



**İSTANBUL ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

YÜKSEK LİSANS

**NÖTRON YILDIZLARINDA SÜPERAKIŞKANLARIN
ÖZELLİKLERİ**

Erbil GÜGERCİNOĞLU
Astronomi ve Uzay Bilimleri Ana Bilim Dalı

Danışman
Prof.Dr. M. Türker ÖZKAN

Aralık, 2011

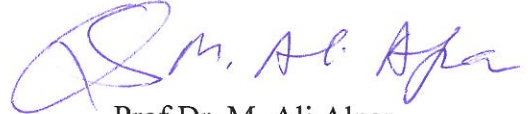
İSTANBUL

Bu çalışma 27/12/2011 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından Astronomi ve Uzay Bilimleri Anabilim Dalı Astronomi ve Uzay Bilimleri programında Yüksek Lisans Tezi olarak kabul edilmiştir.

Tez Jürisi



Prof. Dr. M. Türker Özkan (Danışman)
İstanbul Üniversitesi



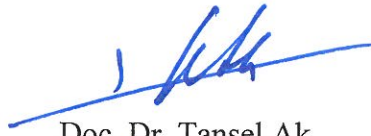
Prof. Dr. M. Ali Alpar
Sabancı Üniversitesi



Prof. Dr. A. Talat Saygac
İstanbul Üniversitesi



Doç. Dr. K. Yavuz Ekşi
İstanbul Teknik Üniversitesi



Doç. Dr. Tansel Ak
İstanbul Üniversitesi

ÖNSÖZ

Tezimin hazırlanması sürecinde yardımlarını gördüğüm kişilere buradan teşekkürlerimi sunmak isterim.

İlk önce tez sürecinin tamamında yanımda olan, teşvik edici tavrı ve tezimin daha güzel hâle gelmesi hakkında yapıcı eleştirilerinden dolayı danışman hocam Prof. Dr. M. Türker Özkan'a en içten teşekkürlerimi ifade etmeyi borç bilirim.

Ayrıca tezimin hazırlanmasında katkıları olan diğer kişilere de teşekkür etmek isterim. Bu bağlamda erişemediğim bazı makaleleri temin eden Dr. Tolga Güver'e ve bilgisayar ile karşılaştığım sorunlarda hiç sıkılmadan yardımcı olan Hikmet Çakmak'a teşekkür ederim.

Son olarak ama en fazla, her zaman yanımda olup beni destekleyen anneme, babama ve ablama içten teşekkürlerimi sunarım. Onların bu desteği ve sağladıkları huzur dolu ortam olmasaydı, tez çalışması bu aşamaya gelemeyeceği gibi hiç başlayamazdı da.

Aralık, 2011

Erbil GÜGERCİNOĞLU

İÇİNDEKİLER

ÖNSÖZ	i
İÇİNDEKİLER	ii
ŞEKİL LİSTESİ.....	iv
TABLO LİSTESİ	v
ÖZET	vi
SUMMARY	vii
1. GİRİŞ.....	1
2. GENEL KISIMLAR.....	3
2.1.NÖTRON YILDIZLARININ YAPISI	3
2.2.NÖTRON YILDIZLARINDA SÜPERAKIŞKANLIK.....	7
2.2.1.Temel Süperakışkanlık Teorisi.....	9
2.2.1.1.Çift Oluşturma ve Enerji Aralığı Kavramları.....	9
2.2.2.Dönen Süperakışkan ve Vorteks Çizgileri.....	13
2.2.3.Nötron Yıldızlarında Vorteks Takılması ve Vorteks Kurtulması.....	17
2.2.4.Vorteks Tırmanması Teorisi.....	26
2.2.5.Kabuk Süperakışkanı-Kabuk Etkileşmeleri.....	36
2.2.6.Süperakışkan Kordaki Etkileşmeler.....	39
3. MALZEME VE YÖNTEM.....	45
3.1. PULSAR SIÇRAMALARI	45
3.1.1.Pulsar Sıçrama Mekanizmaları.....	47
3.1.2.Kabuk Tarafından Meydana Getirilen Sıçrama Mekanizmaları.....	48
3.1.2.1.Kabuk Kırılması Modeli.....	48
3.1.2.2.İki Bileşenli Model.....	53
3.1.2.3.Vorteks Tırmanması Modeli.....	55
3.1.2.4.Eş Dönen Vