iç yapısı hakkında bilgi verecek niteliktedir.

Eylül 2022, 74 sayfa.

Anahtar kelimeler: r-mod, nötron yıldızları, gravitasyonel dalgalar, yıldız osilasyonları



SUMMARY

M.Sc. THESIS

LIMITS ON THE AMPLITUDE OF R-MODE OSCILLATIONS OF NEUTRON STARS THROUGH X-RAY OBSERVATIONS

TUĞBA BOZTEPE

İstanbul University

Institute of Graduate Studies in Sciences

Department of Astronomy and Space Sciences

Supervisor: Prof. Dr. Tolga GÜVER

Co-Supervisor: Asst. Prof. Kai Oliver SCHWENZER

R-modes are the oscillations observed especially in stars rotating at high speeds, where the dominant force is the Coriolis force. Since the dominant force in these modes is the Coriolis force, the frequency of the mode is independent of the internal structure of the star but is a function of its angular velocity. Gravitational radiation drives these modes towards the zone of instability in all rotating stars, while the viscous forces inside the star play a destructive role in this oscillation. If the star is spinning slowly, the time scale for gravitational radiation is always much larger and the star is stable. In fast rotating stars, the instability of the star against these oscillations is defined as a function of temperature, since the viscous forces depend on the temperature. The X-ray spectroscopy is ideal for limiting the amplitude of these oscillations because the damping of these oscillations causes an extra temperature increase in the star. Then the r-mode instability stops and the star slowly starts to cool again. This temperature rise in the star can be examined by X-ray spectroscopy. This instability is expected to occur in fast-spinning systems, for example, newborn neutron stars, or members of low-mass X-ray binaries (LMXBs), or millisecond pulsars. r-mode instability can affect any system. According to the observations of the LMXBs, many sources are located in the theoretically expected r-mode instability window.

Since the heat transport and cooling characteristics in neutron stars or LMXBs are dependent on their internal structure, they provide us with important clues about the internal structure of stars. For instance; rotation frequency – the boundary of the r-mode zone of instability in the temperature plane, and especially the minimum that determines the final rotation frequency of the star, is very different for stars with different internal compositions. In this context, potential X-ray millisecond pulsars or LMXBs with high rotation frequency from the literature will be selected and studied within the scope of the thesis. By analyzing the X-ray data taken from the archive, it was attempted to set boundaries on the surface temperatures of these sources. As a result of the analyzes to be made, it is aimed to examine the r-mode oscillations and internal structure of the studied sources.

September 2022, 74 pages.

Keywords: r-mode, neutron stars, gravitational waves, stellar oscillations



1. GİRİŞ

Nötron yıldızları (NY) gökyüzündeki en büyüleyici cisimlerden biridir. Bu cisimler evrendeki en yoğun nesnelerden biri olmakla birlikte basınlık, kompaktlık, dönme frekansı, yoğunluk, basınç ve manyetik alan koşullarını test etmek için doğal birer laboratuvarıdır. Kütle ve yarıçap dağılımı (Özel, 2013; Özel *ve diğ.*, 2016), soğuma süreci (Yakovlev & Pethick, 2004; Potekhin, Pons, & Page, 2015) gibi özelliklerinin çoğu yapılan güncel çalışmalar ile ortaya çıksa da, iç yapıları keşfedildikleri dönemdeki gibi belirsizliğini korumaktadır. Bu da şimdiye kadar tespit edebildiğimiz herhangi bir yüksek yoğunluktaki madde hakkındaki teorik anlayışımızın ve madde hal denklemini anlamak için mevcut bilginin yetersizliğinden kaynaklanmaktadır (Brambilla *ve diğ.*, 2014). Bir nötron yıldızının iç yapısını araştırmak için yüksek kaliteli gözlemsel veri gerekir. Yapılan gözlemsel çalışmalar, yoğunlukla nötron yıldızlarının makroskopik özelliklerini belirlemeye ve daha sonra bunları nötron yıldızlarının iç yapısıyla ilişkilendirmeye odaklanmıştır. Bu bağlamda, nötron yıldızının içindeki maddenin hal denklemini çıkarmak için kullanılabilecek en aktif araştırma alanlarından biri nötron yıldızlarının kütlelerinin ve yarıçaplarının ölçülmesidir. Nötron yıldızlarının kütleleri, çift sistemde bulunan pulsarların yüksek kaliteli radyo gözlemlerinden çıkarılabilse de (bkz. Özel & Freire, 2016) nötron yıldızlarının yarıçaplarının ölçümleri oldukça zordur. Çünkü yoğunlukla, bir nötron yıldızının yarıçapını ölçmek için bu nesnelerin tüm yüzeyinden gelen emisyonu tespit edebilmek gerekir. Yarıçap da, yıldızdaki rölativistik etkilerden ötürü ancak kütleinin bir fonksiyonu olarak bulunabilir. İzole nötron yıldızları durumunda, manyetosferdeki saçılma, fotonların yüzeyden gelen enerji dağılımının güçlü bir şekilde değişmesine ve termal olmayan emisyon üretmesine neden olur (Kaspi, Roberts, & Harding, 2006; Potekhin, 2014; Potekhin, Pons, & Page, 2015). Bu etkilerin birleşimi, nötron yıldızlarının yüzey emisyon özelliklerini kesin olarak belirleme çabasını büyük ölçüde engeller. Çift sistemlerdeki nötron yıldızlarında ise yığılma ve yığılma ile ilgili X-ışını emisyonu, yıldızdan gelen yüzey emisyonunu gizler. Nötron yıldızının atmosferinden gelen bu ışınımın dair kanıtlar 1990'larda gönderilen ROSAT uydusu ile elde edilen verilere kadar dayansa da (Becker, Trümper, & Ögelman, 1993; Ögelman, 1995, 1991), son on yılda X-ışınlarında artan nötron yıldızı gözlemi (Chandra uydusu gibi) ve yapılan çalışmalar bu nesnelerden gelen bir termal yüzey

emisyonunun olduğunu kanıtlarını göstermektedir (Bogdanov, 2013).

Yüzey emisyonunun tespiti ile, nötron yıldızlarının fiziksel parametreleri hesaplanabilir. Fakat bu parametrelerin yorumlanması için nötron yıldızlarının atmosferlerinin ayrıntılı ve gelişmiş modelleri gerekir. Bu ölçümlerin doğru yorumlanması için, bu kaynakların güçlü yerçekimine ve hızlı dönmeye sahip olması nedeniyle, özel ve genel görelilik etkilerinin de dikkate alınması gereklidir. Çünkü bu varsayımlar, hal denklemi çözümlerinde, farklı modeller arasında ayırım yapmak için gereken doğruluktan daha büyük kütle ve yarıçap ölçümleri gibi hatalara yol açabilir (bkz. Özel, 2013). Ayrıca, genel görelilik teorisi nedeniyle, nötron yıldızlarından yüzey emisyonu, bu nötron yıldızlarının kütle ve yarıçap ölçümleri birbirine bağlı olduğu için, örneğin kütle çekimsel kırmızıya kayma gibi, yerçekimi etkilerinden etkilenir (bkz. Bauböck *ve diğ.*, 2015; Bauböck, 2016; Bao, Østgaard, & Dybvik, 1994; Cottam, Paerels, & Mendez, 2002; Lindblom, 1984; Wex, 2017; Weinberg, Bildsten, & Schatz, 2006). Bununla birlikte, gözlemsel olarak ilerlemiş olmamızın umut verici bir diğer yolu dünyanın yapısını, güneşi ve/veya yıldızları araştırmamıza izin veren, benzer yöntemlere dayanan ve son yıllarda istikrarlı bir şekilde ilerleme kaydeden asterosismolojidir.

Dönen kompakt yıldızlarda gerçekleşmesi beklenen r-mod osilasyonları (veya salınımları) (Andersson, 1998), bu sistemlerin asterosismolojisi için ideal araçlardır (Andersson & Kokkotas, 2001; Haskell & Schwenzer, 2021; Kokkotas & Schwenzer, 2016). Bu yapılar kütleçekimsel dalga emisyonuna karşı kararsız bir yapı sergiler. Hızlı dönen kaynaklardaki asterosismolojik dalgalanmaların (Andersson, 1998) yıldız içinde dağılımı bu dalgalanmayı sönümlemediği sürece var olacaktır. Yayılma, iç kısımdaki maddenin şekline ve dolayısıyla sıcaklık gibi çeşitli parametrelere bağlıdır.

R-modların, kütleçekimsel dalgaların oluşmasına ve bu dalgaların yayılmasına neden olduğu düşünülmektedir. Bu durumda r-modların genliğinin artması beklenir, bu genliklerin modu sönümlemediği takdirde, genliğin doğrusal olmayan bir şekilde artması beklenir (Alford & Schwenzer, 2014; Levin, 1999; Schwenzer *ve diğ.*, 2017). Genliklerine bağlı olarak r-modlar kompakt yıldızlarda kütleçekimsel dalgalara neden olur. Bu etkinin, hızlı dönen kaynaklar incelendiğinde, sönümleme nedeniyle yıldızda ekstra bir ısı meydana getirmesi beklenir. Bu sönümleme yıldızın iç yapısına bağlıdır, bu yüzden bu ekstra ısının varlığına ya da yokluğuna dair bir kanıt bulunabilirse iç yapısı formu hakkında bir fikir edinebiliriz. Bu

ekstra sıcaklık artışının X-ışınlarında tespit edilmesi beklenmektedir.

Dolayısıyla bu kararsızlığın hızlı dönen sistemlerde, örneğin, yeni doğmuş nötron yıldızlarında veya düşük kütleli X-ışın çiftlerinin (DKXC'ler) üyelerinden olan milisaniye pulsarlarında olması beklenir. Bunlar genellikle, ana yıldızın bir nötron yıldızı veya kara delik, yoldaş yıldızın ise Roche lobunu doldurmuş madde aktarımı yapmakta olan geç tayf türünden düşük kütleli bir yıldız olduğu ikili sistemlerdir. Bu sistemlerin son hali olarak adlandırılan milisaniye pulsarlarının (MSP) Alpar *ve diğ.* (1982) tarafından, yaşlı, yavaş dönen ve muhtemelen ölü bir nötron yıldızının düşük kütleli bir yoldaş yıldızdan aktarılan madde yoluyla 'geri dönüşümünden' kaynaklandığı öne sürülmüştür. Yoldaş yıldızdan aktarılan kütle aynı zamanda yörüngeden nötron yıldızına açısal momentum aktarır ve eskisinden daha hızlı dönmesine yol açar. Böylece pulsar emisyon süreci yeniden etkinleşir. Bu tez kapsamında MSP X-ışın verileri kullanarak r-mod osilasyonlarından beklenen ekstra sıcaklık değeri için bir üst limit değeri konulmaya çalışılmıştır.

2. GENEL KISIMLAR

2.1. NÖTRON YILDIZLARI

2.1.1. Nötron Yıldızlarının Kısa Tarihi

Nötronun Chadwick (1932) tarafından keşfedilmesinden sonra Baade & Zwicky (1934), nötronlardan oluşan yoğunlaşmış bir yıldızın, yıldız evriminin nihai bir ürünü olacağı fikrini ortaya attılar. Sonrasında Tolman (1934) tarafından elde edilen sonuçlardan yararlanarak Oppenheimer & Volkoff (1939), dejenere nötron maddesinden oluşan bir yıldızın kütlesi için ilk üst sınırı hesaplamışlardır. 1960'larda gökbilimciler PSR B1919+21 pulsarını gözlemlediler (Hewish *ve diğ.*, 1968). Pacini (1968)'de, güçlü bir çift kutuplu manyetik alana sahip, hızla dönen bir nötron yıldızının çok enerjik bir elektrik hızlandırıcı görevi göreceğini ve Yengeç gibi nötron yıldızını çevreleyen bir bulutsudan gelen radyasyon için enerji kaynağı sağlayabileceğini öne sürdü. 1967'nin sonuna doğru ise ilk pulsar tesadüfen keşfedildi (Hewish *ve diğ.*, 1968). Gökyüzünden belirli bir noktadan gelen sabit bir dizi karakteristik atımlar radyo frekanslarında gözlemlendi. Bu keşfin ardından, hızla art arda birçok pulsar bulundu ve çok geçmeden bunların yüksek manyetik alanlara sahip, hızla dönen nötron yıldızları oldukları konusunda fikir birliğine varıldı (Gold, 1969; Hewish *ve diğ.*, 1968). Nötron yıldızların manyetik kutuplarının yukarısından yayılan radyo emisyonu, bir deniz feneri ışığı gibi görüş alanımızda dönmesinden dolayı düzenli olarak radyo atımları gözlenir. Gözlemlenen sinyallerin doğası, bu kaynakların kompakt ve oldukça uzak nesneler olması yönündeydi. Sonrasında yayınladıkları keşif makalesi ile Hewish *ve diğ.* (1968), beyaz cüce ve nötron yıldızından gözlenebilecek salınımların, gözlenen atımların olası kaynaklarından biri olabileceğini önermiştir. Kompakt ikili sistemleri içeren teoriler, sinyallerin periyodundaki yavaş artışın kompakt bir ikiliden kütleçekimsel ışıınım şeklindeki enerji kaybından olması gerektiği yönündeydi fakat sonra bu teoriler bırakıldı. Dönen beyaz cücelerin dönemindeki alt sınırların, bu nesnelerden gözlemlenen en yavaş dönemleri açıklamak için çok büyük olduğu bulundu. Gold (1969) ve (Hewish *ve diğ.*, 1968), yeni bulunan nesneleri dönen NY'ler olarak doğru şekilde tanımlayan ilk kişilerdir. Nötron yıldızının keşfinden bu yana geçen 54 yıl içerisinde, astrofiziksel süreçlerin aşırı koşullar

altında çalışılabilmesi için nötron yıldızları birincil laboratuvarlardır.

2.1.2. Nötron Yıldızlarının Evrimi

En genel anlamda yıldızlar, bulutsuların içinde bulunan soğuk ve yoğun moleküllerin kütleçekimsel çöküşünden doğarlar. Bulut çöktükçe, yıldız çekirdeklerini oluşturmak üzere büzüşen daha küçük bölgelere ayrılırlar. Bu ilkel yıldızlar daha hızlı dönerler ve yoğunlaştıkça sıcaklıkları artar. Daha sonra içinden gezegenlerin oluşabileceği bir gezegen diski ile çevrilir.

Büzülen bu ilkel yıldızların merkezi sıcaklığı, nükleer reaksiyonların başlayacağı noktaya kadar yükselir. Bu noktada çekirdekte meydana gelen nükleer füzyon tepkimeleri ile Hidrojen Helyum' a dönüştürülür ve yıldız anakolda doğar. Yıldız, ömrünün yaklaşık %90'ı boyunca Hidrojen'i Helyum' a dönüştürmeye devam ederek bir anakol yıldızı olarak kalır. Çekirdekteki Hidrojenin tamamı Helyuma dönüştüğünde, enerji üretimi durur ve çekirdek büzülmeye başlar. Bu, yıldızın iç sıcaklığını yükseltir ve hareketsiz çekirdeğin etrafında yanan Hidrojen kabuğunu ateşler. Bu arada, Helyum çekirdeği büzülmeye ve sıcaklık da artmaya devam eder, böylece Hidrojen kabukta enerji üretim hızının artmasına yol açar. Bunun sonucunda, yıldız muazzam bir şekilde genişler ve parlaklığı artar – yıldız bir kırmızı dev olur.

Nihayetinde, çekirdek, Helyumu Karbona çevirecek kadar yüksek sıcaklıklara ulaşırsa ve yıldızın kütlesi yaklaşık $2.2 M_{\odot}$ Güneş kütlesinden daha küçükse, tüm çekirdek bir Helyum çekirdeği parlaması ile aniden tutuşur. Yıldızın kütlesi bu değerden daha büyükse, çekirdeğin tutuşması daha sakın olur. Aynı zamanda yıldız, çekirdeğin etrafındaki bir kabukta Hidrojen yakmaya da devam eder.

Yıldızın, Helyumu Karbona dönüştürme süresi, Hidrojeni yakmasından çok daha kısa sürer. Helyum tamamen Karbon'a dönüştüğünde, durağan Karbon çekirdeği büzülmeye ve sıcaklık da artmaya başlar. Böylece çekirdeğin hemen üzerinde, Hidrojen yakan kabukla çevrelenmiş bir Helyum yakan kabuk tutuşturulmuş olur. Bundan sonraki süreçler yıldızın kütlesine bağlıdır.

Bölümün devamında nötron yıldızları için yıldız oluşum süreci açıklanacaktır. Yıldızın kütlesi $8 M_{\odot}$ 'den büyük ise sıkışan çekirdek, Karbonun tutuşması için gerekli sıcaklığa

ulaşacak ve nihayetinde Neon yanmaya başlayacaktır. Çekirdek yanmaya başladıktan sonra çekirdek büzülmesi ve kabuğun yanması, çekirdekte demir oluşuncaya kadar art arda daha ağır elementler üreten bir dizi nükleer reaksiyon ile tekrarlanır. Demirden daha ağır element yakılamaz çünkü bu reaksiyon enerji üretmez aksine reaksiyonun gerçekleşmesi için bir enerji girişi gerekir. Bu nedenle yıldızın iç basıncını sabit tutan yakıtı tükenir ve kendi kütleçekimi altında çökmeye başlar. Yıldızın çekirdek kütlesi bu aşamadan sonra hangi tür yıldızın oluşacağını belirler. Çekirdeğin kütlesi Güneş'imizin kütlelerinin $3 \leq$ katından daha küçük kütleliyse, çekirdeğin çöküşü dejenere nötronların basıncıyla durdurulur ve çekirdek doğanın en büyüleyici astrofizik nesnelerden biri olan nötron yıldızına dönüşür. Çekirdeğin büzülmesindeki ani durma, yıldızın dış katmanları boyunca geri yayılan ve bir süpernova patlamasında onu parçalayan bir şok dalgası üretir.

Çekirdek yaklaşık $\geq 3 M_{\odot}$ 'den daha büyük bir kütleyle sahipse, dejenere nötron basıncı bile bu kütleçekimine dayanmak için yeterli olmaz ve yıldız daha da çökerek bir kara deliğe dönüşür. Atılan gaz, yıldızlararası ortamda genişler ve patlama ile birlikte sentezlenen tüm elementlerle onu zenginleştirir.

Normal yıldızların aksine, nötron yıldızları çekirdekte termonükleer reaksiyon yolu ile ısı üretmezler. Bir nötron yıldızının iç yapısı ve bileşimi aşağıdaki gibi kısaca özetlenebilir (bkz. Bölüm 2.1.3.). Nötron yıldızının yapısı dış katmanlardan itibaren, ince bir atmosfer, metal bakımından zengin bir katı kabuk ve toplam kütleinin çoğunu içeren çoğunlukla nötronlardan oluşan bir çekirdek olduğunu bilmekteyiz (bkz. Özel, 2013). Tipik bir nötron yıldızı, Güneş kütlelerinin bir ila iki katı arasında bir kütleyle ve beş ila on beş kilometre arasında bir yarıçapa sahiptir. Merkezi yoğunluğu $\sim 10^{15} \text{ g cm}^{-3}$ 'dür. Bunlar, karadeliklerden sonra evrende bilinen en yoğun cisimlerdir. Ancak karadeliklerin yüzeyi olmadığından doğrudan gözlemleyebildiğimiz yani yüzeyinden ışık alabildiğimiz en yoğun nesneler nötron yıldızlarıdır. Nötron yıldızının kütlesi ve yarıçapının kesin ölçümleri, bu aşırı yoğunluklarda maddenin nasıl bir yapıya sahip olduğunu ortaya çıkarabilir ve hal denkleminin teorik tahminleriyle karşılaştırılabilir. Ayrıca nötron yıldızlarındaki manyetik alan değeri, magnetar türünde 10^{15} G gibi yüksek değerlere ulaşabilir. Nötron yıldızları, Schwarzschild yarıçapından ($1.4 M_{\odot}$ bir nötron yıldızı için yaklaşık 4 km'dir.) yalnızca biraz daha büyüktür ve yüzeylerindeki kütleçekim alanları, Dünya'dakinin yaklaşık 10^{11} katı kadar güçlüdür. Bu özellikler, nötron yıldızlarını benzersiz fiziksel laboratuvarlar ve astrofiziksel araştırmaların heyecan verici bir hedefi haline getirmektedir. Nötron yıldızları

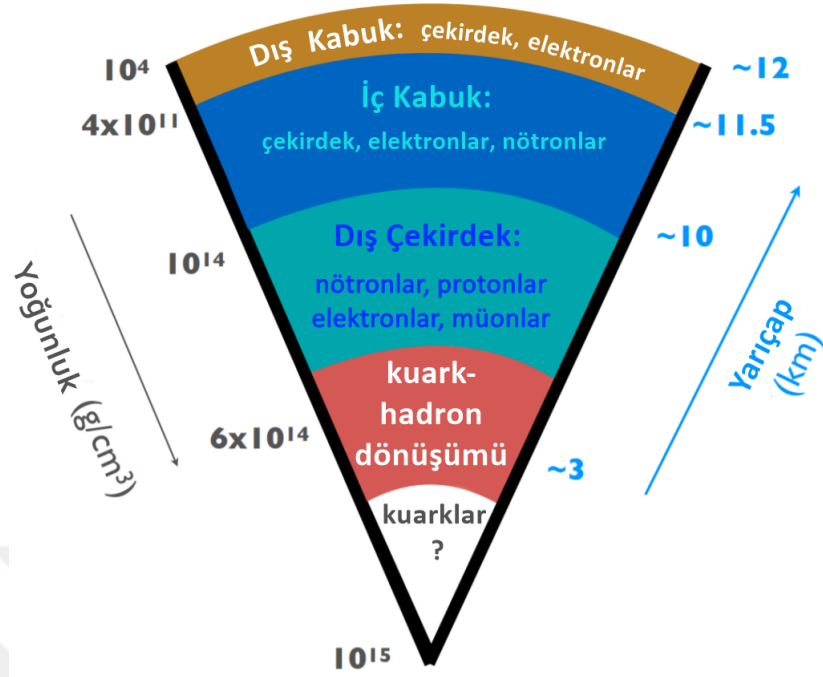
kendilerini tüm elektromanyetik spektrum boyunca çeşitli şekillerde gösterirler. Elli dört yıl önce Hewish ve diğ. (1968) tarafından keşfedilen radyo bandındaki atımların emisyonu sonucunda, nötron yıldızlarının dönme mekanizmasının tüm spektrum boyunca atımlar yaymasına yol açtığı anlaşılmıştır. Genç nötron yıldızları soğurken iç ısılarını yayarlar ve yumuşak X-ışını bandında gözlemlenebilirler (Kaspi, Roberts, & Harding, 2006). Bölüm 2.1.4 ve 2.1.5 'de Pulsar ve Milisaniye pulsarları anlatılacaktır.

2.1.3. Nötron Yıldızlarının İç Yapısı

Nötron yıldızlarının iç yapısına ilişkin modern görüş, üç ana bölgenin varlığını öne sürmektedir. En dış katmandan içe doğru yıldızın iç yapısı: atmosfer, bir dış plazma tabakasıdır; kabuk, kalın bir atom çekirdeği zarfı, serbest elektronlar, protonlar ve nötronlardan oluşur; iç bölge, bileşimi aşırı yoğun maddeden oluşur; çekirdek, içeriği tam olarak bilinmeyen merkezi bölgedir (Lyne & Graham-Smith, 2012). Hem kabuk hem de çekirdeğin iç ve dış bölgelere ayrılmış gösterimi Şekil 2.1'de verilmiştir.

Atmosfer, soğuk yüzeyli sistemlerde ($T \sim 10^5$ K) birkaç milimetre iken genç sıcak sistemlerde ($T \sim 10^6$ K) birkaç on santimetreye kadar bir kalınlığa sahiptir. Fushiki, Gudmundsson, & Pethick (1989) tarafından yapılan çalışma ile yıldızın yüzey tabakasının kimyasal bileşimi, manyetik alanına ve yıldızın sahip olduğu sıcaklığa bağlı olarak atmosferin sıvı bir plazma veya gaz yapısına sahip olabileceği gösterilmiştir. Nötron yıldızının gözlenen tayfı burada oluştuğu için bu plazma tabakası yapılan gözlemler için oldukça önemlidir.

Dış kabuğun kalınlığı birkaç yüz metredir. Bu katı dış kabuk esas olarak iyonlardan ve serbest elektronlardan oluşur. Serbest elektronlar dış katmanlarda dejenere değildir. Tipik yoğunluğu yaklaşık 10^7 g cm⁻³'den 10^{11} g cm⁻³'e kadar uzanır. Yoğunluk $\sim 10^7$ g cm⁻³ iken ^{56}Fe dejenere elektron havuzunda baskındır. Artan derinlikle birlikte giderek dejenere ve ultra rölativistik hale gelirler. Yoğunluk arttıkça elektronlar protonlar ile birleşerek nötronlara dönüşürler. Bu $\sim 10^{11}$ g cm⁻³'e kadar devam eder ve dış kabuk nötronca zengin daha ağır atom çekirdekleri oluşturur (Baym & Pethick, 1979). Bu yoğunluk değerine ulaşan ortamda elektronların Fermi enerjisi oldukça yükselir. Öyle ki nötron açısından zengin olan atom çekirdeğinde beta yakalamaları gözlenir. Bu aşamadan sonra nötronlar, dış kabuğun altında serbest bir nötron gazı oluşturur.



Şekil 2.1: Teorik öngörü doğrultusunda bir nötron yıldızının iç yapısı gösterilmektedir (3G Science White Paper).

İç kabuk, $\sim 1 - 2$ km kalınlığına sahiptir. Yoğunluk $\sim 10^{11}$ g cm⁻³'den daha büyük olduğunda artık iç kabuk serbest elektronlar, serbest nötronlar ve nötronca zengin çekirdeklerden oluşur. Kabuğun alt sınırında atom çekirdekleri kaybolur. Bazı modellerde, atom çekirdeğindeki nötronların ve serbest nötronların, süperakışkan bir durumda olabileceği düşünülmektedir.

Dış çekirdek $\sim 8 - 10$ km kalınlığa sahiptir. İç çekirdek nötronlar, proton, elektronlar ve muhtemelen müon bileşimine sahiptir. Bütün parçacık bileşenleri dejenere olup, protonlar ve nötronlar süperakışkan fazdadır. İç çekirdek, bir nötron yıldızının en belirsiz ve en az bilinen bölgesidir. Merkezi yoğunluğu $\sim 5 - 10 \rho_0$ değerine ($\rho_0 \sim 2.8 \times 10^{14}$ g cm⁻³ nükleer doyumluk yoğunluğu olmak üzere) kadar ulaşabilir ve parçacık bileşimi, ultra yüksek yoğunluklarda maddenin bilinmeyen temel durumuna kuvvetle bağlıdır. Bose-Einstein yoğunlaşmaları, kuarkların serbest hâle gelmesi ve muhtemelen aşırı yoğun maddenin gerçek temel durumu olarak egzotik maddenin varlığını içeren çeşitli hipotezler mevcuttur (bkz. Baym & Pethick, 1979). Başka bir olasılık ise, hadronik ve kuark maddesinin karma bir faz geçişinin olabileceğidir. Bu ek bileşenlerin varlığı, hal denklemini önemli ölçüde yumuşatabilir (Lattimer & Prakash, 2001, 2004). Astrofizik ve nükleer fiziğin devam eden en önemli araştırmalarından biri, nötron yıldızlarının iç çekirdeğinin yoğunluğunu

ölçmektir. Bu, maddenin hal denklemini ekstra nükleer yoğunluklarda sınırlamamıza izin verir. Bununla birlikte, maddenin yüksek yoğunluktaki teorik çalışmaları, ihtiyaç duyulan koşulların laboratuvar ortamlarında elde edilememesi nedeniyle önemli belirsizliklere sahiptir. Bu da, hal denklemleri için farklı nükleer bileşenlerin bileşimine bağlı olan birçok farklı teorik varsayıma yol açmıştır. Nötron yıldızının boyutunu gözlemlerden sınırlayarak, farklı hal denklemleri arasında ayırım yapabilir ve sonunda yıldızın iç bileşimi hakkında bilgiler alınabilir.

2.1.4. Pulsarlar

Galaksimizde keşfedilen ~ 3300 pulsar¹ vardır (Manchester *ve diğ.*, 2005). Bu pulsarların, ana özellikleri, $P-\dot{P}$ 'deki konumuna göre açıklanabilir. Karakteristik yaş ve manyetik alan şiddeti, manyetik dipol modeli aracılığıyla çıkarılabilir. Şekil 2.2'de, $P-\dot{P}$ diyagramında genç ve milisaniye pulsarlarının iki farklı popülasyonu gösterilmektedir.

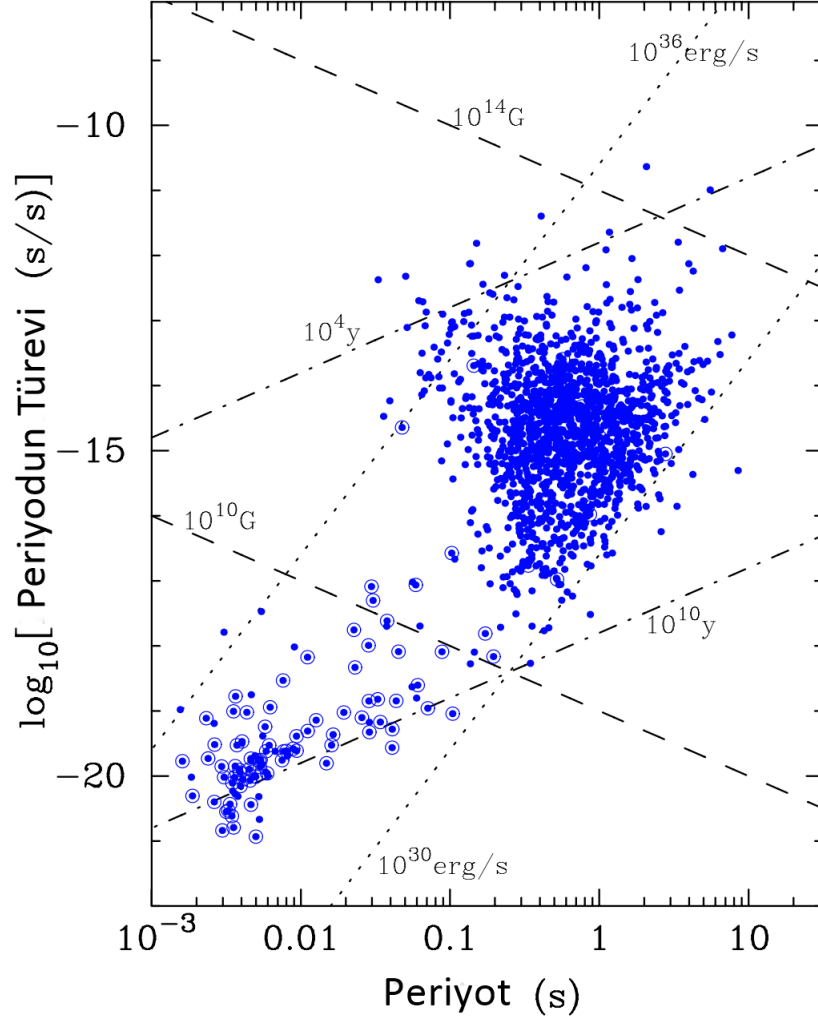
Genel olarak genç pulsarlar; $\sim 0.01 - 1$ s dönme periyodu, manyetik alanları $10^{12} - 10^{14}$ G, yavaşlama (periyot uzama) oranı $\dot{P} \sim 10^{-15} s s^{-1}$ ve karakteristik yaşı $\lesssim 10^5$ yıl iken yaşlı milisaniye pulsarlarının $\sim 0.001 - 0.1$ ms periyodları ve periyodların türevi $\sim 10^{-21} - 10^{-19} s s^{-1}$, karakteristik yaşı $\gtrsim 10^8$ yıl 'dır.

Milisaniye pulsarlarının ismini aldığı geri dönüşüm süreci bölüm 2.1.5.'de açıklanacaktır. Pulsarlar, izole nesneler veya ikili sistemlerin bileşenleri olarak gözlenmiştir. Bu ikili sistemler, iki NY, bir beyaz cüce ve bir NY'nin veya bir anakol yıldızı ve bir NY'nin oluşturduğu sistemler olabilir. Yapısal özelliklerine göre belirli bir tür elektromanyetik ışıyım beklenir.

Şekil 2.2'de diyagramdaki dönme evrimi sınıflandırması şu şekildedir; sol alttaki kümelenme milisaniye pulsarlarını, ortadaki büyük kümelenme genç pulsarları ve diğer türler küçük kümelenmeleri göstermektedir.

Pulsar gözlemlerinden elde edilebilecek en basit iki özellik: dönme periyodu P ve dönme periyodunun zaman içindeki değişimine $\dot{P}$ dayanarak pulsarların 2.1 denkleminde karakteristik yaş τ_c sınıflandırılmasıdır.

¹ <https://www.atnf.csiro.au/research/pulsar/psrcat/>



Şekil 2.2: Dönüş periyoduna P karşılık dönüş periyodunun zamana karşı türevini $\dot{P}$ gösteren diyagramdır. Mavi noktalar, ATNF Pulsar Kataloğu'ndan (Manchester ve diğ., 2005) alınan pulsar değerleridir. İkili pulsarlar açık dairelerle vurgulanır. Sabit manyetik alan çizgileri (kesikli), karakteristik yaş (kesik noktalı) ve aşağı dönüş enerji kaybı oranı (noktalı) da gösterilmektedir (Lorimer, 2008).

$$\tau_c \equiv \frac{P}{2\dot{P}} \quad (2.1)$$

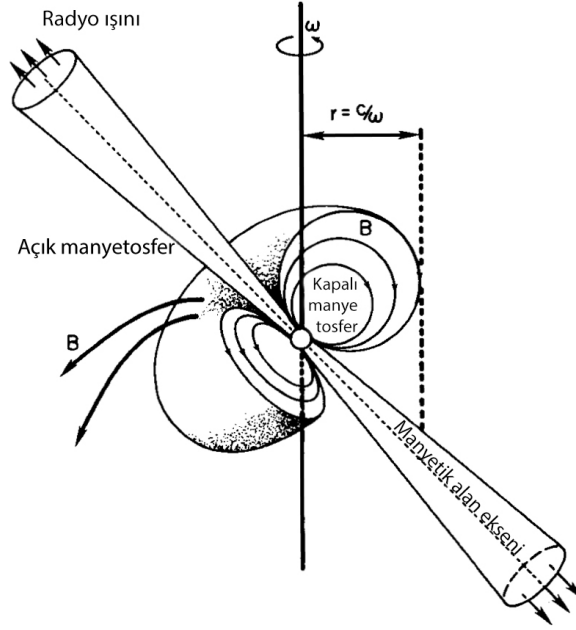
Pulsarın yavaşladığını, yani $P_0 \ll P$ olduğunu varsayarak, $P\dot{P}$ sonucunun zamana göre integre edilmesi sonucunda elde edilir. Bu yaklaşımla, baskın emisyon sürecinin manyetik dipol olduğu varsayılabilir. Burada P_0 , pulsar doğduğundaki periyodudur.

Ayrıca, bir pulsarın yaşını hesaplamak için periyodu ve onun türevini ölçmekten başka bir yöntem var ise (örneğin onu çevreleyen süpernova kalıntısını inceleyerek), frenleme indisini belirlemek için karakteristik yaşla karşılaştırılabilir, dolayısıyla kaynağın toplam enerjisi çalışılabilir.

2.1.5. Milisaniye Pulsarları

Milisaniye pulsarları (MSP), sürekli kütle aktarımı gerçekleştiren DKXÇ'lerinde bulunan bir nötron yıldızının (NY) son aşaması olduğu düşünülmektedir (bkz. 2.1.1.). MSP'ların geri dönüşüm senaryosu altında olduğu genel olarak kabul edilir: birbirlerine yakın bir ikili sistemdeki, bir NY ve bir yoldaş yıldızın Roche lobunun taşması ile beslenen bir diskte madde toplanır. Diskte toplanan maddenin birikmesinden kaynaklı olarak açısal momentum kazanır (Alpar *ve diğ.*, 1982) ve pulsar hızlanır. Bu hızlanma sürecinde, NY açısal momentum kazanır ve manyetik alanı zayıflar (Shibazaki *ve diğ.*, 1989). Bu sırada, yoldaş yıldızdan gelen hafif elementler NY'nin yüzeyinde birikir. MSP'larının düşük manyetik alandan kaynaklı olarak hafif elementlerden oluşan bir atmosferi olması gerektiğini gösterir. Bu da aslında MSP'lerin, NY'na kütle birikiminden kaynaklanan eski ve evrimleşmiş bir NY popülasyonunun temsilcisi olduğunu gösterir. MSP'nin teorik yapısı Şekil 2.3'de gösterilmiştir.

Ransom *ve diğ.* (2005) tarafından yapılan çalışmada bu tür bir mekanizma yoluyla oluşturulan birçok MSP'nin yaşlı küresel kümelerde bulunabildikleri bu da bu sistemlerin oldukça yaşlı olduğunu göstermektedir. Literatürde bilinen milisaniye pulsarlarının tamamı neredeyse ikili sistemlerdedir ve şu ana kadar literatürde yer alan milisaniye pulsarlarının %30'unun izole olduğu ve %70'inin ikili sistemler olduğu düşünülmektedir. Bu nedenle, milisaniye pulsarlarına çoğunlukla geri dönüştürülmüş pulsarlar da denilmektedir (bkz.



Şekil 2.3: Bir pulsarın temel fiziksel modelini göstermektedir (Backer & Kulkarni, 1990).

Bailes ve diğ., 2011). Bir pulsarın yavaşlama hızı, yani periyodunun ne kadar hızlı büyüdüğü, manyetik alanının gücüne bağlı olduğundan, zayıf bir manyetik alana sahip bir pulsar, mevcut dönme periyodunda çok daha uzun süre kalabilir. Bu kaynaklar ilk olarak radyo gözlemiyle sonrasında da X-ışını veya gamma-ışını gözlemleri yoluyla bulunmuştur. X-ışınlarında ise ilk milisaniye pulsarı 1982’de Backer tarafından keşfedilmiştir (Backer ve diğ., 1982).

2.2. NÖTRON YILDIZLARININ SICAKLIĞI VE SOĞUMASI

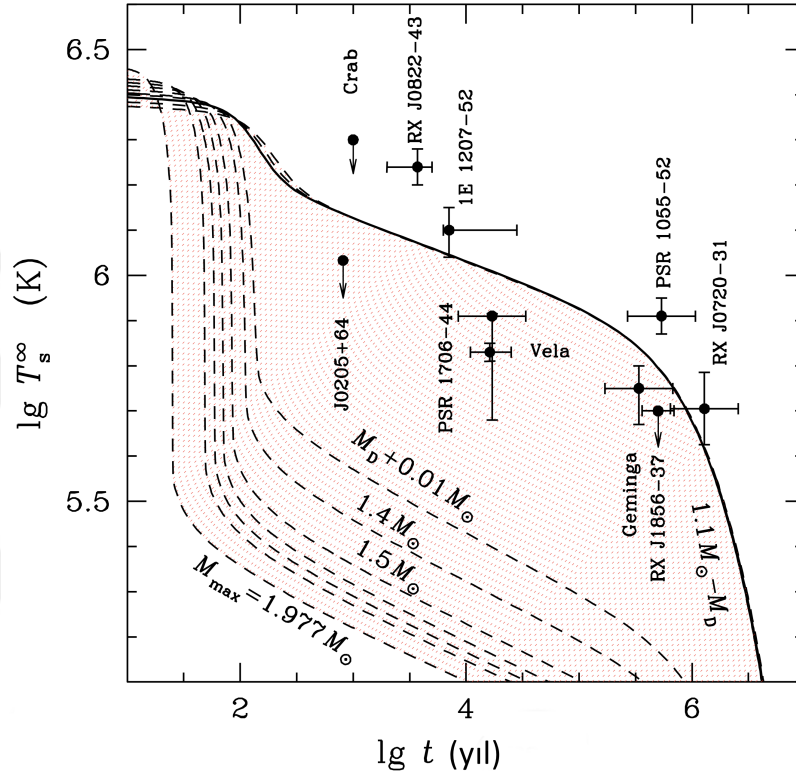
Yeni doğmuş bir nötron yıldızı oldukça sıcaktır, $T \sim 10^{11} K$, ve çok hızlı bir şekilde soğuyacaktır. Bu, " URCA " soğuması adı verilen, eşitlik 2.2’de gösterildiği gibi nükleonların proton olduğu sonrasında bir nötronun oluştuğu ve tekrar geri dönerek tekrar ettiği bir döngüdür. Böylece nükleonlar kimyasal dengeye ulaşır ve URCA süreci durur.

$$n \rightarrow p^+ + e^- + \bar{\nu}_e$$

$$p^+ + e^- \rightarrow n + \nu_e$$

(2.2)

Bundan sonra, NY'nın soğuması, yıldızın içinden gelen nötrino emisyonu ve yıldızın yüzeyinden gelen foton emisyonu tarafından yönlendirilir. Nötron yıldızı içeriden dahili bir ısıtma kaynağı olmadan pasif olarak soğursa, soğuma iki aşamaya ayrılabilir. Nispeten NY genç iken, 10^5 yıldan erken zamanlarda, soğumaya esas olarak nötrino emisyonu hakimdir. Bundan sonra soğumada ise yüzeyden gelen foton emisyonu hakimdir.



Şekil 2.4: Normal maddeden oluşan bir NY için yüzey sıcaklığı (Yakovlev & Pethick, 2004). Düz çizgi, yavaş nötrino emisyonu (standart soğuma modeli varsayımı) yoluyla gerçekleşen soğumayı gösterir. Kesik çizgiler, farklı kütleler için hızlı nötrino emisyonu ile NY soğumasını göstermektedir. Hata çubuklu noktalar ise bazı NY gözlemlerini gösterir.

Şekil 2.4'de, normal maddeden (süper akışkan olmayan durum) oluşan bir NY için termal evrimi gösterir. Soğuma eğrileri, NY kütesine ve NY iç kısmında varsayılan hal denklemine bağlıdır. Bunlar nötrino emisyonu ve sonuç olarak soğuma eğrilerini etkiler. NY oldukça yoğun bir çekirdeğe sahip ağırlıktaysa, hızlı bir nötrino emisyonu sürecini etkinleştirebilir. Böylece yıldız nispeten hızlı soğur (kesikli çizgiler). Bununla birlikte, geniş bir NY hal denklemi aralığı için, $1.4 M_{\odot}$ 'li tipik NY'ları yavaş bir nötrino emisyonu işlemi ile soğuyabilir. Şekil 2.4'de, düz çizgi, yavaş nötrino emisyonu için standart soğumayı gösterir. Buradaki başlıca görüş, nispeten genç NY'larının (10^5 yaştan altındaki) sıcaklıklarının 10^6 K'nin üzerinde olmasıdır. Bu da, bu kaynakların termal emisyonlarının çoğunu yumuşak

X-ışını bandında ürettiği anlamına gelir (Y Potekhin, 2010). Tam tersi, nispeten soğuk ve yaşlı NY'ları (10^5 yaşın üzerindeki), 10^6 K'nin altında yüzey sıcaklıklarına sahiptir, bu da termal spektrumun zirvesinin UV bandına doğru hareket ettiği anlamına gelir. Nötronlar süper akışkan olmasına rağmen, diğer sürtünme etkileşimleri bu nötronlarda bir yavaşlamaya neden olur ve bu da dönme enerjisinin termal olarak dağılmasına neden olmaktadır. Bu hesaplamalara $T \sim 6 \times 10^5$ K dahil edilmiştir. Bu sıcaklığa ulaşıldığında, yıldız çok daha düşük bir hızda soğumaya devam edecektir. Bu sıcaklıkta, optik spektrumda düşük kütleli ve geniş yarıçaplı pulsarlar görülebilir (Lloyd, Hernquist, & Heyl, 2003).

2.3. YILDIZLARDA OSİLASYON TÜRLERİ

Osilasyon modları, her biri sahip olduğu farklı karakteristik davranışa göre alt gruplara ayrılmıştır. Bu modlar ilk olarak, toroidal ve küresel modlar sonrasında ise radyal ve radyal olmayan modlar olmak üzere gruplara ayrılırlar. Küresel modlar radyal yöndeki, toroidal modlar ise yatay (radyal yöne dik) olan salınımlardır.

Yıldızlardaki bu osilasyonları (veya salınımları) inceleyen bilim dalı asterosismoloji'dir. Bu dal, bize aslında doğrudan gözlemleyemediğimiz yıldızın iç kısımlarına dair benzersiz yeni bir pencere açar.

Yıldızlardaki diferansiyel dönme sonucunda, ekvatorlarında kutuplarından daha hızlı dönerler. Ancak, daha iç kısımlara indikçe yıldızların dönüşlerinde farklılıklar olması beklenir (bkz. Aerts, Christensen-Dalsgaard, & Kurtz, 2010). Örneğin Güneş gibi yıldızlar için bu etki (Benomar *ve diğ.*, 2018), enerjinin taşınma mekanizmalarındaki farklılıklar ile ilgilidir: enerjinin en iç kısımdaki bir foton akışıyla iletildiği ışınsal, enerjinin maddenin toplu akışıyla taşındığı konvektif, yüzeyde gördüğümüz hareketli yapıyı oluşturur. Bu sınırdaki sistemin fiziksel parametreleri değişir ve iç yapısındaki malzeme farklı şekilde hareket eder.

Her yıldızın sahip olduğu farklı salınım modları farklı iç bölgelere karşılık gelmektedir. Bu salınımların belirlenmesi, iç yapıyı modellemek ve dolayısıyla yıldızın içindeki sıcaklık ve yoğunluk profillerini çıkarmak için kullanılabilir. Böylece yıldızın doğasının anlaşılmasına yardımcı olabilir aksi takdirde parlaklık ve yüzey sıcaklığı gibi genel özelliklerden doğrudan yıldızın iç yapısının anlaşılması mümkün değildir. Bilinen modlar kısaca şöyledir:

- p-mod : yıldızdaki ses hızıyla belirlenirler. Bu nedenle genellikle akustik modlar da denir.

Bu modlar küresel harmonik modlar cinsinden tanımlanır.

- g-mod : yerçekimi modları olarak da bilinir. g-modlar, nötron yıldızları için iç bölge ile sınırlıdır. Tahmini olarak 10 ila 400 ms arasında salınım periyotları vardır.
- f-mod : temel modlar olarak bilinir. Bir havuzdaki dalgalanmaya benzer şekilde kendini gösterir. Bu mod, nötron yıldızının yüzeyiyle sınırlı olabilecek şekilde öngörülen 0.1 ila 0.8 ms arasında salınım periyotlarında görülür. Frekansları, yıldızın ortalama yoğunluğu ile orantılıdır.
- s-mod : İki durumda görünür; biri süperakışkan bölgenin iç kısmında ve diğeri katı kabuğunda. Genellikle birkaç milisaniye ile onlarca saniye arasında süresi değişebilir.
- t-mod : veya torsional modlar, nötron yıldızının yüzeyindeki malzemelerin hareketlerinden kaynaklanır. Tahmini olarak süreleri 20 ms den daha kısadır.
- w-mod : kütleçekimsel dalga modları, enerjiyi kütleçekimsel dalgalar yoluyla dağıtan göreceli bir etkidir. Bu modun karakteristik özellikleri, herhangi bir sıvı hareketinin olmaması ve saniyenin onda biri kadar hızlı sönümlenme süreleridir. Bu modun kendi içinde eğrilik (curvature), hapsedilmiş (trapped) ve arayüz (interface) olmak üzere üç türü vardır.
- i-mod : veya arayüzey modları, nötron yıldızının farklı katmanlarının sınırlarında ortaya çıkan ve arayüzdeki yerel yoğunluğa ve sıcaklığa bağlı periyotlarla hareket eden dalgalara neden olur. Tipik olarak zamanlaması birkaç yüz milisaniye civarındadır.
- r-mod : veya Rossby modları olarak da bilinir. Bu modlar yalnızca dönen yıldızlarda gözlenir. Yüzey boyunca geri yükleme kuvveti olarak işlev gören Coriolis kuvvetinden kaynaklanır. Periyotları, yıldızın dönüşü ile aynıdır.

2.3.1. Nötron Yıldızlarında r-mod Osilasyonları:

1970’de Chandrasekhar, kütleçekimsel ışıınının emisyonunun bazı modların genliğinin büyümesine neden olduğunu gösterdi (Chandrasekhar, 1970). Sonrasında 1998’de Andersson, kütleçekimsel ışıınının dönen yıldızların r-modlarını kararsızlaştırma eğiliminde olduğunu keşfetti (Andersson, 1998). Daha sonra Friedman ve Morsink, kütleçekimsel ışıınının tüm dönen yıldızlarda r-modlarını kararsız hale getirme yöneliminde olması

gerektiğini, bu kararsızlığın da genel olduğunu göstermiştir (Friedman & Morsink, 1998). Lindblom, Owen ve Morsink ise bu kararsızlığın büyümesiyle ilişkili zaman ölçeklerini hesapladılar (Lindblom, Owen, & Morsink, 1998). Kütleçekimsel ısıtım, daha tipik kütle çok kutuplu momentler yerine mevcut çok kutuplar aracılığıyla bu modlarla eşleşir. Bu eşleşme, bu modlar için beklenenden daha güçlüdür ve aslında o kadar güçlüdür ki, sıcak genç nötron yıldızlarında bulunan viskoz kuvvetler, kütleçekimsel ısıtım kaynaklı kararsızlığı bastırmak için yeterli olmaz. Bu nedenle kütleçekimsel ısıtımın, sıcak genç nötron yıldızlarının açısal momentumunun çoğunu uzaklaştırması ve kaynakta ekstra bir ısı meydana gelmesi beklenmektedir. Bu durum Andersson, Kokkotas ve Schutz tarafından yapılan çalışma ile doğrulanmıştır (Andersson, Kokkotas, & Schutz, 1999).

Kütleçekimi ısıtım, hızla dönen genç nötron yıldızlarında veya milisaniye pulsarının r-modlarında bir kararsızlığa neden olur. Bu kararsızlık sonucunda, yıldızın açısal momentumunun çoğunu kütleçekimsel emisyon olarak yayması ve yaklaşık 100 Hz'den daha hızlı dönen bir yıldız olması beklenmektedir (Owen *ve diğ.*, 1998). Böylece kaynağın teorik olarak sürekli kütleçekimsel ısıtım yayan bir cisim olması beklenmektedir. Yapılan Newtonian çalışmalar (Brink, Teukolsky, & Wasserman, 2004; Lin & Suen, 2006; Yang, Pi, & Zheng, 2011), bu kararsızlıkların bastırıldığını ve yıldız içinde sönümlendiğini göstermektedir. Ancak, r-modu asterosismolojinin temel bulgusu, DKXÇ'lerinde mevcut sıcaklıklarda, süperakışkan olmayan nötron yıldızlarındaki standart enerji tüketim mekanizmalarının $f \gtrsim 100$ Hz'den daha hızlı dönen kaynaklarda r-modlarını sönümleyemediğini göstermektedir (Alford & Schwenzer (2014); Lindblom, Owen, & Morsink (1998); bkz. Tablo 3.1.). Bir diğer, Kastaun (2008) tarafından yapılan doktora çalışmasında ise (Alford & Schwenzer, 2014; Lindblom, Owen, & Morsink, 1998) bulguları ile benzer sonuçlar bulunmuştur ve bu modlar için rasyonel bir kararsızlığın olmadığı gösterilmiştir.

Dönen rölativistik bir yıldızın, tüm dönme hızlarında kütleçekimsel ısıtım emisyonu nedeniyle kararsız olan titreşim modları vardır. r-mod, çok yavaş dönen mükemmel akışkan yıldızlar için bile kararsızdır. Bu nedenle r-modlarının kararsızlığı, belirli bir dönme hızında ortaya çıktığı düşünülen diğer mod kararsızlıklarından (örneğin yıldızın f-modu için) farklıdır. r-modlarının kararsız olduğu gerçeği, ilk olarak (Chandrasekhar & Esposito, 1970) ve (Friedman & Schutz (1978)(a,b)) tarafından tartışılmıştır (Andersson, 1998). r-modlarının keşfedilmesine yol açan hesaplamayı Andersson (1998) yapmıştır.

Bu mekanizmanın genç pulsarlarda görülmesi için bu kaynakların oldukça hızlı dönmesi gerekmektedir (Bondarescu & Wasserman, 2013). Hızlı dönme anı ise genç pulsarda ilk doğdukları çok genç olduğu aşamalarda gözlenebilir (örn SN 1987A'da olduğu düşünülen pulsar). Bilinen en genç pulsarlardan biri olan ve ~ 1000 yıl yaşındaki Yengeç pulsarının sahip olduğu dönüş hızı bu modların görülmesi için oldukça yavaştır. Ancak sahip oldukları yüksek dönme frekansları nedeniyle milisaniye pulsarları bu modlar için ideal kaynaklardır. Bu kaynakların doğası gereği çok soğuk olması beklenmekle birlikte r-modu salınımların üretileceği düşünülen ekstra ısının gözlenebilmesi için de uygun kaynaklardır (Ho, 2018; Romani, Filippenko, & Cenko, 2014). Tez kapsamında milisaniye pulsarları verileri üzerine yoğunlaşmıştır.



3. MALZEME VE YÖNTEM

3.1. VERİLERİ KULLANILAN KAYNAKLAR

Tezde kullanılan milisaniye pulsarlarının literatür özeti bu bölümde sunulmuştur. Tez kapsamında ilk defa kullanılan PSR J1227–4853 ve PSR J1653–0158 kaynakları hariç, diğer kaynaklar Boztepe *ve diğ.* (2020)’den derlenmiştir.

3.1.1. PSR J1653–0158

J1653-0158 (veya 4FGL J1653.6-0158), Fermi/Geniş Alan Teleskopu (LAT) tarafından parlak bir gama ışını kaynağı ve kalan en parlak ilişkisiz kaynak (Saz Parkinson *ve diğ.*, 2016) olarak adlandırılmıştır. İlk kez Enerjik Gama Işını Deney Teleskopu (EGRET; Hartman *ve diğ.* (1999)) ve LAT/Parlak Gamma-ışını kaynak listesinde (Abdo *ve diğ.*, 2009) tespit edilmiş ve listelenmiştir. Optik ve gama ışını gözlemlerinden çıkarılan 75 dakikalık yörünge periyodu ve gama ışınlarındaki 1.97 ms’lik osilasyonu ile bu sistemin bugüne kadar bilinen en kompakt Kara Dul (BW) milisaniye pulsarı sistemi olduğu bilinmektedir (SiNan Long *ve diğ.*, 2022).

Kaynak 1.97 ms’lik bir dönüş periyoduna sahiptir. Tahmini gerçek dönüş, $d = 840$ pc uzaklığı için $\dot{P}_{\text{int}} = 8.5 \cdot 10^{-22} \text{ s s}^{-1}$ ’dir (Nieder *ve diğ.*, 2020). Ayrıca, pulsar, $B_{\text{surf}} \approx 4 \times 10^7 \text{ G}$ ile bilinen herhangi bir pulsarın en düşük hesaplanan yüzey manyetik alan şiddetinden birine sahiptir (Nieder *ve diğ.*, 2020). Elde edilen kütle fonksiyonundan, yoldaş yıldızın optik ışık eğrisi ve spektrum modelleri birleştirildiğinde, pulsarın kütlelerinin $\gtrsim 2 M_{\odot}$ olduğu bulunmuştur.

3.1.2. PSR J1227–4853

J1227-4853 (veya XSS J12270-4859), Fermi/Geniş Alan Teleskobu (LAT) tarafından gama ışını kaynağı olan 1FGL J1227.9-4852 ile bağlantılı bir X-ışını çiftidir. Kaynaktan 14 Kasım 2012 ile 21 Aralık 2012 arasında optik ve X-ışını parlaklığında ani bir düşüş Bassa *ve diğ.* (2014) tarafından bildirildi. Kaynağın dönme periyodu ve dönme periyodunun türevi

sırasıyla, $\dot{P}_d = 0.29$ gün, $\dot{P} = -8.7 \times 10^{-10} \text{ s s}^{-1}$ 'dir. Uzaklık (Cordes & Lazio, 2002) modeli varsayılarak 1.4 kpc bulunmuştur. Kaynağın karakteristik yaşı (τ) 2.4 Gyr'dır. Stringer ve diğ. (2021) tarafından yapılan çalışmada kaynağın ışık eğrilerinde, gözlemlenen tüm bantlarda akının maksimumda olması sistemde asimetrik bir ısıtma kaynağı olduğunu gösterir. Bu asimetri, farklı varsayımlar ve modeller kullanılarak (sıcak bir nokta veya ICARUS kodu gibi) modellenmeye çalışılmış ve Roche lobunun etkileri araştırılmıştır.

3.1.3. PSR J1723–2837

J1723-2837, Faulkner ve diğ. (2004) tarafından Parkes Multibeam haritalanması sırasında keşfedilmiştir. Kaynağın dönme periyodu ve dönme periyodunun türevi sırasıyla, 1.86 ms ve $\sim 7.5 \times 10^{-21} \text{ s s}^{-1}$ 'dir. Pulsar bir Kara Dul (BW) olarak sınıflandırılmış olup 14.8 saatlik bir dönme periyodu olan düşük kütleli bir yoldaş yıldız sahiptir. Gaia sonuçlarına dayanarak, Jennings ve diğ. (2018), bu kaynağın uzaklıklığını $d = 0.91^{+0.05}_{-0.04}$ kpc olarak çok hassas biçimde hesaplamıştır. Bu kaynağın NuSTAR X-ışın uydusu tarafından elde edilen X-ışını spektrumu termal olmayan bir güç-kanunu modeli ile modellenenebilir (Kong ve diğ., 2017). $N_H = 3.9^{+2.7}_{-2.0} \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ alınarak en iyi elde edilen parametre değerleri, $\Gamma = 1.28 \pm 0.04$ ve toplam X-ışın akısı $F_X = (9.6 \pm 0.5) \times 10^{-12} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ olarak bulunmuştur (Kong ve diğ., 2017)).

3.1.4. PSR J2241–5236

J2241-5236, Fermi-LAT tarafından keşfedilmiştir (Keith ve diğ., 2011). Bu kaynağın 2.19 ms'lik bir dönme periyodu ve dönme periyodunun türevi $\dot{P} = 6.6 \times 10^{-21} \text{ s s}^{-1}$ 'dir. Zamanlama ölçümü kullanarak pulsarın; karakteristik yaşı, yüzey manyetik alan şiddeti ve enerji kaybı oranı sırasıyla $\tau = 5 \times 10^9 \text{ yr}$, $B = 1.2 \times 10^8 \text{ G}$, and $\dot{E} = 2.5 \times 10^{34} \text{ erg s}^{-1}$ olarak türetilmiştir. Pulsarın dönme periyodu 3.5 saat olan bir düşük kütleli yoldaş yıldızı vardır. Bu kaynak için düşük dispersiyon ölçümü (DM), 11.41 pc cm^{-3} varsayılarak iki farklı mesafe hesaplanmıştır; $\approx 0.49 \text{ pc}$ (NE2001 modeli kullanılarak; Cordes & Lazio (2002); Keith ve diğ. (2011)) ve MW16 modeli varsayılarak 0.96 kpc'lik bir uzaklık belirlenmiştir (Yao, Manchester & Wang, 2017). Keith ve diğ. (2011) tarafından yapılan X-ışın spektrum analizinde, spektrum, karacisim modeli varsayımı altında modellendiğinde elde edilen sıcaklık değeri $kT = 0.26 \pm 0.04 \text{ keV}$ 'dir. Galaktik hidrojen kolon yoğunluğu, $N_H = 1.21 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ (Kalberla ve diğ., 2005) ve 0.49 kpc mesafe varsayılarak X-ışın

parlaklığı $\sim 1 \times 10^{30} \text{ ergs}^{-1}$ olarak ölçülmüştür.

3.1.5. PSR J1810+1744

J1810+1744, Green Bank Teleskobu (GBT) tarafından tanımlanamayan Fermi noktası kaynakları için yapılan bir arama sırasında keşfedilmiş (Hessels *ve diğ.*, 2011) olup Kara Dul (BW) olarak tanımlanmıştır (Breton *ve diğ.*, 2013). Dispersiyon (dağılım) ölçümü (DM), 2 kpc'lik bir mesafeye karşılık gelen (NE2001 modeli kullanılarak) 39.7 pc cm^{-3} olarak ölçülmüştür (Breton *ve diğ.*, 2013). Pulsarın bir dönme periyodu $P_{\text{spin}} = 1.66 \text{ ms}$ 'dir. Pulsarın yörüngesinde $P_{\text{orb}} = 3.6 \text{ h}$ olan çok küçük bir kütleyle sahip olan $M_{\text{min}}^c = 0.045 M_{\odot}$ kütleli bir yoldaş yıldızı vardır. Bu pulsar düşük radyo frekanslarında bilinen en parlak milisaniye pulsarlarından biridir (Polzin *ve diğ.*, 2018).

Gentile *ve diğ.* (2014) tarafından yapılan daha önceki çalışmada sabit sıcaklık ve foton indisi değerlerine sahip bir termal ve termal olmayan bileşen kullanarak X-ışın verisini modellediklerinde, $kT = 150 \text{ eV}$ ve $\Gamma = 1.5$ değerleri bulunmuştur. Kaynağın ölçülen toplam akı değeri ise $F_{\text{top}} = 2.0_{-0.6}^{+0.5} \times 10^{-14} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ olmak üzere bileşenlerin akı değerleri sırayla, $F_{\text{bb}} = 0.7_{-0.4}^{+0.4} \times 10^{-14} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, $F_{\text{pow}} = 2.0_{-0.7}^{+0.6} \times 10^{-14} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ 'dir.

3.1.6. PSR J1744–1134

J1744-1134, Parkes teleskobunun 436 MHz güney gökyüzü araştırması sırasında keşfedilmiştir (Bailes *ve diğ.* (1997)). Pulsarın dönüş periyodu ve periyodunun türevi sırasıyla, $P_{\text{spin}} = 4.075 \text{ ms}$ ve $\dot{P}_{\text{int}} = 0.86 \times 10^{-20} \text{ s s}^{-1}$ 'dir (Manchester *ve diğ.*, 2013). Perera *ve diğ.* (2019) tarafından yapılan çalışmada ise pulsar zamanlama modelini kullanarak kaynak için $\pi(\text{mas}) = 2.44$ net bir paralaks değeri bulmuşlardır. Bunun sonucunda kaynağın uzaklığı $d = 0.410 \pm 0.008 \text{ kpc}$ 'lik çok hassas bir ölçümle hesaplanmıştır.

3.1.7. PSR J2256–1024

J2256-1024, 350 mHz GBT pulsar gökyüzü taraması araştırması sırasında keşfedilmiştir Boyles *ve diğ.* (2011). Kaynak BW olarak sınıflandırılmıştır. Pulsara eşlik eden yoldaş yıldız $0.1 M_{\odot}$ kütleli bir yıldızdır. Kısa yörünge periyodu 5.1 h ve dönme periyodu 2.229 ms'dir (Gentile, 2018). Kaynağın dispersiyon ölçümü (DM), NE2001 (Cordes & Lazio, 2002) veya YMW16 modeli kullanılarak, 0.6 kpc uzaklık için 13.8 pc cm^{-3} olarak bulunmuştur.

Gentile *ve diğ.* (2014) tarafından, toplam akı değeri $F_X = 4.6_{-1.6}^{+2.5} \times 10^{-14} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ olmak üzere kullanılan model bileşenlerinin akı değerleri sırasıyla, $F_{\text{pow}} = (5.3 \pm 0.6) \times 10^{-14} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, $F_{\text{bb}} = 3.2_{-1.6}^{+2.6} \times 10^{-14} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ olarak verilmiştir.

3.1.8. PSR J1400–1431

J1400-1431, Green Bank Teleskobu 350 MHz gökyüzü taramasında Rosen *ve diğ.* (2013) tarafından keşfedildi. Pulsarın DM, periyodunun türevi ve dönüş periyodu sırasıyla 4.9 pc cm^{-3} , $\dot{P} = 7.23 \times 10^{-21} \text{ s s}^{-1}$ ve 3.08 ms'dir. Yoldaş yıldızı $M_{c,\text{min}} \sim 0.26 M_{\odot}$ kütlesi ile 9.5 günlük yörünge periyoduna sahiptir (Swiggum *ve diğ.*, 2017). Ayrıca, uzaklığın 270 pc varsayıldığı bir mesafe için kaynağın 0.3–10.0 keV X-ışınlarındaki lüminositesi $L = 10^{29} \text{ erg s}^{-1}$ ve parlaklıktaki azalışı ise $< 3 \times 10^{33} \text{ erg s}^{-1}$ olarak verilmiştir.

3.1.9. PSR J0952–0607

J0952-0607, 135 MHz'de Low Frequency Array (LOFAR) araştırması sırasında keşfedilmiştir. Kaynak literatürde bilinen en hızlı dönen pulsardan biridir (707 Hz; Bassa *ve diğ.* (2017)), 6.42 saatlik yörünge periyodu ile çok düşük kütleli yoldaş yıldızı olan ikili bir yapıya sahiptir (Bassa *ve diğ.*, 2017). Pulsar bir BW çiftidir. DM, 22.412 pc cm s⁻³ ve periyodunun türevi $\dot{P} = 4.6 \times 10^{-21} \text{ s s}^{-1}$ 'dir (Ho, Heinke & Chugunov, 2019). İki farklı YMW16 ve NE2001 modelleri kullanılarak uzaklıkları sırasıyla $d = 1.74 \text{ kpc}$ ve $d = 0.97 \text{ kpc}$ 'dir (Bassa *ve diğ.*, 2017). Ho, Heinke & Chugunov (2019) tarafından yapılan çalışmada kullanılan XMM-Newton verisinin 0.3–10 keV enerji aralığındaki X-ışın spektrumunun bir termal bileşen güç-kanunu ile modellenmesi sonucu elde edilen sonuçlar; $\Gamma \approx 2.55_{-0.4}^{+0.5}$ ve $f_{\text{unabs}} = 9 \times 10^{-15} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ 'dir.

3.1.10. PSR J1231–1411

J1231-1411, Fermi/LAT tarafından gökyüzündeki en parlak gamma-ışını MSP'lerinden ($F_{100} = 10.57_{-0.32}^{+0.62} \times 10^{-8} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$) biri olarak keşfedildi. Dönme periyodu ve dönme periyodunun türevi sırasıyla, $P = 3.684 \text{ ms}$ ve $\dot{P} = 2.26 \times 10^{-20} \text{ s s}^{-1}$ 'dir. Bu kaynağın, yörünge periyodu 1.8601 gün ve DM 8.09 pc cm⁻³'dir (Bassa *ve diğ.*, 2016). Gözlenen periyot türevi, $(2 - 3) \times 10^8 \text{ G}$ 'luk bir yüzey manyetik alan şiddeti ve $\sim 2 \times 10^{34} \text{ erg s}^{-1}$ 'lik bir dönme parlaklığı anlamına gelir (Ransom *ve diğ.*, 2011). Kaynağın 0.5 – 3.0 keV enerji

Tablo 3.1: Milisaniye pulsarlarının literatürden derlenen gözlemsel özellikleri.

Kaynak İsmi	Tip ¹	Uzaklık ² (kpc)	f (Hz)	$-\dot{f}$ (10^{-16} s^{-2})	Ref
PSR J1653–0158	BW	0.533 0.84	508.21	6.204	1
PSR J1227–4853	R	1.4	592.99	3.9	2
PSR J1723–2837	R	$0.91^{+0.05}_{-0.04}$	538.87	$\sim 7.5 \times 10^{-21}$	3
PSR J2241–5236	BW	0.49 0.96 ³	457.31	13.88	4
PSR J1810+1744	BW	2.0	602.41	—	5
PSR J1400–1431	—	0.27	324.23	7.60	6
PSR J1744–1134	BW	0.410 ± 0.008	245.43	5.38	7
PSR J2256–1024	BW	0.6 1.33 ³	436.68	—	8
PSR J0952–0607	BW	1.74 0.97 ⁵	707.29	4.6×10^{-21}	9
PSR J1231–1411	R	0.44	271.45	16.8	10

¹ BW : Black-Widow, R : Redback

² DM ölçümüne dayalı uzaklık için NE2001 modeli (CordesLazio ve diğ. 2002) kullanılmıştır.

³ Serbest elektronların Galaktik dağılımı varsayımı altında YMW16 modeli (Yao, Manchester & Wang, 2017) kullanılarak türetilen uzaklık değeri.

References: (1) Nieder ve diğ. (2020) (2) Roy et ve diğ. (2015) (3) Bassa ve diğ. (2017); Jennings ve diğ. (2018); Kong ve diğ. (2017); Van Staden (2016) (4) Keith ve diğ. (2011) (5) Breton ve diğ. (2013); Gentile ve diğ. (2014); Polzin ve diğ. (2018) (6) Swiggum ve diğ. (2017) (7) Perera ve diğ. (2019); Toscano ve diğ. (1999) (8) Gentile ve diğ. (2014) (9) Bassa ve diğ. (2017); Ho, Heinke & Chugunov (2019) (10) Bassa ve diğ. (2016); Schwenzer ve diğ. (2017).

aralığındaki akısı $1.15 \pm 0.05) \times 10^{-13} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ 'dir. Ek olarak, XMM-Newton verisi 0.5-8 keV enerji aralığında alınarak, spektrum bir karacisim modeli ile modellenmiştir. Elde edilen akı değeri $F_{\text{bb}} = 15^{+5.3}_{-7.4} \times 10^{-14} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ 'dir. Kaynağın uzaklığı 0.4 kpc alınarak X-ışınlarındaki lüminositesi $L_{\text{bb}} = 2.9^{+1.0}_{-1.4} \times 10^{30} \text{ erg s}^{-1}$ 'dir (Schwenzer ve diğ., 2017). Alternatif olarak, spektrum, $\Gamma = 4.23^{+0.41}_{-0.38}$ olan bir güç-kanunu ve kolon yoğunluğu $N_{\text{H}} = 1.8^{+0.6}_{-0.5} \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ ile modellenebilir (Schwenzer ve diğ., 2017).

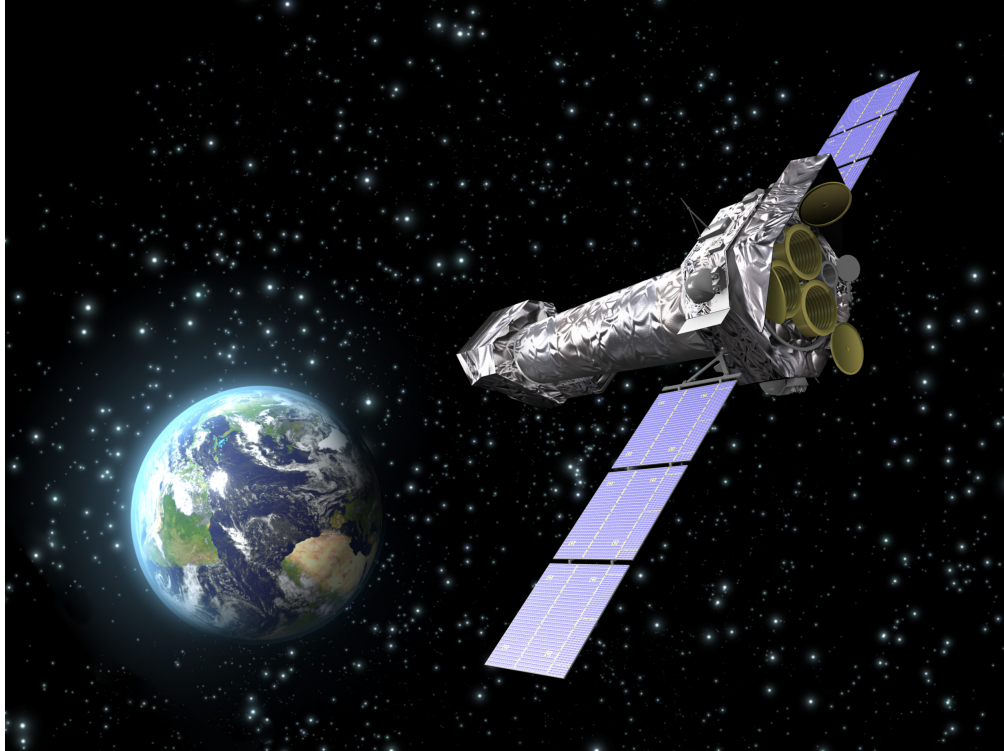
Yukarıda detaylı olarak anlatılan kaynakların kısa literatür özeti Tablo 3.1'de verilmiştir.

3.2. GÖZLEM VERİLERİ KULLANILAN UYDULAR

Bu bölümde, tez kapsamında kullanılan X-ışın uydularının genel yapısı, gözlemsel özellikleri ve veri analizi için kullanılan yöntemler ile ilgili bilgi verilmiştir.

3.2.1. *XMM-Newton*

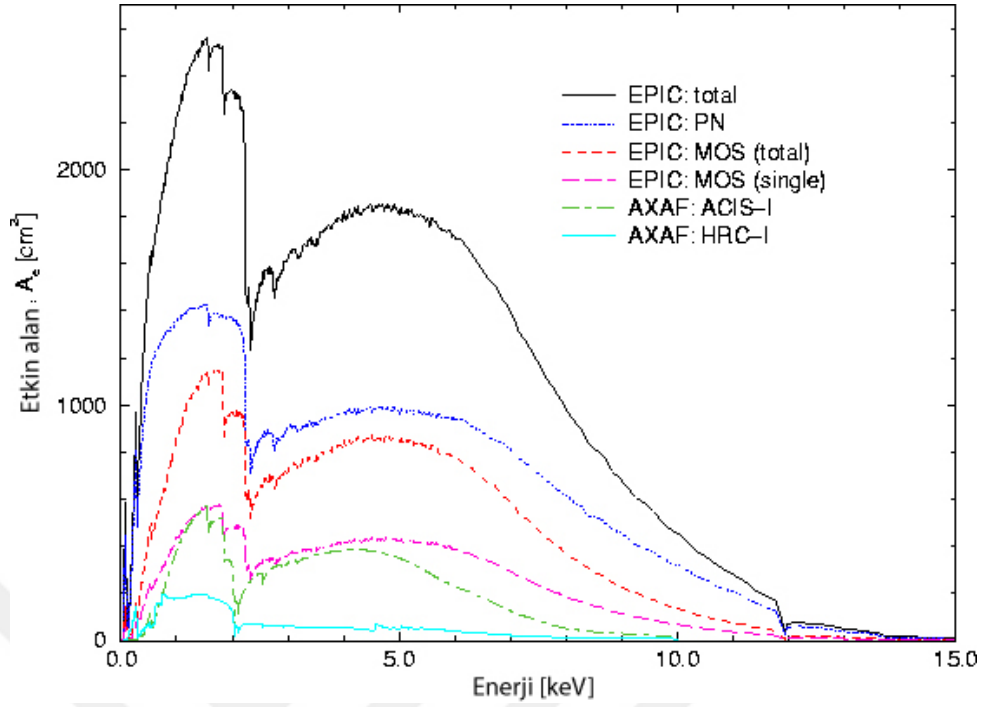
XMM-Newton (X-ray Multi-Mirror Mission), Avrupa Uzay Ajansı (European Space Agency-ESA) tarafından geliştirilen ve Aralık 1999'da fırlatılan en büyük bilimsel uydulardan biridir. Uydunun temsili görüntüsü Şekil 3.1'de verilmektedir. Bu uydusu Ufuk 2000 Programı kapsamında tanımlanan ESA'nın dört "temel taşı" olarak adlandırılan görevlerinden ikincisidir. Uydusu odaklarında farklı dedektörlere sahip üç Wolter Tip-1 X-ışını ve odak düzleminde mikrokanaal plakalı önceden güçlendirilmiş CDD dedektörü olan 30cm'lik Optik/UV olmak üzere iki teleskopu vardır.



Şekil 3.1: XMM-Newton, ESA (Resim,C. Carreau)

Bu iki teleskopun eş zamanlı erişim sağlanabilmekle birlikte bunların enerji aralıkları şöyledir:

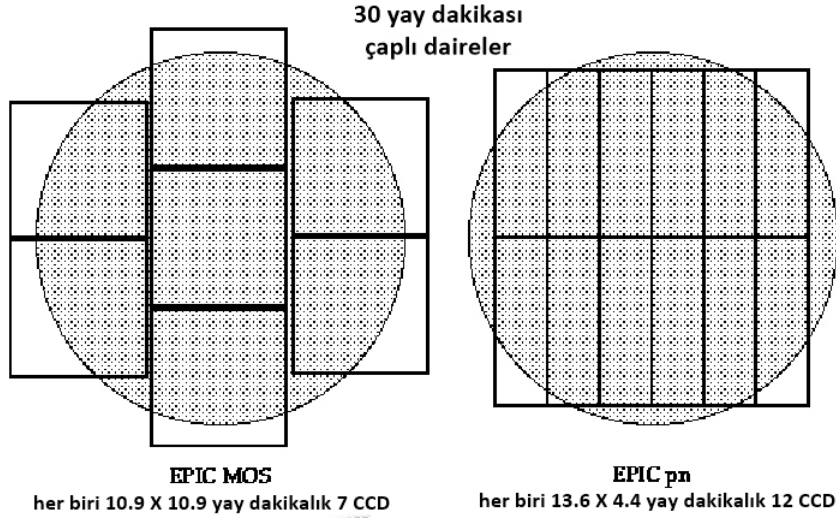
- European Photon Imaging Camera (EPIC): 0.15 – 15 keV
- Reflection Grating Spectrometer (RGS): 0.35 – 2.5 keV



Şekil 3.2: ACIS-I ve HRC-I karşılaştırıldığında çeşitli EPIC dedektör kombinasyonları ile XMM-Newton'nun etkin alanı gösterimi (XMM Users' Handbook).

- Optical Monitor (OM): 180 – 600 nm şeklindedir.

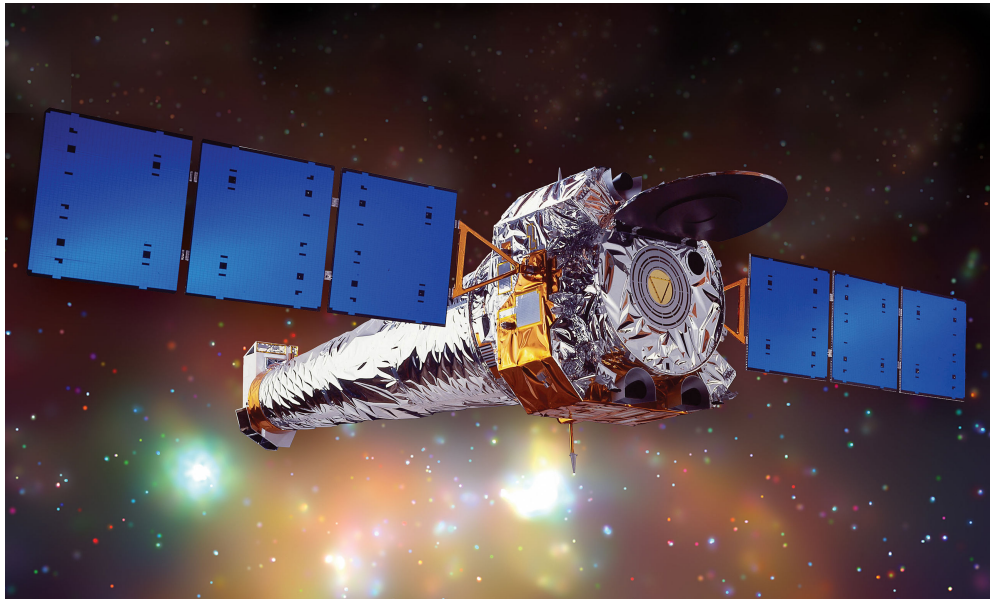
EPIC'de, X-ışınlarında görüntüleme, orta çözünürlüklü spektroskopi ve X-ışın fotometrisi yapılır. Bu işlemler için 3 CCD (Charge Coupled Device) kamerası vardır (bkz. Şekil 3.2). Bu kameralar 7 adet CCD'ye sahip MOS ve 12 CCD'ye sahip pn'dir. EPIC ve MOS kamerasının temsili yapısı Şekil 3.3'de gösterilmektedir. Yüksek çözünürlüklü spektrum ise iki X-ışını teleskopundaki ışının yarısını saptıran RGS tarafından sağlanır. OM ise optik/UV'de görüntüleme ve iki grimsim ile düşük çözünürlüklü spektroskopi yapabilme özelliğine sahip bir CDD dedektörüdür. Bu tez kapsamında kaynakları analiz etmek için MOS ve pn 'den elde edilen veriler kullanılmıştır.



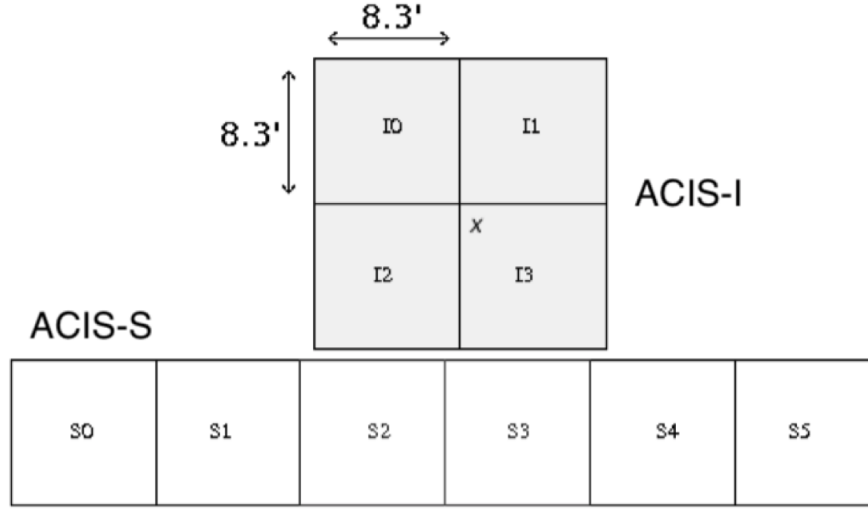
Şekil 3.3: İki farklı EPIC kamerasının görüş alanının kaba bir taslağı gösterilmektedir; MOS (sol) ve pn (sağ). Gölgeledi daire 30' çaplı bir alanı gösterir (XMM-Newton Users Handbook).

3.2.2. Chandra

Ulusal Havacılık ve Uzay Ofisinin (the National Aeronautics and Space Administration-NASA) en büyük gözlem evlerinden üçüncüsü olan Chandra X-ray Gözlemevi (Chandra X-ray Observatory-CXO), 1999 yılının Temmuz ayında Uzay Mekiği Columbia'da fırlatılmıştır (Şekil 3.4). Uydunun yörünge periyodu 64 saatdir. Teleskop, adını



Şekil 3.4: Chandra Uydusunun Temsili gösterimi (NASA/NGST).

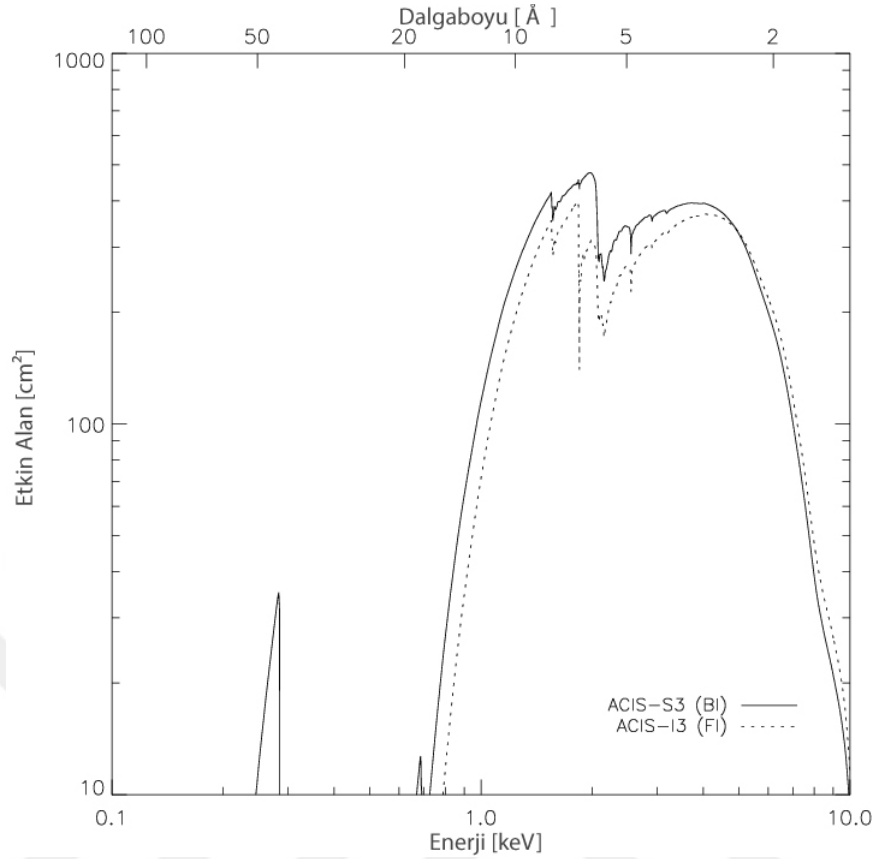


Şekil 3.5: ACIS odak düzleminin ölçekli değil şematik görünümü (Chandra Web).

Nobel ödüllü Hintli-Amerikalı astrofizikçi Subrahmanyam Chandrasekhar'dan almıştır. Bu teleskop, ESA'nın 1999'da fırlatılan XMM-Newton uzay teleskopuna çok benzemektedir, ancak iki teleskopun farklı tasarım odak noktaları vardır; Chandra, çok daha yüksek açısal çözünürlüğe sahiptir.

Chandra, aynalarının yüksek açısal çözünürlüğü nedeniyle daha önceki X-ışını teleskoplarına göre sönük X-ışını kaynaklarına karşı 100 kat daha duyarlıdır. Teleskop sistemi, dört çift iç içe geçmiş Wolter-I aynadan (High Resolution Mirror Assembly, HRMA) oluşur ve odak uzunluğu 10 m'dir. ACIS(Advanced CCD Imaging Spectrometer)), sırasıyla 4 çipli ve 6 çipli bir dizi olan ACIS-I ve ACIS-S olmak üzere iki CCD dizisinden oluşur (bkz. Şekil 3.5). İlki, daha geniş bir Görüş Alanı (FOV) ($16' \times 16'$ arcmin) gerektiren gözlemler için daha uygundur. İkincisi ise daha küçük FOV'lar ($8' \times 8'$ arcmin) ve dağınık spektrumlar için tercih edilir. ACIS kameraları, geniş bir enerji bandında (0.1-10 keV) yüksek uzaysal çözünürlük (0.492") ve orta derecede spektral çözünürlüğe (1-6 keV'de $E / \Delta E = \sim 20/50$) sahiptir. Ne yazık ki, ACIS kameralarının <1 keV enerjilerindeki verimliliği, optik engelleme filtresindeki moleküler kirlenmenin bir sonucu olarak azalmıştır. Şekil 3.6'de Chandra'nın düşük enerji aralığında etkin alanının çok da etkili olmadığı gösterilmektedir.

Tez kapsamında kaynaklar için ACIS verilerini kullanılmıştır.



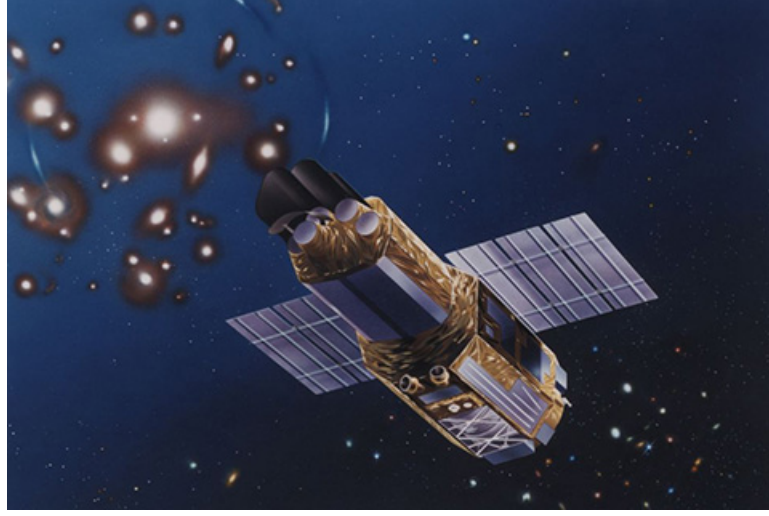
Şekil 3.6: HRMA / ACIS için logaritmik ölçekte enerjiye karşılık etkin alan gösterilmektedir. (Chandra Web)

3.2.3. SUZAKU

SUZAKU (veya ASTRO-EII), 10 Temmuz 2005 yılında fırlatılan Japon X-ışını astronomi uydusunun beşinci serisidir. Bu uydu Amerika Birleşik Devletleri ile Japonya arasındaki uluslararası işbirliği ile çalıştırılmaktadır.

Bu uydu (bkz. Şekil 3.7), yumuşak X-ışınlarından gamma ışınlarına kadar geniş bir enerji aralığında (0.4 ila 600 keV) daha yüksek enerji çözünürlüğü ve daha yüksek hassasiyet ile çok çeşitli X-ışını kaynakları (kara delikler, nötron yıldızları, galaksi kümeleri gibi) üzerinde çeşitli gözlemsel çalışmaları gerçekleştirmek için tasarlanmıştır. Uydu, üç farklı türde alete bağlı beş adet yumuşak X-ışını teleskopuna ve yüksek etkin bir enerji aralığına sahiptir.

- **XIS (X-ışın Görüntüleme Spektrometresi):** 120 eV enerji çözünürlüğü ve 0.4 ila 10 keV enerji aralığını kapsayan bir X-ışını CCD kamerasıdır. Bu, X-ışını kaynaklarının görüntülerini sağlayan folyo aynaları da kullanan dört CCD X-ışını görüntüleme



Şekil 3.7: SUZAKU uydusunun görünümü. Görsel JAXA'dan alınmıştır.

spektrometresinden oluşur.

- **XRS (X-ışın Spektrometresi):** Tipik bir 12 eV enerji çözünürlüğü ile XIS'e benzer bir enerji aralığını kapsayan bir dizi X-ışını mikro kalorimetresidir. Bu, SUZAKU'da birinci sınıf bir araçtır ve XRS, X-ışını kaynaklarının spektrumlarını ölçmek için yüksek çözünürlüklü bir X-ışını spektrometresidir. 29 Temmuz 2005'de uydudaki soğutucunun bozulması sebebiyle bu kısım bilimsel olarak kullanılmamaktadır.
- **HXD (Sert X-ışın dedektörü):** Bu cihaz, yüksek enerjili (10 – 700 keV) X-ışınlarını araştırmak için tasarlanmış sert bir X-ışını dedektörüdür. Yaklaşık 350 cm²'lik genel bir foton toplama alanına sahip ve 16 (4 x 4) modüler ünitelerden oluşur.

Aynaların temel konsepti, yeni geliştirilmiş benzer folyoların kullanılması dışında Kozmoloji ve Astrofizik için Gelişmiş Uydudaki (ASCA)'ninki ile aynıdır (Serlemitsos *ve diğ.*, 1995).

Tablo 3.2: Analiz edilecek MSP’lerin gözlemlerinin poz süreleri ve incelenen enerji aralıkları içindeki kaynaklardan tespit edilen toplam sayım sayıları.

Kaynak İsmi	Toplam Poz Süresi (ks)			Toplam Sayım Sayısı
	XMM-Newton	Chandra	SUZAKU	
PSR J1653–0158	53.0	31.1	–	–
PSR J1227–4853	152.5	30.6	–	–
PSR J1723–2837	62.08	55.07	–	17562
PSR J2241–5236	51.99	–	–	219
PSR J1810+1744	82.0	20.17	–	594
PSR J1400–1431	40.9	–	–	–
PSR J1744–1134	–	64.14	–	315
PSR J2256–1024	–	20.05	–	142
PSR J0952–0607	71.2	–	–	219
PSR J1231–1411	29.82	10.07	78.95	7792

Tez kapsamında kullanılan kaynakların hangi uydudan, ne kadar poz süresine sahip olduğu Tablo 3.2’de detaylı olarak gösterilmiştir.

3.3. TAYFSAL ANALİZ VE MODELLER

Burada, milisaniye pulsarların X-ışını emisyonunu karakterize etmek için X-ışını tayfsal modeller kısaca tanıtılmıştır. Tez kapsamında analiz için yapılan önemli noktalardan biri, veriler ile en iyi uyumu sağlayan, milisaniye pulsarlarında gözlemlenen X-ışını emisyonunun fiziksel olarak mümkün olduğunca en iyi modellerle karakterize edilmesi gerekiyordu. Bunun için Karacisim (BB) ve Güç-Kanunu (POW) fonksiyonları kullanıldı. Ayrıca nötron yıldızının tüm yüzeyinden gelen bir katkının etkisi de bu tez kapsamında araştırılmıştır. Analizlere bir nötron yıldızı atmosfer modeli eklenerek, model parametrelerinin değiştirilmesinin gözlenen spektruma etkisi araştırılmıştır. Bu parametreler arasında özellikle yüzey etkin sıcaklığının etkisi incelenmiştir.

3.3.1. Karacisim (BB) Modeli :

Bir kara cisim en sade anlatımla, üzerine düşen tüm fotonları soğuran ve her dalga boyunda yayan idealize edilmiş bir nesnedir. Ortaya çıkan spektrum, maksimumu yalnızca nesnenin sıcaklığına bağlı olan bir sürekli spektrumdur. Normal yıldızlara kıyasla nötron yıldızı atmosfer modellerinde görülen kütleçekimi, güçlü manyetik alan gibi bariz farklılıklar ve nötron yıldızlarının mevcut ve arşiv X-ışını verilerinin kalitesi göz önüne alındığında, kara cisim varsayımlarına sahip modeller, bu nesnelerin gözlemsel verilerini karakterize etmede hala önemli bir rol oynamaktadır. Genel olarak, 3.1 denkleminde de belirtildiği gibi, bir kara cisim modeli kullanılarak verilerden elde edilen sıcaklığa “ renk sıcaklığı ” denilmektedir. Çünkü böyle bir model emisyonun zirvesine uymaya çalışacakken, bir atmosfer modeli doğrudan nesnenin etkin sıcaklığını verecektir (bkz. bölüm 3.3.3) . Analiz edilen kaynaklar için, kara cisim bileşeni genellikle nötron yıldızının yüzeyindeki sıcak bir noktadan gelen ışınımı yansıtmaktadır.

$$A(E) = \frac{K \times 8.0525 E^2 dE}{(kT)^4 [\exp(E/kT) - 1]} \quad (3.1)$$

Yukarıda gösterilen formül (3.1) bir kara cisim radyasyonundan kaynaklanan sürekli emisyonu modelize etmektedir. Bu model bileşeninin iki serbest parametresi vardır. Birincisi, X-ışını yayan maddenin sıcaklığı; ikincisi, kara cisim fonksiyonunun XSPEC’deki bu

temsilinde, 10 kpc birimlerde kaynağın mesafesinin karesine bölünen km cinsinden görünen yayma alanının karesi olarak tanımlanan normalizasyonudur.

Nötron yıldızından gelen termal emisyonun temsili için modelin X-ışın spektral modelleme paketindeki (X-Ray Spectral Fitting Package-XSPEC) “bbodyrad” versiyonunu kullanılmıştır. Bu durumda, enerjinin bir fonksiyonu olarak akı, yukarıda verilen denklem aracılığıyla hesaplanır.

3.3.2. Güç-kanunu (POW) Modeli :

$$A(E) = K \times E^{-\alpha} \quad (3.2)$$

Güç-Kanunu fonksiyonu, milisaniye pulsarlarının X-ışını spektrumlarının yalnızca ampirik bir temsildir. Temelde denklem, kaynağın akısının enerjinin bir fonksiyonu olarak üstel olarak azaldığını göstermektedir. XSPEC’deki güç kanunu uygulaması denklem 3.2’de verilmektedir. Burada, K sabit bileşeni güç kanununun normalizasyonudur ve 1 keV’deki akıyı foton/s/cm² birimlerinde gösterir. α , birimsiz bir parametre olmakla birlikte, enerjinin bir fonksiyonu olarak akının ne kadar hızlı azaldığını belirleyen güç kanununun foton indeksidir. Bu tezde analiz edilen kaynaklar için, güç kanunu işlevi genellikle termal olmayan X-ışını spektrumlarını temsil etmek için kullanılmıştır. Milisaniye pulsarlarından termal olmayan emisyon, manyetosferdeki veya bazı sistemlerdeki fotonların ters-Compton saçılması yoluyla, basitçe nötron yıldızı ve yoldaş yıldız arasındaki maddeden termal olmayan emisyon nedeniyle üretilebilir.

3.3.3. Nötron Yıldızı Atmosfer (NSA) Modeli :

Yüzeydeki nispeten çok yüksek sıcaklık, sahip oldukları çok büyük yüzey kütleçekimi ve devasa manyetik alanları nedeniyle, nötron yıldızlarının atmosferlerinin normal yıldızların atmosferlerinden önemli ölçüde farklı olması beklenir.

İkinci faktör tüm NY’ları için oldukça önemlidir çünkü hal denklemini (EOS) ve opaklığı önemli ölçüde etkileyen atmosferik maddenin güçlü bir şekilde sıkıştırılmasına ve ideal olmamasına yol açar. Bu da opaklık ve EOS üzerinde çok daha büyük ve daha karmaşık etkilerin, özellikle NS atmosferlerini anizotropik yapan çok yüksek manyetik alandan beklenebilir (Zavlin, Pavlov, & Shibano, 1996).

Nötron yıldızlarının yüzeyleri üzerinde var olan atmosferleri bu cisimlerin yüzeylerinden yayılan fotonların enerji dağılımında gözlemlenebilir etkilerinin olması beklenmektedir.

Tez kapsamında düşük manyetik alanlı ve neredeyse soğuk kabul edilen nötron yıldızları üzerine çalışılmıştır. Bu durumlar için Nötron Yıldız Atmosferi modeli (NSA) (Pavlov *ve diğ.*, 1995; Zavlin, Pavlov, & Shibano, 1996) yaygın olarak kullanılan bir modeldir. Model, bir nötron yıldızının atmosferinin tamamen iyonize H, He veya Fe'den oluştuğunu varsayan ışınsal transfer denklemi çözümlerinin farklı durumlarını içermektedir ve 0.05 ila 10.0 keV X-ışını aralığındaki spektrumlar ile uyumludur. Varsayımlarımızda saf Hidrojen modelleri kullanılmıştır. Bu varsayımı kullanmamızın nedeni çoğunlukla bir nötron yıldızının yüzeyinin yıldızlararası ortamdan toplanan saf Hidrojen ile çok kısa bir sürede doldurulabilmesi ve böyle bir durumda daha ağır elementlerin yüzeye çökmesidir, bu durumda element atmosferin derinliklerine iner ve nötron yıldızının kabuğunun bir parçası haline gelir (bkz. Özel, 2013).

NSA modelinin, milisaniye pulsarlarının geometrisinin yüzeye dik olduğu varsayımı altında nötron yıldızının manyetik alanı için modelde uygulanan üç farklı opsiyonu vardır. Bunlar şöyledir;

- $\log T_{eff}(K) = 5.0 - 7.0$ aralığında üniform bir yüzey (etkin) sıcaklığı ile $< 10^8 - 10^9$ G (manyetize edilmemiş),
- $\log T_{eff}(K) = 5.5 - 6.8$ aralığında üniform bir yüzey (etkin) sıcaklığı olan bir $B = 10^{12}$ G alanı ve
- $\log T_{eff}(K) = 5.5 - 6.8$ aralığında üniform bir yüzey (etkin) sıcaklığı olan bir $B = 10^{13}$ G alanı olmak üzere üç seçenek vardır.

Bu modelde ısı kaynakları atmosferin çok altında ve atmosfer radyatif ve hidrostatik dengededir. Modeli uygularken sıcaklığa ve normalizasyona uyumlu olması için M_{ns} ve R_{ns} 'i değerlerinin sabit tutulması önerilmektedir. Manyetik alan ise 0, 10^{12} veya 10^{13} G olarak sabit alınmalıdır.

Üst sınır da, daha yüksek enerjilerde, bir foton atmosferin derinliklerinden üst katmanlara giderken atmosferde Compton saçılmasının da dikkate alınması gerekir. NSA modeli, düşük sıcaklıklarda geçerli olan ışınsal transfer hesaplamalarında daha basit olması için yalnızca Thomson saçılımını varsayar. Alt sınır ise bu kadar düşük sıcaklıklarda tamamen iyonize olmuş Hidrojen atmosfer varsayımının geçersiz hale gelmesinden kaynaklanmakta

ve atmosferin kısmen iyonize olmuş Hidrojen varlığının da dikkate alınması gerekmektedir. Ancak bu kadar düşük sıcaklıklarda, X-ışını bantlarında yüzey bileşeninin katkısının az olması beklenir.

Son olarak, model ayrıca nötron yıldızının kütesini ve yarıçapını da hesaba katarak kütleçekimsel kırmızıya kaymayı da hesaplar. Etkin sıcaklık ve yarıçap, aşağıda verilen formülle hesaplanır.

$$T_{eff}^{inf} = T_{eff} \times g_r R_{ns}^{inf} = R_{ns} / g_r \quad (3.3)$$

Uzak bir gözlemci tarafından hesaplanan etkin sıcaklık ve yarıçap değerleri ise yukarıda verilen 3.3 denkleminde hesaplanmaktadır.

$$g_r = \sqrt{1 - 2.952 \times M_{ns} / R_{ns}} \quad (3.4)$$

3.3 denkleminde yer alan g_r parametresi kütleçekimsel kırmızıya kaymayı gösterir.

3.4. TAYFSAL ANALİZ

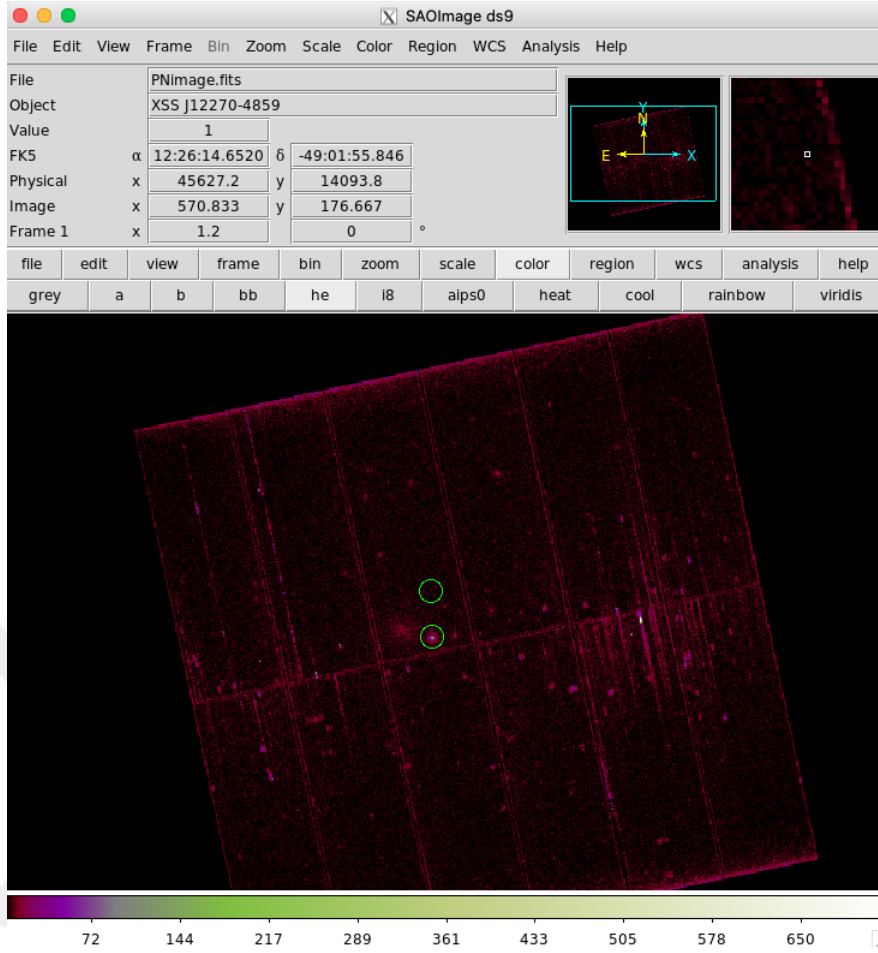
Milisaniye pulsarlarının X-ışın emisyonu çoğunlukla biri ısısal diğeri ısısal olmayan iki bileşenden oluşur. Gözlemler çoğunlukla ısısal bileşenin nötron yıldızı yüzeyinde küçük bir noktadan yayıldığını göstermektedir. Bu bölgenin nötron yıldızının manyetik kutuplarında alan çizgilerinin yıldızın kabuğu ile etkileştiği ve yüzeyin ısınmasına yol açtığı bölge olduğu düşünülmektedir (bkz. Greenstein & Hartke, 1983; Ögelman, 1991). Manyetik alan yüzey ile etkileştikçe bozunur ve yüzeyi ısıtır ve bu durum sonucunda yüzeydeki sıcaklık dağılımında bir anizotropiye sebep olur. Bu bileşenlere ek olarak bir nötron yıldızının tüm yüzey sıcaklığını ve uzun dönemli soğumasını yansıtan üçüncü bir bileşen daha vardır. Bu üçüncü bileşenin gözlenebildiği örnek nötron yıldızları tespit edilmiştir (Bogdanov, 2013). Ancak bu bileşenin doğrudan gözlenemediği durumlar için kaynaktan hipotetik bir üçüncü bileşenin olduğu varsayılmıştır. Bunun için de NSA modeli kullanılarak bu üçüncü bileşen

için güçlü bir limit konulmaya çalışılmıştır (bkz. Schwenzer *ve diğ.*, 2017).

Bu üçüncü bileşenin görülebileceği kaynaklardan biri olan milisaniye pulsarları ve tez kapsamında seçilen pulsarlar detaylı olarak Bölüm 3.1’de verilmiştir. Bu kaynakları seçerken öncelikli olarak ATNF Pulsar Kataloğu² ve arşiv çalışmaları incelenmiş ve kaynaklar seçilmiştir. Seçilen kaynakların X-ışın verileri taranırken, X-ışın analizinde kullanılan NASA–HEASARC³ arşiv sitesi kullanılmıştır. Kaynakların arşivden verileri alındıktan sonra seçilen uydu verisine göre kalibrasyon işlemi yapılmıştır. XMM–Newton verilerinin kalibrasyonu için uydunun standart SAS programının veri indirgeme programı uygulanmıştır. Her bir gözlem için gözlem verileri yeterli olduğu takdirde EPIC/pn ve EPIC/MOS verileri epproc ve emproc komutları kullanılarak, en güncel sunulan kalibrasyon verileri ile kalibre edilmiştir. Her bir X-ışın tayfı için aynı CCD çipi üzerinden olmak üzere boş bir bölgeden arkaplan bölgesi seçilmiş ve spektrel analizde bu arkaplan tayfı kaynak tayfindan çıkarılmıştır. Benzer şekilde Chandra verileri için de CIAO programının 4.9 sürümü ve CALDB 4.7.6 sürümü kullanılarak analiz edilmiştir. Her bir veri CIAO paketinde yer alan chandra_repro ile indirgenmiş ve specextract ile de X-ışın tayfları çıkarılmıştır. XMM-Newton’da olduğu gibi kaynak ile aynı çip üzerinde olmak üzere uygun bir bölgeden arkaplan (background) spektrumu da bu aşamada çıkarılmıştır (bkz. Şekil 3.7). Kalibrasyon işlemi tamamlandıktan sonra tekrar aynı programlar kullanılarak pulsarlardan gelen ışınının gözlemler sırasındaki tayfı elde edilmiştir. Üretilen X-ışın tayflarının modellenmesinde XSPEC programının 12.9.0 versiyonu kullanılmıştır. Düşük X-ışın enerjilerinde yıldızlararası ortamın bize ulaşmakta olan yıldızın ışığını soğurması etkin ve önemli bir mekanizmadır. Bu durum incelediğimiz kaynaklarda da önemli olmaktadır. Bu nedenle her kaynağın yıldızlararası ortam için verilen metal bolluğunu kabul ederek XSPEC’de tanımlı tbabs modeli (Wilms & McCray, 2000) kullanılmıştır. Hidrojen kolon yoğunluğunun değeri için ise Kalberla *ve diğ.* (2005)’de verilen değerler modellememizde sabit parametre olarak kullanılmıştır. Bu işlemin ardından her bir X-ışın tayfı bir karacisim ve/veya güç kanunu modelleri kullanılarak modellenmiştir. Bazı durumlarda gerek elde edilen verinin durumu gerekse de kaynağın fiziksel özelliklerinden ötürü yalnızca bir karacisim ya da sadece güç kanunu modeli de istatistiksel olarak veriler ile kabul edilebilir bir uyum sağlamıştır. Bu durumlarda ikinci bir bileşen kullanılmamıştır.

² <https://www.atnf.csiro.au/research/pulsar/psrcat/expert.html>

³ <https://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/archive.html>



Şekil 3.8: Kaynak ve arkaplan bölgesi için seçilen bölgeler yeşil çember ile ds9 programı üzerinden gösterilmiştir.

Veri analizi için uygulanan bu işlem her bir kaynak için sırasıyla aynı adımlar takip edilerek uygulanmıştır. Bölüm 4’de verilen bulgulara da detaylı olarak görülebileceği üzere uygulanan modeller X-ışın verilerinde yeni bir modele yer bırakmayacak kadar iyi bir şekilde veri ile uyum sağlamaktadır. Dahası veri ile uyum sağlayan ısısal bileşenin geldiği bölgenin yarıçapı her durumda bir nötron yıldızından beklenen yarıçapından çok daha küçük çıkmaktadır. Bu durum ısısal bileşenin yüzeyin tamamından değil yukarıda belirtildiği üzere nötron yıldızı üzerindeki sıcak bir bölgeyi temsil ettiğini göstermektedir. Bu noktada yapılabilecek çalışma, var olan bileşenlerden çok daha sönük olduğu için eldeki verilerin tespitine izin vermediği nötron yıldızının yüzey ışınlımına dair limit koymaktır. Bunun için de her bir kaynak için elde ettiğimiz veri ile en iyi uyumlu modele bir de Nötron Yıldızı Atmosfer modeli (NSA, Zavlin, Pavlov, & Shibano (1996)) eklenmiştir. NSA modeli eklenirken nötron yıldızının kütlesi $M = 1.4 M_{\odot}$, manyetik alanı bu sistemler için uygun olacak şekilde $B = 0$ G, olarak sabit şekilde alınmıştır. Modelin normalizasyonu

incelenen kaynağın uzaklığı ile orantılı olduğundan her bir kaynak için bu değer, uzaklıkları da dikkate alacak şekilde kullanılmıştır. Son olarak nötron yıldızının yarıçapı $R = 8, 10$ ve 15 km gibi muhtemel üç farklı yarıçap olarak alınmıştır. Böylece farklı kütleçekimsel kırmızıya kayma durumlarında sıcaklık limitinde oluşacak fark da hesaplarımızda dikkate alınmıştır. Kaynakların uzaklığı için ise herhangi bir referans bulunmadığı takdirde %15 hata oranı olarak, verildiyse ise verilen hata aralığını kapsayacak 20 farklı uzaklık değeri için hesaplama yapılmıştır. Oluşturulan program ile, her bir uzaklık ve yarıçap değeri için NSA modelinin tanımlandığı minimum sıcaklık olan 10^5 K'den başlayıp 10^7 K'e kadar sıcaklık değerleri taranmış ve her bir durumda oluşan χ^2 değerleri kayıt edilmiştir. Böylesi tanımlanmış bir NSA modelinin sıcaklığı arttıkça veri ile iyi uyum sağlayan başlangıç modelimize yapacağı akı katkısı artacaktır. Nihayetinde öylesi bir sıcaklık değeri belirlenebilir ki o noktada NSA modelinin akısı toplam modelde tespit edilebilecek bir fark yaratır.

Elbette gerçek veride böyle bir gözlemsel bulgu olmadığı için bu noktada veri ile model arasındaki uyum bozulacak ve χ^2 değerleri kötüleşmeye başlayacaktır. İşte bu nokta nötron yıldızının yüzey ışıınımı için bir üst limiti teşkil eder. Çünkü nötron yıldızı bu limitten daha sıcak olsaydı bunun veri üzerinde gözlenebilir bir etkisi olmalıydı. Bu yüzey bileşeninin sıcaklığının bir fonksiyonu olarak χ^2/dof 'deki değişiklikler her bir kaynak için Bölüm 4'de, Şekil 4.2, 4.10, 4.11, 4.12, 4.13, 4.14 ve 4.15 olarak gösterilmektedir. Böylece Mevcut X-ışını verileri, nötron yıldızının yüzey sıcaklığı üzerinde bir limit vermemizi mümkün kılmaktadır. Yapılan analiz sonucu elde ettiğimiz değerler Tablo 4.2'de verilmiştir.

4. BULGULAR

Bu bölümde uzaklığın bir fonksiyonu olarak hesaplanan nötron yıldızı atmosfer modelinin sıcaklığın bir fonksiyonu olarak elde edilen χ^2/dof değerinden elde edilen sonuç grafikleri verilmiştir. Grafiklerde bulunan dikey kırmızı çizginin kalınlığı, her bir kaynağın mesafesindeki hatayı gösterir. Ayrıca ilk defa bu tez kapsamında incelenen PSR J1653–0158 ve PSR J1227–4853 kaynaklarına ait bulgular aşağıda sırasıyla verilmiş olup kaynakların spektral analizi sonucu elde edilen bulgular detaylı olarak tartışılmıştır.

Her bir kaynak için elde edilmiş tayflar ve veri ile en iyi uyum sağlamış modeller Şekil 4.1, 4.3, 4.6, 4.7, 4.8 ve 4.9 ile verilmiştir. En iyi uyum sağlayan model parametreler değerleri ise Tablo 4.1’de verilmiştir. Tablo 4.1’de verilen ve tez kapsamında ilk defa çalışması yapılan PSR J1227–4853 ve PSR J1653–0158 kaynakları hariç, diğer kaynakların sonuçları Boztepe ve diğ. (2020)’den derlenmiştir. NSA modeli eklenerek elde edilen sınır değerleri ve sonuç grafikleri gösteren, Tablo 4.2, Şekil 4.2, 4.10, 4.11, 4.12, 4.13, 4.14 ve 4.15, Boztepe ve diğ. (2020) tarafından yapılan çalışma baz alınarak verilmiştir. Bu bölümde sunulan bulgular Bölüm 5’de detaylı olarak tartışılacaktır.

Tablo 4.1: Tüm kaynakların spektral analizinin sonuçları.

Kaynak İsmi	N_H^* (10^{22}) cm^{-2}	kT (keV)	R^{**} (km)	Γ	Ak ^{***}	χ_v^2 / dof
PSR J1227–4853	0.11	—	—	1.16 ± 0.05	67.1 ± 2.0	1.25/113
PSR J1653–0158	0.09	—	—	1.69 ± 0.11	16.9 ± 1.6	1.05/39
PSR J1723–2837	0.37	0.12 ± 0.11	0.88 ± 0.20	1.15 ± 0.02	3177.05 ± 2.7	0.89/418
PSR J2241–5236	0.01	0.176 ± 0.01	0.06 ± 0.02	2.64 ± 0.15	6.23 ± 0.02	0.56/25
PSR J1810+1744	0.09	—	—	1.72 ± 0.09	8.55 ± 0.77	0.8/15
PSR J1400–1431	$0.02^\dagger$	0.16 ± 0.01	0.04 ± 0.01	—	1.16 ± 0.17	0.51/18
PSR J1744–1134	0.21	—	—	2.57 ± 0.21	7.37 ± 0.85	1.09/16
PSR J2256–1024	0.03	—	—	2.93 ± 0.20	6.46 ± 1.30	0.73/6
PSR J0952–0607	0.04	—	—	$2.44^{+0.23}_{-0.21}$	1.07 ± 0.04	1.21/12
PSR J1231–1411	0.04	0.16 ± 0.01	$0.159^{+0.144}_{-0.041}$	2.85 ± 0.05	30.80 ± 1.20	0.98/225

* N_H değerleri Kalberla ve diğ. (2005)’den alınmıştır.

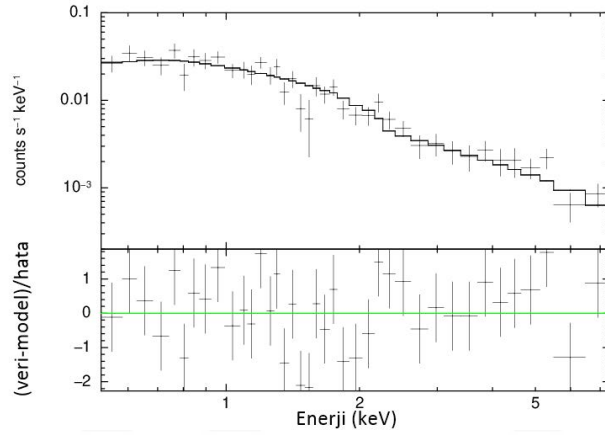
** R , kara cisim modelinin normalizasyonu ve uzaklık kullanılarak hesaplanan kaynağın görünür yarıçapıdır.

[†] Bu kaynağın uzaklık değeri Swiggum ve diğ. (2017)’den alınmıştır.

*** 10^{-14} erg/s/cm⁻² biriminde yıldızlararası soğurmadan arındırılmış akıdır.

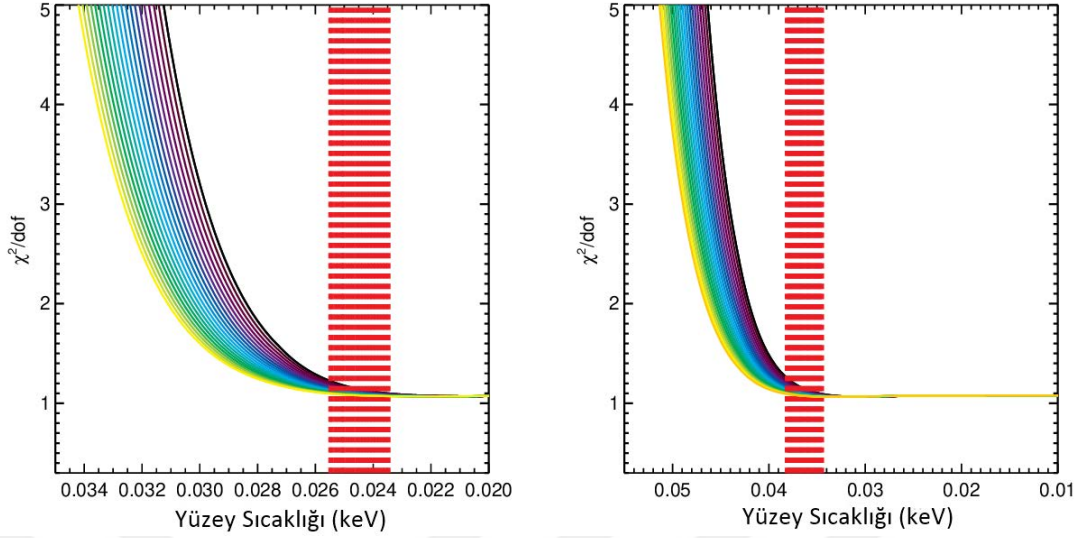
4.1. PSR J1653–0158

Bölüm 3.4’te açıklandığı üzere kaynağın X-ışın spektrum analizi gerçekleştirilmiştir. Elde edilen spektrum Şekil 4.1’de gösterilmiştir. Kaynağın spektrumu bir güç-kanunu modeli ile fit edilmiştir. Gözlemcinin görüş doğrultusu ile kaynak arasındaki madde yoğunluğunun bir ölçüsü olan N_H değeri analiz sırasında sabit olarak alınmıştır. Elde edilen analiz parametresi sonuçları Tablo 4.1’de verilmiştir. X-ışın spektrumu ve veriyle en iyi uyumu sağlayan modelin sonucu ise Şekil 4.2’da gösterilmiştir. Kaynaktan herhangi bir değişim istemediğimiz için eş zamanlı olan XMM-Newton verisi kullanılmıştır.



Şekil 4.1: PSR J1653-0158’nin en iyi uyumlu olduğu modelin X-ışın spektrumu gösterilmiştir. Alt paneller, model ile verilerin istatistiksel belirsizliğini göstermektedir. Üst paneldeki etiketler, Chanda, XMM-Newton veya SUZAKU verilerine karşılık gelmekte olup farklı renklerde gösterilmiştir.

Detaylı olarak Bölüm 3.4’te anlatıldığı üzere en uyumlu model üzerine NSA modeli eklenmiştir. Model kullanılırken kaynağın parametreleri; uzaklığı 0.53 kpc, $1.4 M_{\odot}$ ve sıfır manyetik alan seçilerek analiz yapılmıştır. Analiz sonucu nötron yıldızının yüzey sıcaklık değeri $kT = 24.57^{+4.8}_{-5.3}$ eV olarak bulunmuştur. Analizimizde kullanılan NSA modelini, SiNan Long ve diğ. (2022)’nin çalışması ile kıyaslayabilmek için uzaklığı 0.84 kpc, kütleyi $2.17 M_{\odot}$ olarak Bölüm 3.4’te analiz yöntemi takip edilerek analiz işlemi yapılmıştır. NSA modelinden elde edilen nötron yıldızının yüzey sıcaklığı $kT = 36.42^{+1.7}_{-1.9}$ eV olarak bulunmuştur.

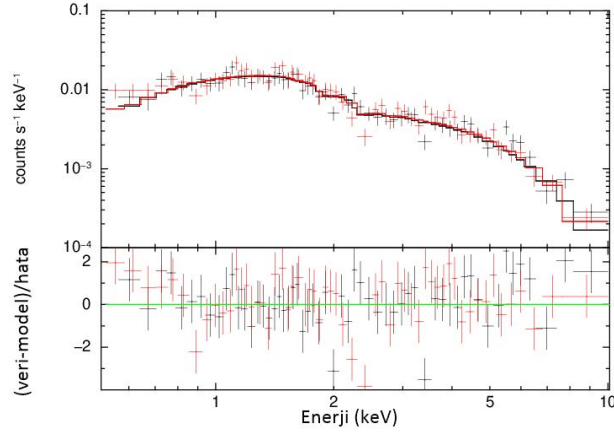


Şekil 4.2: NSA modeli kullanılarak PSR J1653-0158 kaynağı için elde edilen sınır değeri göstermektedir. Sol ve sağ panel sırasıyla, 0.53 ve 0.84 kpc uzaklık için elde edilen sonuçları gösterir.

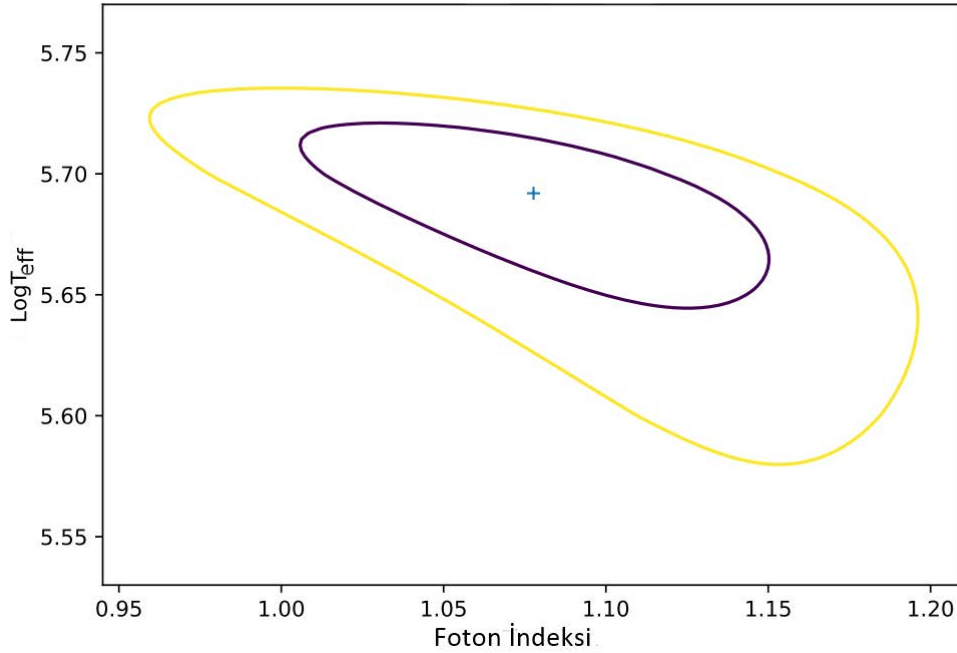
4.2. PSR J1227–4853

Kaynağın X-ışın spektrumu, bir güç-kanunu ile modellendikten sonra bir nötron yıldızı atmosfer modeli eklenerek modellenmiştir. Elde edilen spektrum Şekil 4.3’de gösterilmiştir. Diğer kaynaklarda olduğu gibi hidrojen kolon yoğunluğu sabit bir değer olarak alınmıştır. de Martino *ve diğ.* (2013) tarafından tek güç-kanunu kullanılarak yapılan X-ışın analizi sonuçları analiz sonuçlarımız ile tutarlıdır. Eklenen NSA modeli hali hazırda kullanılan güç-kanunu ile uyumlu değerler üretmiştir. Bu nedenle NSA modelinden elde edilen sıcaklık değerinin nötron yıldızının yüzey sıcaklığının $kT = 31.93 \pm 14.3$ eV olduğu varsayılp bu değer yüzey sıcaklığı olarak kullanılmıştır.

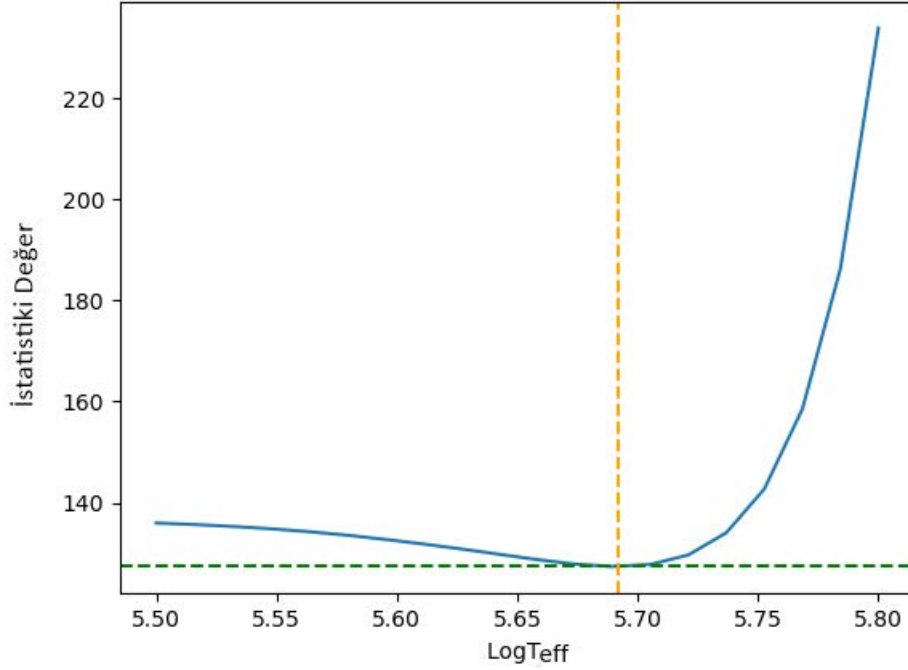
Kullanılan güç-kanunu ve NSA model parametrelerinin istatistiksel olarak anlamlı olup olmadığını anlamak için Γ ve T_{eff} parametrelerinin model uyumuna bakılmıştır. Elde edilen parametrelerin güvenilirlik eğrisini gösteren kontür çizimi Şekil 4.4’de verilmiştir. Kontürler 1 ve 2 sigma güven aralığında çizdirilmiştir. Modelleme istatistiğinin karacisim bileşenin sıcaklık parametresiyle nasıl değiştiği Şekil 4.5’te açık bir şekilde gösterilmektedir.



Şekil 4.3: PSR J1227-4853'nin en iyi uyumlu olduğu modelin X-ışın spektrumu gösterilmiştir. Alt paneller, model ile verilerin istatistiksel belirsizliğini göstermektedir. Üst paneldeki farklı etiketler, Chanda, XMM-Newton ve Suzaku verilerine karşılık gelmekte olup farklı renklerde gösterilmiştir.



Şekil 4.4: PSR J1227-4853 kaynağının sıcaklık ve Γ parametrelerin uyum istatistiğini gösteren kontür haritasıdır.



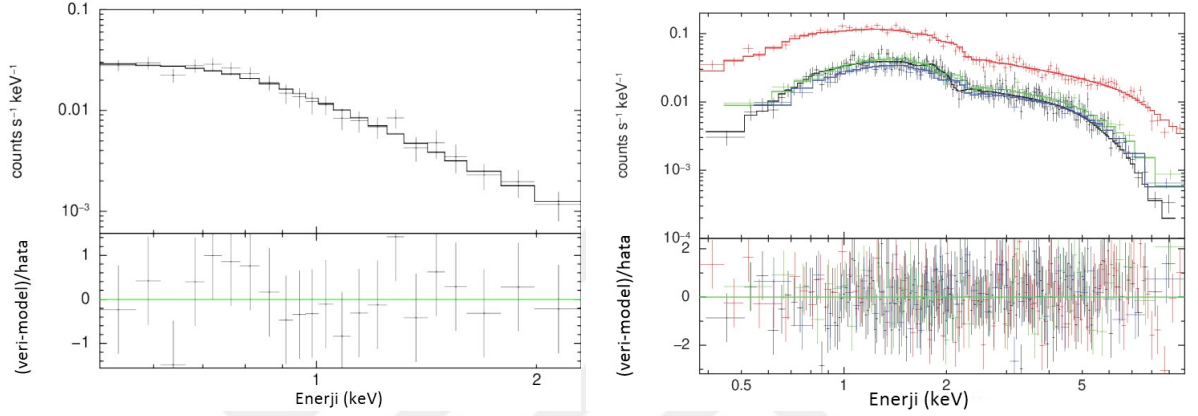
Şekil 4.5: PSR J1227-4853 kaynağının sıcaklık parametresi ile modellemenin uyum istatistiğini gösterir. Kesikli çizgiler istatistiki olarak uyumlu olduğu değeri göstermektedir.

4.3. DİĞER KAYNAKLAR

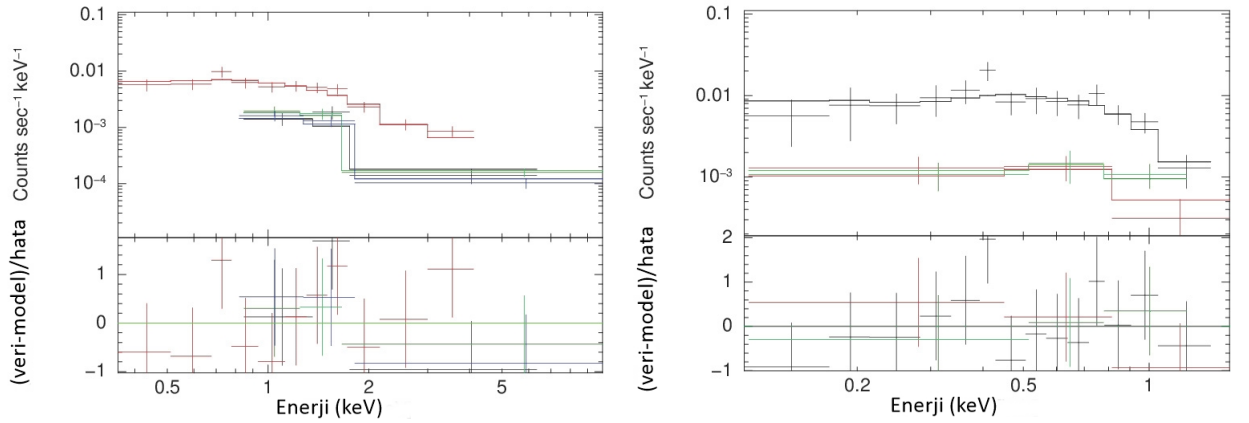
Diğer bir yandan PSR J1723–2837 kaynağının analizinde, kullanılan bileşen nedeniyle iki farklı sonuç bulunmuştur. X-ışın spektrumu bir karacisim ve bir güç kanunu ile hidrojen kolon yoğunluğu sabit $0.37 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ alınarak modellendiğinde sıcaklık $kT_{BB} = 120 \pm 11 \text{ eV}$ ve $\Gamma = 1.15 \pm 0.018$ $\chi^2_v / \text{dof} = 0.90/417$ olarak bulunmuştur. Bununla birlikte aynı veriler NSA modeli ve bir güç-kanunu modeli ile modellendiğinde de veriler oldukça uyumludur. Bu da parametrelerin uyumlu olarak ayarlandığında tam yüzey bileşenini yansıtacak şekilde olabileceğini göstermektedir. Aynı Hidrojen kolon yoğunluğu için, Tablo 4.2’de verilen uzaklık, varsayılan üç farklı yarıçap değeri, sabit bir nötron yıldızı kütlesi $1.4 M_{\odot}$, sıfır manyetik alan (bkz. Bölüm 3) ile sıcaklık $kT = 46.8^{+8.9}_{-7.1} \text{ eV}$, $\chi^2_v / \text{dof} = 0.89/418$ olan bir yüzey ışıınımını gösterir. Buradaki serbestlik derecelerindeki fark, NSA modellenirken, uzaklık ve yarıçapın bir değerde sabitlenmiş olması ve sadece yüzey sıcaklığının serbest parametre olarak alınmasından kaynaklanmaktadır.

Bize en yakın kaynaklardan biri olan PSR J1400–1431 için Bölüm 3.4’te anlatılan analiz

yöntemi takip edilmiştir. Kaynağın X-ışın spektrumu bir karacisim modeli ile uyumlu olarak fit edilmiştir. Daha sonra NSA modeli eklendiğinde kaynağın sıcaklığı, $kT = 10.5^{+1.7}_{-1.5}$ eV olarak bulunmuştur. Bu elde ettiğimiz değerden anlaşılmaktadır ki nötron yıldızı atmosfer modelinin tanımlı olduğu en düşük sıcaklık değeri için bile χ^2 istatistiksel olarak anlamlı bir miktarda değişmektedir. Bu durum bu kaynağın yüzey sıcaklığının 10^5 K'den bile düşük olması gerektiğini ortaya koymaktadır.

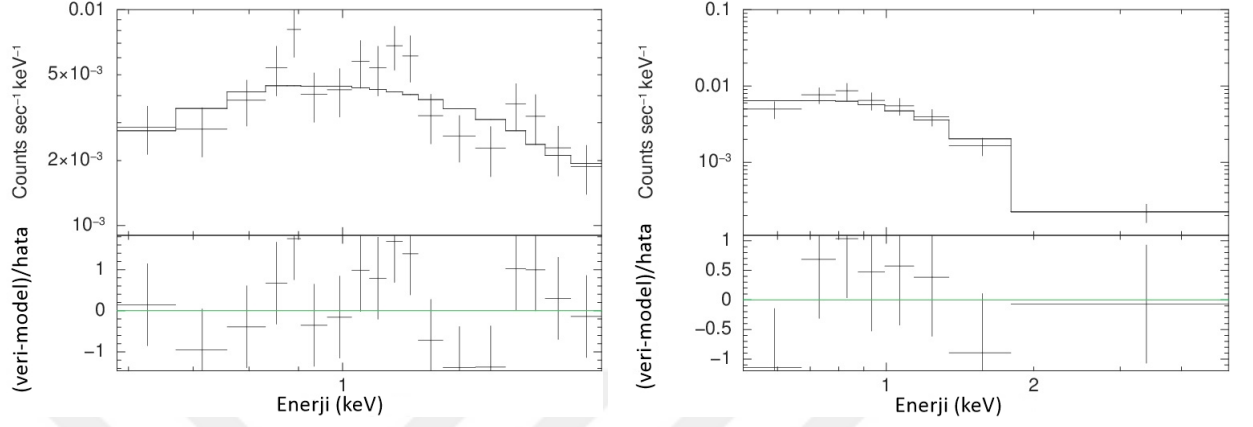


Şekil 4.6: Şekil 4.1’de olduğu gibi modelle en iyi uyum sağlayan X-ışını spektrumu PSR J2241-5236 ve PSR J1723-2837 için verilmiştir (Boztepe ve diğ., 2020).

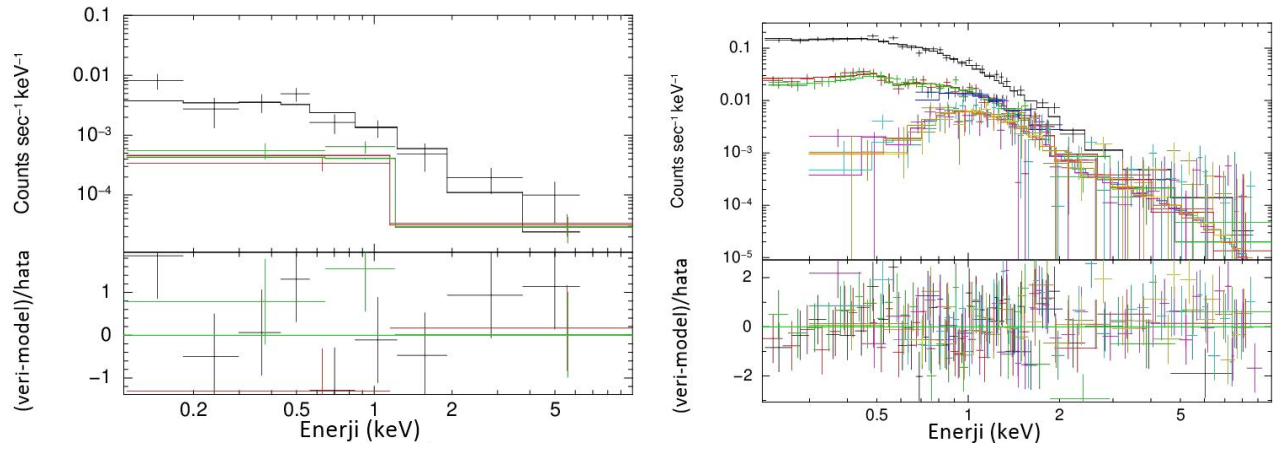


Şekil 4.7: Şekil 4.1’de olduğu gibi modelle en iyi uyum sağlayan X-ışını spektrumu PSR J1810+1744, PSR J1400–1431 için verilmiştir (Boztepe ve diğ., 2020).

Analizler sonucunda bazı kaynaklar bir termal bileşen, bir termal olmayan bileşen veya termal bileşen ile termal olmayan bileşen olarak modellenebilmiştir. Termal bileşen ile modellenen kaynakların karacisim normalizasyonu ve uzaklıkları kullanılarak kaynağa ait gerçek yarıçap değerleri hesaplanmıştır. Kaynakların, 0.5 ile 10 keV arasındaki soğurulmamış akı değeri hesapları da Tablo 4.1’te verilmiştir. PSR J1653-0158 ve PSR J1227-4853 kaynakları dışındaki NSA modeli sonuçları sırasıyla, Şekil 4.10, 4.11, 4.12, 4.13, 4.14 ve 4.15 olarak verilmiştir.



Şekil 4.8: Şekil 4.1’de olduğu gibi modelle en iyi uyum sağlayan X-ışını spektrumu PSR J1744–1134 ve PSR J2256–1024 için verilmiştir (Boztepe ve diğ., 2020).



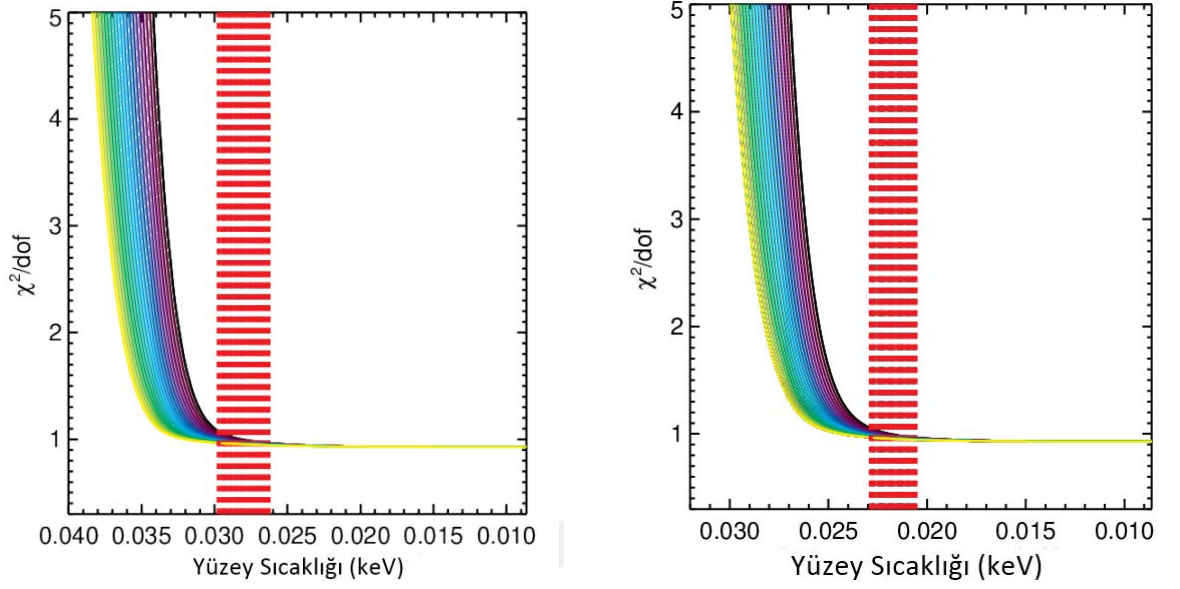
Şekil 4.9: Şekil 4.1’de olduğu gibi modelle en iyi uyum sağlayan X-ışını spektrumu PSR J0952–0607, PSR J1231–1411 için verilmiştir (Boztepe ve diğ., 2020).

Tablo 4.2: Her kaynak için farklı yarıçap varsayımı (8, 10 ve 15km) altında yüzey sıcaklığı için elde edilen değerler verilmiştir. Sıcaklıklar için hata aralığı, hem yarıçap hem de mesafe ölçümlerindeki belirsizliklerden kaynaklanmaktadır. En büyük sıcaklık, en küçük yarıçap ve kaynak mesafesine karşılık gelir ve en küçük sıcaklık için bunun tersi de geçerlidir.

Kaynak İsmi	f (Hz)	Uzaklık (kpc)	$T_s^{(NSA)}$ (eV)
PSR J1653–0158*	508.21	0.53	$24.57^{+5.3}_{-4.8}$
	508.21	0.84	$36.42^{+1.9}_{-1.7}$
PSR J1227–4853	592.99	1.4	31.93 ± 14.3
PSR J1723–2837	538.87	$0.91^{+0.05}_{-0.04}$	$46.8^{+8.9}_{-7.1}$
PSR J2241–5236*	457.31	0.49	$21.7^{+4.2}_{-5.6}$
	457.31	0.96	$28.04^{+6.10}_{-7.17}$
PSR J1810+1744	602.41	2.0	$23.6^{+5.1}_{-8.9}$
PSR J1400–1431	324.23	0.27	$10.5^{+1.5}_{-1.7}$
PSR J1744–1134	245.43	0.410 ± 0.01	$24.5^{+4.8}_{-3.5}$
PSR J2256–1024*	436.68	0.6	$23.3^{+3.3}_{-6.0}$
		1.33	$33.01^{+8.06}_{-7.89}$
PSR J0952–0607*	707.29	1.74	$28.07^{+7.03}_{-5.96}$
		0.97	$22.66^{+3.13}_{-3.08}$
PSR J1231–1411	271.45	0.44	$26.2^{+8.8}_{-11.0}$

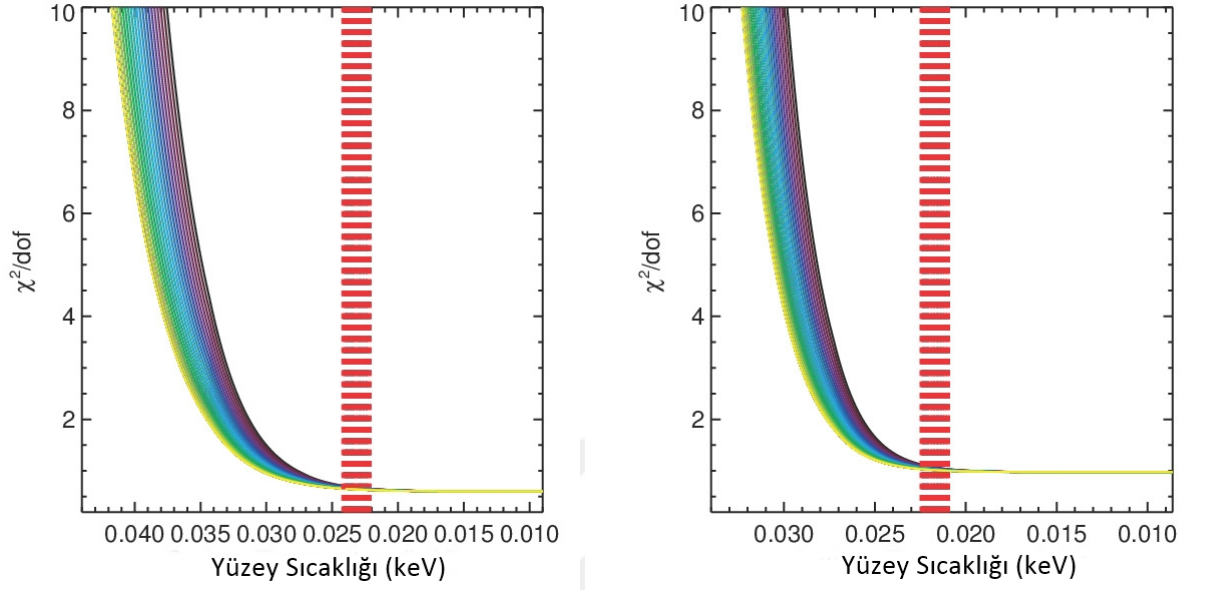
* İki farklı uzaklık değeri varsayılmıştır (d= 0.53 ve d= 0.84 kpc, d= 0.49 ve d= 0.96 kpc, d= 0.6 ve d= 1.33 kpc, d= 1.74 ve d= 0.97 kpc).

NOT : PSR J1653–0158 ve PSR J1227–4853 kaynakları haricindeki kaynakların sonuçları Boztepe ve diğ. (2020)’den derlenmiştir.

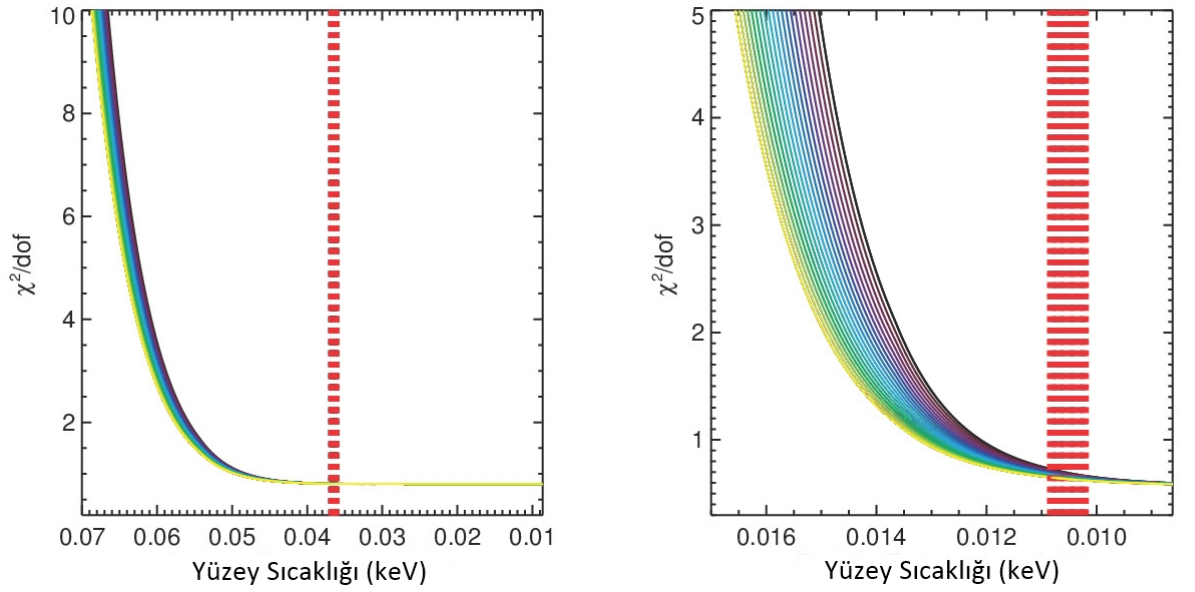


Şekil 4.10: NSA modeli kullanılarak PSR J2241-5236 kaynağı için elde edilen sınır değerleri göstermektedir. Sağ ve sol panel farklı uzaklık için elde edilen sonucu gösterir (Boztepe ve diğ., 2020).

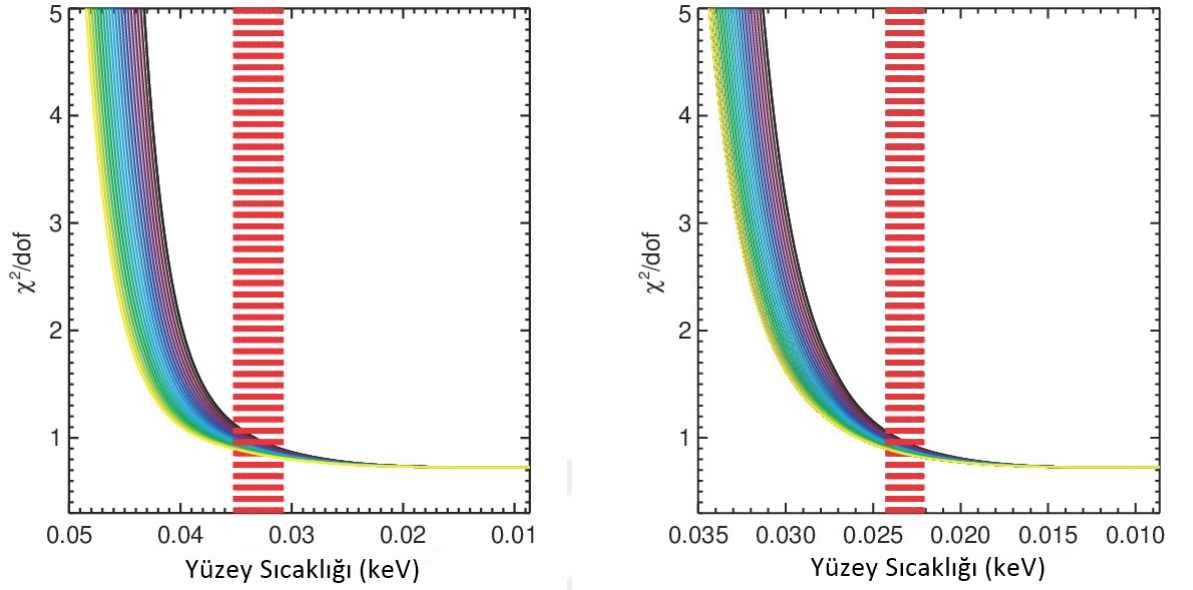
Ek olarak Hidrojen kolon yoğunluğun etkisini test etmek amacıyla ısısal ve ısısal olmayan tayfsal bileşenlere sahip olan bazı kaynaklar seçilmiştir. Bunlara iki örnek, sırasıyla PSR J1810+1744 ve PSR J1231–1411’dir. Analiz sonucunda elde edilen PSR J1810+1744’ün N_H değeri sabit olarak aldığımız N_H değerinden %80 oranında bir azalış göstermiş ve bu durumda NSA için sıcaklık değeri $T_{NSA} = 26.511$ eV olarak bulunmuştur. PSR J1231–1411 için ise N_H değerinin sonucu sabit olarak aldığımız N_H değerinden %50 oranında bir artış göstermiştir, dolayısıyla NSA için sıcaklık değeri $T_{NSA} = 19.92$ eV olarak bulunmuştur.



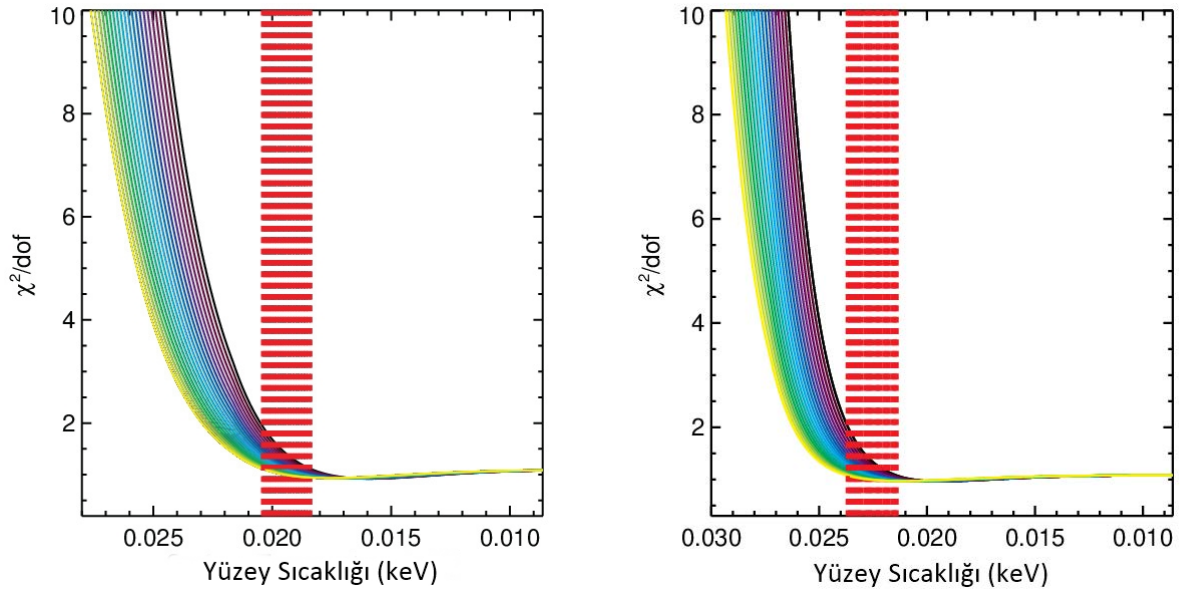
Şekil 4.11: NSA modeli kullanılarak PSR J1810+1744 ve PSR J1744–1134 kaynakları için elde edilen sınır değerleri göstermektedir (Boztepe ve diğ., 2020).



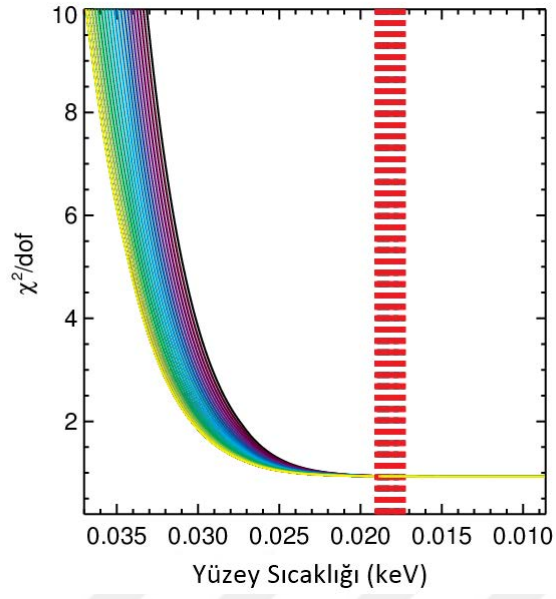
Şekil 4.12: NSA modeli kullanılarak PSR J1723-2837 ve PSR J1400–1431 kaynakları için elde edilen sınır değerleri göstermektedir (Boztepe ve diğ., 2020).



Şekil 4.13: NSA modeli kullanılarak PSR J2256–1024 kaynağı için elde edilen sınır değerleri göstermektedir. Sağ ve sol panel farklı uzaklık için elde edilen sonucu gösterir (Boztepe ve diğ., 2020).



Şekil 4.14: NSA modeli kullanılarak PSR J0952–0607 kaynağı için elde edilen sınır değerleri göstermektedir. Sağ ve sol panel farklı uzaklık için elde edilen sonucu gösterir (Boztepe ve diğ., 2020).



Şekil 4.15: NSA modeli kullanılarak PSR J1231–1411 kaynağı için elde edilen sınır değerleri göstermektedir (Boztepe *ve diğ.*, 2020).

5. TARTIŞMA VE SONUÇ

Bu çalışmada belirlenen milisaniye pulsarlarının X-ışın veri analizi yapılmıştır ve sonuçları sunulmuştur. XMM-Newton, Chandra ve SUZAKU gibi uyduların X-ışın verilerini kullanarak teoride r-mod osilasyonları nedeniyle meydana geldiği düşünülen ekstra ısının gözlem verilerinde de tespiti amaçlanmıştır. Bu sıcaklık için milisaniye pulsarı verisine NSA modeli eklenerek nötron yıldızının yüzeyi için verilebilecek minimum değerler elde edilmiştir. Böylece dolaylı yoldan da olsa yıldızın iç yapısı hakkında bir bilgi sahibi olabiliriz.

Kaynakların sönük olması nedeniyle en yakın ve en hızlı dönen kaynaklar seçilmiştir. Kaynakların uzaklıkları ve sabit olarak alınan Hidrojen kolon yoğunluğu değerinin analizi nasıl etkilediğini görmek için bazı kaynakların N_H parametresi serbest bırakılmıştır. Elde edilen değerlerden (bkz. Bölüm 4), kolon yoğunluğundaki bu değişimin limit yüzey sıcaklıklarında ortalama % 7,3 düzeyinde bir değişim etkisi olduğu görülmüştür. Bu tür farklılıklar, elde edilen sıcaklık ile Hidrojen kolon yoğunluğu arasındaki karmaşık korelasyonu göstermektedir ve aynı zamanda düşük enerjilerdeki gürültü miktarına da bağlı olmaktadır. Bağımsız yollarla ölçülmüş Hidrojen kolon yoğunluğu değerlerini kullanmanın, bu dejenerasyonu azaltmak için önemli bir araç olduğu gösterilmiştir.

PSR J1653-0158 için elde edilen modelleme sonuçları yakın zamanda yayınlanan SiNan Long *ve diğ.* (2022) çalışması ile uyumludur. SiNan Long *ve diğ.* (2022) tarafından yapılan çalışmada 0.2 ila 40 keV gibi geniş bir enerji aralığında XMM-Newton ve NuSTAR verisi beraber kullanılmıştır. X-ışın spektrumu bir güç-kanunu ve nsatmos modeli kullanarak modellenmiş olsa da tek bir bileşenli güç-kanunu modelinin de yeterli olduğu görülmüştür. Analiz sonucu buldukları $\Gamma = 1.71 \pm 0.009$ ve $N_H = 8.86 \pm 2.29 \times 10^{20} \text{cm}^{-2}$ parametreleri daha önce Kong *ve diğ.* (2014) ve Romani, Filippenko, & Cenko (2014) tarafından yapılan sonuçlar ile uyumludur. Analiz sonuçları da daha önce yapılan bu çalışmalar ile uyumludur (bkz. Tablo 4.1). Ancak Nieder *ve diğ.* (2020) tarafından yapılan son çalışmada bu sistemin $\geq 2 M_\odot$ kütlelik bir değeri bulunmuştur. Bu, Güneş kütesinin iki katından biraz fazla olan nötron yıldızı için olağanüstü derecede bir kütledir. Yapılan bu çalışmada

(Nieder *ve diğ.*, 2020) Hidrojen atmosfer modeli (nsatmos⁴) PSR J1653-0158 sisteminin 0.84 kpc uzaklığında, sabit alınan $2.17 M_{\odot}$ kütle değeri ile manyetik alanın da dahil edildiği nsatmos modeli ve $R=10\text{km}$ varsayımı kullanılarak sıcaklık için $7.99^{+2.68}_{-4.02} \times 10^5 \text{ K}$ değeri bulunmuştur. Bu tez kapsamında kullanılan NSA modelini, SiNan Long *ve diğ.* (2022) çalışması ile kıyaslayabilmek için uzaklık 0.84 kpc, kütle $2.17 M_{\odot}$ alınarak Bölüm 3.4’te verilen analiz yöntemi takip edilerek analiz işlemi yapılmıştır. NSA modelinden elde edilen nötron yıldızının yüzey sıcaklığı $kT=36.42^{+1.7}_{-1.9} \text{ eV}$ ’dir. Elde edilen sonuç, Nieder *ve diğ.* (2020) çalışmasından daha yüksek değerde bulunmuştur, kaynağın beklenenden çok daha sıcak olduğunu göstermektedir. Bu durum, kullanılan verilerin daha geniş bir enerji aralığında (XMM-Newton + NuSTAR verisi) hesaplanması nedeniyle, katkı sağlayan enerji aralığından gelen sonucun daha yüksek bir değerde hesaplanabileceğini gösteriyor olabilir.

PSR J1723–2837 kaynağı için karacisim normalizasyonundan, Bassa *ve diğ.* (2017) tarafından hesaplanan net uzaklık kullanılarak yüzeyde sıcak bir noktanın varlığını gösteren $\sim 0.88 \text{ km}$ ’lik bir görünür yarıçap hesaplanmıştır. Aynı kaynak için kendi yaptığımız analizlerde NSA modeli ve bir güç-kanunu modeli ile modellendiğinde sonuçların verilerle oldukça uyumlu olduğu görülmüştür ve benzer sonuçlar elde edilmiştir.

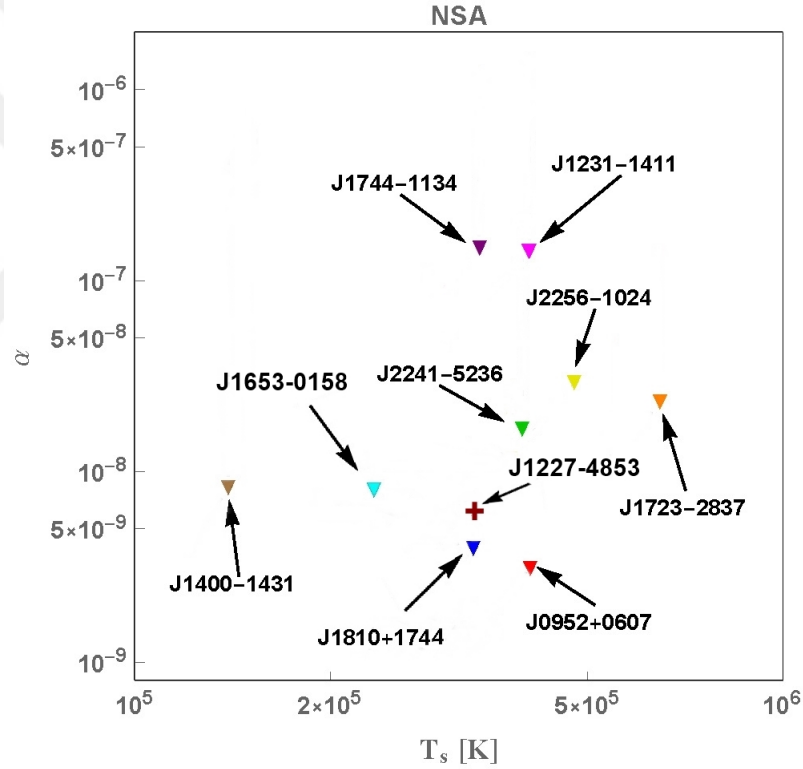
Bölüm 2.3’de anlatıldığı üzere eğer r-modlar tamamen sönümlenemezler ise bu modlar büyüyecek ve sonunda yayılımın doğrusal olmayan artışıyla sonlu bir değere giderek doygun hale geleceklerdir. Bu durumda r-mod sistemde kendini gösterecek ve kaynağı daha da ısıtacaktır. Buna uygun olarak, madde aktarımı yapmayan milisaniye pulsarları için düşük sıcaklık limitleri, Boztepe *ve diğ.* (2020) çalışmasında da tartışıldığı gibi bu kaynaklarda r-modu genliği üzerinde güçlü kısıtlamalar koymamıza olanak verir. Yüzey sıcaklığında belirli bir sınır değere sahip bir kaynak için r-mod genliği üzerindeki sınır,

$$\alpha < 1.40 \times 10^{-9} \left(\frac{T}{10^5 K} \right)^2 \left(\frac{500\text{Hz}}{\nu} \right)^4 \quad (5.1)$$

ile hesaplanır (Schwenzer *ve diğ.*, 2017). Bu tez kapsamında çalışılan kaynaklar için NSA modelinin kullanıldığı yeni termal X-ışın verilerine sahip kaynaklar için sınır değerler Şekil 5.1’de (renkli dolu üçgenler) gösterilmektedir ve karşılık gelen sayısal değerler Tablo

⁴ <https://heasarc.gsfc.nasa.gov/xanadu/xspec/manual/node200.html>

5.1’de verilmiştir. Farklı uzaklık tahminlerinin verildiği kaynaklarda en zayıf sınır değeri veren değer kullanılmıştır. Burada içi dolu üçgenler tabloda verilen üst sınır değerlerini verirken, açık üçgenler standart bir yıldız konfigürasyonu için iyileştirmeyi göstermektedir. Daireler, kaynakta hızlı soğutma mekanizmalarının mevcut olduğu özel durumu temsil eder, bu durumda nötrino emisyonu soğutmaya hakim olur ve elmaslar karşılaştırma için dönüş limitlerini verir. PSR J0952–0607 için elde edilen limit değeri, Ho, Heinke & Chugunov (2019) tarafından yapılan çalışma ile tutarlıdır. Bununla birlikte, PSR J1810+1744 ’dan elde edilen sınır değeri çok zayıf bir değer değildir (bkz. Tablo 5.1). Tez kapsamında ilk defa kullanılan PSR J1653–0158 ve PSR J1227–4853 kaynaklarından elde edilen sınır değerleri şimdiye kadar elde ettiğimiz en iyi değerlerden biridir.



Şekil 5.1: Üçgenler, kaynaklar için NSA modeli kullanılarak termal X-ışını verilerinden elde edilen r-mod genliği için üst sınırları gösterir. PSR J1227–4853 kaynağı için hesaplanan değer " + " şeklinde gösterilmiştir. PSR J1653–0158 ve PSR J1227–4853 dışındaki kaynaklar için değerler Boztepe ve diğ. (2020)’den derlenmiştir.

Bununla birlikte, bu sonuçların önemli yönü, örneğin mod eşleşmesi gibi nötron yıldızlarında yerleşik doygunluk mekanizmalarının (Bondarescu & Wasserman, 2013) sağlayabileceğinden çok daha düşük büyüklük dereceleri (en iyi ihtimalle 10^{-6} değerleri) sağlayabileceğidir. Bu daha önce bilinen bir sonuç olsa da, standart nötron yıldızlarındaki

yayılımının sonsuz derecede küçük genlikli r-mod salınımları olabileceği tamamen kabul edilmiş bir görüş değildi. Elde edilen sıcaklık sınırları gösteriyor ki, sonlu genliklerdeki yayılım, bu kaynaklardaki düşük sıcaklıkları açıklamak için yetersizdir. Bu nedenle, standart bir nötron yıldızı için düşük genliklerde r-modların tamamen sönümlenen veya doygunluğa ulaşabileceği güçlü bir doğrusal olmayan yayılım mekanizması gerekmektedir ancak bu hali hazırda kabul edilen astrofiziksel verilerle tamamen uyumsuzdur. Bu noktada sıradan bir nötron maddesinin böyle bir ek mekanizması olmayıp nötron yıldızları için ön görülen astrofiziksel verilerle çarpıcı biçimde uyumsuzdur. Bu, aslında yapının nötronca zengin olmayan daha karmaşık kuark gibi egzotik madde bileşimlerinden olabileceğini göstermektedir.

Son olarak, bu kaynakların sönük olması, örneğin; PSR J1723-2837'nin arşiv X-ışını gözlemleri, zaman çözünürlüğü nedeniyle faz çözünürlüklü spektroskopi için uygun değildir. Bu da mevcut X-ışını verilerini kullanarak bu kaynak için net bir şekilde bir sıcak nokta (hot spot) veya tam yüzölçümü ölçümleri arasında ayırım yapmayı imkansız kılar. Ancak yumuşak X-ışınlarında geniş etkin alana sahip gelecekte gönderilmesi hedeflenen eXTP (Zhang *ve diğ.*, 2019), Athena (Nandra *ve diğ.*, 2013; Ott *ve diğ.*, 2018; Piro *ve diğ.*, 2021), XRISM (Ishisaki, *ve diğ.*, 2018) gibi X-ışın uyduları ile bu sorun çözülebilir ve yüksek kalitede X-ışın verileri ile daha detaylı analizler yapılabilir.

Tablo 5.1: Her kaynak için farklı yarıçap varsayımı (8, 10 ve 15km) altında yüzey sıcaklığı için elde edilen değerler verilmiştir. Sıcaklıklar için hata aralığı, hem yarıçap hem de mesafe ölçümlerindeki belirsizliklerden kaynaklanmaktadır. En büyük sıcaklık, en küçük yarıçap ve kaynak mesafesine karşılık gelir ve en küçük sıcaklık için bunun tersi de geçerlidir.

Kaynak İsmi	f (Hz)	Uzaklık (kpc)	$\alpha^{(NSA)}$	$T_s^{(NSA)}$ (eV)
PSR J1653–0158	508.21	0.53	8.27×10^{-9}	$24.57^{+5.3}_{-4.8}$
		0.84	5.0×10^{-9}	$36.42^{+1.9}_{-1.7}$
PSR J1227–4853	592.99	1.4	5.6×10^{-9}	31.93 ± 14.3
PSR J1723-2837**	538.87	$0.91^{+0.05}_{-0.04}$	2.3×10^{-8}	$46.8^{+8.9}_{-7.1}$
PSR J2241-5236*	457.31	0.49	1.7×10^{-8}	$21.7^{+4.2}_{-5.6}$
		0.96	—	$28.04^{+6.10}_{-7.17}$
PSR J1810+1744	602.41	2.0	4.0×10^{-9}	$23.6^{+5.1}_{-8.9}$
PSR J1400–1431	324.23	0.27	8.3×10^{-9}	$10.5^{+1.5}_{-1.7}$
PSR J1744–1134	245.43	0.410 ± 0.008	1.5×10^{-7}	$24.5^{+4.8}_{-3.5}$
PSR J2256–1024*	436.68	0.6	3.0×10^{-8}	$23.3^{+3.3}_{-6.0}$
		1.33	—	$33.01^{+8.06}_{-7.89}$
PSR J0952–0607*	707.29	1.74	3.1×10^{-9}	$28.07^{+7.03}_{-5.96}$
		0.97	—	$22.66^{+3.13}_{-3.08}$
PSR J1231–1411	271.45	0.44	1.4×10^{-7}	$26.2^{+8.8}_{-11.0}$

* İki farklı uzaklık değeri varsayılmıştır (d= 0.53 ve d= 0.84 kpc, d= 0.49 ve d= 0.96 kpc, d= 0.6 ve d= 1.33 kpc, d= 1.74 ve d= 0.97 kpc).

NOT : PSR J1653–0158 ve PSR J1227–4853 kaynakları haricindeki kaynakların sonuçları Boztepe ve diğ. (2020)’den derlenmiştir.

KAYNAKLAR

- Allen, C.W., 1947, Interpretation of Electron Densities From Corona Brightness, *MNRAS*, **107**, 426.
- Arech, A.V., Mesadi, T., Koshel, R.J., 2007, *Field Guide to Illumination*, SPIE field guides, Volume 11, SPIE
- Avni Y., 1976, *ApJ*, 210, 642
- Alford M. G., Schwenzer K., 2014, *PhRvL*, 113, 251102. doi:10.1103/PhysRevLett.113.251102
- Abdo A. A., Ackermann M., Ajello M., Atwood W. B., Axelsson M., Baldini L., Ballet J., et al., 2009, *ApJS*, 183, 46. doi:10.1088/0067-0049/183/1/46
- Alpar M. A., Cheng A. F., Ruderman M. A., Shaham J., 1982, *Natur*, 300, 728. doi:10.1038/300728a0
- Andersson N., 1998, *ApJ*, 502, 708. doi:10.1086/305919
- Andersson N., Kokkotas K. D., 2001, *IJMPD*, 10, 381. doi:10.1142/S0218271801001062
- Aerts C., Christensen-Dalsgaard J., Kurtz D. W., 2010, *aste.book*
- Andersson N., Kokkotas K., Schutz B. F., 1999, *ApJ*, 510, 846. doi:10.1086/306625
- Boztepe T., Göğüş E., Güver T., Schwenzer K., 2020, *MNRAS*, 498, 2734. doi:10.1093/mnras/staa2503
- Backer D. C., Kulkarni S. R., 1990, *PhT*, 43, 26. doi:10.1063/1.881227
- Becker W., Trümper J., Ögelman H., 1993, *ispu.conf*, 104
- Bassa C. G., Patruno A., Hessels J. W. T., Keane E. F., Monard B., Mahony E. K., Bogdanov S., et al., 2014, *MNRAS*, 441, 1825. doi:10.1093/mnras/stu708
- Bassa C. G., et al., 2016, *MNRAS*, 455, 3806
- Bassa C. G., et al., 2017, *ApJL*, 846, L20
- Bailes M., Bates S. D., Bhalerao V., Bhat N. D. R., Burgay M., Burke-Spolaor S., D'Amico N., et al., 2011, *Sci*, 333, 1717. doi:10.1126/science.1208890
- Bogdanov S., 2013, *ApJ*, 762, 96. doi:10.1088/0004-637X/762/2/96
- Breton R. P., et al., 2013, *ApJ*, 769, 108
- Bailes M., et al., 1997, *ApJ*, 481, 386

- Boyles J., Lorimer D. R., McLaughlin M. A., Ransom S. M., Lynch R., Kaspi V. M., Archibald A. M., et al., 2011, in American Institute of Physics Conference Series, Vol.1357, Radio Pulsars: An Astrophysical Key to Unlock the Secrets of the Universe, ed. M. Burgay, N. D'Amico, P. Esposito, A. Pellizzoni, & A. Possenti, 32–35
- Baade W., Zwicky F., 1934, *PhRv*, 46, 76. doi:10.1103/PhysRev.46.76.2
- Brambilla N., Eidelman S., Foka P., Gardner S., Kronfeld A. S., Alford M. G., Alkofer R., et al., 2014, arXiv, arXiv:1404.3723
- Bauböck M., Özel F., Psaltis D., Morsink S. M., 2015, *ApJ*, 799, 22. doi:10.1088/0004-637X/799/1/22
- Baubock M., 2016, PhDT
- Bondarescu R., Wasserman I., 2013, *ApJ*, 778, 9. doi:10.1088/0004-637X/778/1/9
- Bao G., Østgaard E., Dybvik B., 1994, *IJMPD*, 3, 813. doi:10.1142/S0218271894000903
- Baym G., Pethick C., 1979, *ARA&A*, 17, 415. doi:10.1146/annurev.aa.17.090179.002215
- Backer D. C., Kulkarni S. R., Heiles C., Davis M. M., Goss W. M., 1982, *Natur*, 300, 615. doi:10.1038/300615a0
- Benomar O., Bazot M., Nielsen M. B., Gizon L., Sekii T., Takata M., Hotta H., et al., 2018, *Sci*, 361, 1231. doi:10.1126/science.aao6571
- Brink J., Teukolsky S. A., Wasserman I., 2004, *PhRvD*, 70, 121501. doi:10.1103/PhysRevD.70.121501
- Cordes J. M., Lazio T. J. W., 2002, arXiv, astro-ph/0207156
- Cottam J., Paerels F., Mendez M., 2002, *Natur*, 420, 51. doi:10.1038/nature01159
- Chadwick J., 1932, *Natur*, 129, 312. doi:10.1038/129312a0
- Chandrasekhar S., Esposito F. P., 1970, *ApJ*, 160, 153. doi:10.1086/150414
- Chandrasekhar S., 1970, *PhRvL*, 24, 611. doi:10.1103/PhysRevLett.24.611
- Ferdinand, H., Driffield., V.C., 1890, *The Journal of the Society of Chemical Industry*, No. 5, Vol IX.
- Faulkner A. J., et al., 2004, *MNRAS*, 355, 147
- Friedman J. L., Schutz B. F., 1978, *ApJ*, 221, 937. doi:10.1086/156098
- Friedman J. L., Schutz B. F., 1978, *ApJ*, 222, 281. doi:10.1086/156143
- Friedman J. L., Morsink S. M., 1998, *ApJ*, 502, 714. doi:10.1086/305920
- Fushiki I., Gudmundsson E. H., Pethick C. J., 1989, *ApJ*, 342, 958. doi:10.1086/167653
- Gentile P. A., et al., 2014, *ApJ*, 783, 69

- Gentile P. A., 2018, PhD thesis, West Virginia University Jaisawal, G. K., Chenevez, J., Bult, P., et al. 2019, *ApJ*, 883, 61
- Gold T., 1969, *Natur*, 221, 25. doi:10.1038/221025a0
- Gudmundsson E. H., Pethick C. J., Epstein R. I., 1983, *ApJ*, 272, 286. doi:10.1086/161292
- Greenstein G., Hartke G. J., 1983, *ApJ*, 271, 283. doi:10.1086/161195
- Hewish A., Bell S. J., Pilkington J. D. H., Scott P. F., Collins R. A., 1968, *Natur*, 217, 709. doi:10.1038/217709a0
- Ho W. C. G., Heinke C. O., Chugunov A. I., 2019, *ApJ*, 882, 128
- Hessels J. W. T., Roberts M. S. E., McLaughlin M. A., Ray P. S., Bangale P., Ransom S. M., Kerr M., et al., 2011, in *American Institute of Physics Conference Series*, Vol. 1357, *American Institute of Physics Conference Series*, ed. M. Burgay, N. D'Amico, P. Esposito, A. Pellizzoni, & A. Possenti, 40–43
- Haskell B., Schwenzer K., 2021, arXiv, arXiv:2104.03137
- Ho W. C. G., 2018, *RSPTA*, 376, 20170285. doi:10.1098/rsta.2017.0285
- Hartman R. C., Bertsch D. L., Bloom S. D., Chen A. W., Deines-Jones P., Esposito J. A., Fichtel C. E., et al., 1999, *ApJS*, 123, 79. doi:10.1086/313231
- Ishisaki Y., et al., 2018, *JLTP*, 193, 991
- Jennings R. J., Kaplan D. L., Chatterjee S., Cordes J. M., Deller A. T., 2018, *ApJ*, 864, 26
- Kaspi V. M., Roberts M. S. E., Harding A. K., 2006, *csxs.book*, 279
- Kerr M., Camilo F., Johnson T. J., Ferrara E. C., Guillemot L., Harding A. K., Hessels J., et al., 2012, *ApJL*, 748, L2. doi:10.1088/2041-8205/748/1/L2
- Kalberla P. M. W., Burton W. B., Hartmann D., Arnal E. M., Bajaja E., Morras R., Pöppel W. G. L., 2005, *A&A*, 440, 775
- Kong A. K. H., Hui C. Y., Takata J., Li K. L., Tam P. H. T., 2017, *ApJ*, 839, 130
- Keith M. J., et al., 2011, *MNRAS*, 414, 1292
- Kokkotas K. D., Schwenzer K., 2016, *EPJA*, 52, 38. doi:10.1140/epja/i2016-16038-9
- Nieder L., Clark C. J., Kandel D., Romani R. W., Bassa C. G., Allen B., Ashok A., et al., 2020, *ApJL*, 902, L46. doi:10.3847/2041-8213/abbc02
- Kong A. K. H., Jin R., Yen T.-C., Hu C.-P., Hui C. Y., Tam P. H. T., Takata J., et al., 2014, *ApJL*, 794, L22. doi:10.1088/2041-8205/794/2/L22
- Kastaun W., 2008, *PhRvD*, 77, 124019. doi:10.1103/PhysRevD.77.124019
- Levin Y., 1999, *ApJ*, 517, 328. doi:10.1086/307196

- Lorimer D. R., 2008, LRR, 11, 8. doi:10.12942/lrr-2008-8
- Lyne A., Graham-Smith F., 2012, puas.book
- Lindblom L., Owen B. J., Morsink S. M., 1998, PhRvL, 80, 4843. doi:10.1103/PhysRevLett.80.4843
- Lindblom L., 1984, ApJ, 278, 364. doi:10.1086/161800
- Lattimer J. M., Prakash M., 2001, ApJ, 550, 426. doi:10.1086/319702
- Lattimer J. M., Prakash M., 2004, Sci, 304, 536. doi:10.1126/science.1090720
- Lloyd D. A., Hernquist L., Heyl J. S., 2003, ApJ, 593, 1024. doi:10.1086/376589
- Lin L.-M., Suen W.-M., 2006, MNRAS, 370, 1295. doi:10.1111/j.1365-2966.2006.10536.x
- Madsen J., 1998, PhRvL, 81, 3311. doi:10.1103/PhysRevLett.81.3311
- Manchester R. N., Hobbs G. B., Teoh A., Hobbs M., 2005, AJ, 129, 1993. doi:10.1086/428488
- Manchester R. N., et al., 2013, PASA, 30, e017
- Manchester R. N., Hobbs G. B., Teoh A., Hobbs M., 2005, AJ, 129, 1993. doi:10.1086/428488
- de Martino D., Belloni T., Falanga M., Papitto A., Motta S., Pellizzoni A., Evangelista Y., et al., 2013, A&A, 550, A89. doi:10.1051/0004-6361/201220393
- Nieder L., Allen B., Clark C. J., Pletsch H. J., 2020, ApJ, 901, 156. doi:10.3847/1538-4357/abaf53
- Nandra K., Barret D., Barcons X., Fabian A., den Herder J.-W., Piro L., Watson M., et al., 2013, arXiv e-prints, arXiv:1306.2307
- Oppenheimer J. R., Volkoff G. M., 1939, PhRv, 55, 374. doi:10.1103/PhysRev.55.374
- Owen B. J., Lindblom L., Cutler C., Schutz B. F., Vecchio A., Andersson N., 1998, PhRvD, 58, 084020. doi:10.1103/PhysRevD.58.084020
- Ott T., Goerries S., Schleicher A., Winkler S., 2018, CEAS, 10, 519. doi:10.1007/s12567-018-0213-9
- Özel F., 2013, RPPPh, 76, 016901. doi:10.1088/0034-4885/76/1/016901
- Özel F., Psaltis D., Güver T., Baym G., Heinke C., Guillot S., 2016, ApJ, 820, 28. doi:10.3847/0004-637X/820/1/28
- Özel F., Freire P., 2016, ARA&A, 54, 401. doi:10.1146/annurev-astro-081915-023322
- Ogelman H. B., 1995, ASIC, 450, 101
- Ögelman H., 1991, ASIC, 344, 87

- Pavlov G. G., Shibarov Y. A., Zavlin V. E., Meyer R. D., 1995, *ASIC*, 450, 71
- Perera B. B. P., et al., 2019, *MNRAS*, 490, 466
- Polzin E. J., et al., 2018, *MNRAS*, 476, 1968
- Pacini F., 1968, *Natur*, 219, 145. doi:10.1038/219145a0
- Piro L., Ahlers M., Coleiro A., Colpi M., de Oña Wilhelmi E., Guainazzi M., Jonker P. G., et al., 2021, arXiv, arXiv:2110.15677
- Potekhin A. Y., 2014, *PhyU*, 57, 735-770. doi:10.3367/UFNe.0184.201408a.0793
- Y Potekhin A., 2010, *PhyU*, 53, 1235. doi:10.3367/UFNe.0180.201012c.1279
- Potekhin A. Y., Pons J. A., Page D., 2015, *SSRv*, 191, 239. doi:10.1007/s11214-015-0180-9
- Rosen R., et al., 2013, *ApJ*, 768, 85
- Ransom S. M., Hessels J. W. T., Stairs I. H., Freire P. C. C., Camilo F., Kaspi V. M., Kaplan D. L., 2005, *Sci*, 307, 892. doi:10.1126/science.1108632
- Roy J., Ray P. S., Bhattacharyya B., Stappers B., Chengalur J. N., Deneva J., Camilo F., et al., 2015, *ApJL*, 800, L12. doi:10.1088/2041-8205/800/1/L12
- Ransom S. M., et al., 2011, *ApJ*, 727, L16
- Romani R. W., Filippenko A. V., Cenko S. B., 2014, *ApJL*, 793, L20. doi:10.1088/2041-8205/793/1/L20
- Reisenegger A., Bonačić A., 2003, *PhRvL*, 91, 201103. doi:10.1103/PhysRevLett.91.201103
- Schwenzer K., Boztepe T., Güver T., Vurgun E., 2017, *MNRAS*, 466, 2560. doi:10.1093/mnras/stw3201
- Swiggum J. K., Kaplan D. L. A., McLaughlin M., Lorimer D., Barlow B., 2017, *AAS*, 229, 242.04
- Saz Parkinson P. M., Xu H., Yu P. L. H., Salvetti D., Marelli M., Falcone A. D., 2016, *ApJ*, 820, 8. doi:10.3847/0004-637X/820/1/8
- Shibasaki N., Murakami T., Shoham J., Nomoto K., 1989, *Natur*, 342, 656. doi:10.1038/342656a0
- SiNan Long J., kong A. K. H., Wu K., Takata J., Han Q., Hui D. C. Y., Li K. L., 2022, arXiv, arXiv:2206.05702
- Serlemitsos P. J., Jalota L., Soong Y., Kunieda H., Tawara Y., Tsusaka Y., Suzuki H., et al., 1995, *PASJ*, 47, 105
- Stringer J. G., Breton R. P., Clark C. J., Voisin G., Kennedy M. R., Mata Sánchez D., Shahbaz T., et al., 2021, *MNRAS*, 507, 2174. doi:10.1093/mnras/stab2167
- Tolman R. C., 1934, *PNAS*, 20, 379. doi:10.1073/pnas.20.6.379

- Toscano M., Britton M. C., Manchester R. N., Bailes M., Sandhu J. S., Kulkarni S. R., Anderson S. B., 1999, *ApJL*, 523, L171
- Van Staden A., 2016, *MNSSA*, 75, 9
- Wilms J., Allen A., McCray R., 2000, *ApJ*, 542, 914
- Wex N., 2017, *hsn..book*, 1447. doi:10.1007/978-3-319-21846-5_72
- Weinberg N. N., Bildsten L., Schatz H., 2006, *ApJ*, 639, 1018. doi:10.1086/499426
- Yao J. M., Manchester R. N., Wang N., 2017, *ApJ*, 835, 29
- Yakovlev D. G., Pethick C. J., 2004, *ARA&A*, 42, 169. doi:10.1146/annurev.astro.42.053102.134013
- Potekhin A. Y., Pons J. A., Page D., 2015, *SSRv*, 191, 239. doi:10.1007/s11214-015-0180-9
- Yang S.-H., Pi C.-M., Zheng X.-P., 2011, *ApJL*, 735, L29. doi:10.1088/2041-8205/735/2/L29
- Zavlin V. E., Pavlov G. G., Shibano Y. A., 1996, *A&A*, 315, 141
- Zhang S., Santangelo A., Feroci M., Xu Y., Lu F., Chen Y., Feng H., et al., 2019, *SCPMA*, 62, 29502. doi:10.1007/s11433-018-9309-2

ÖZGEÇMİŞ

Kişisel Bilgiler			
Adı Soyadı	TUĞBA BOZTEPE		
Uyruğu	☒ T.C.	☐	Diğer:

Eğitim Bilgileri	
Lisans	
Üniversite	İstanbul Üniversitesi
Fakülte	Fen Fakültesi
Bölümü	Astronomi ve Uzay Bilimleri
Mezuniyet Yılı	2016

Yüksek Lisans	
Üniversite	İstanbul Üniversitesi
Enstitü Adı	Fen Bilimleri
Anabilim Dalı	Astronomi ve Uzay Bilimleri Anabilim Dalı
Programı	Enstitü Programı
Mezuniyet Tarihi	2022

Makale ve Bildiriler
Makaleler Schatz H., Becerril Reyes A. D., Best A., Brown E. F., et al., "Horizons: Nuclear Astrophysics in the 2020s and Beyond", 2022, arXiv, arXiv:2205.07996 Güver T., Bostancı F., Boztepe T., et al., "Burst-Disk Interaction in 4U 1636-536 as Observed by NICER", 2022, ApJ, 935, 154. doi:10.3847/1538-4357/ac8106 Güver T., Boztepe T., et al., "A NICER look at thermonuclear X-ray bursts from Aql X-1", 2022. doi:10.1093/mnras/stab3422 Güver, T., Boztepe, T., Göğüş, E., et al., "Thermonuclear X-ray Bursts with late secondary peaks observed from 4U 1608-52", 2021, ApJ, 910, 37 Boztepe, T., Göğüş, E., Güver, T., Schwenzer, K., "Strengthening the bounds on the r-mode amplitude with X-ray observations of millisecond pulsars", 2020, MNRAS, 498, 2734 Schwenzer, K., Boztepe, T., Güver, T., Vurgun, E., "X-ray bounds on the r-mode amplitude in millisecond pulsars", 2017, MNRAS 466, 2560-2569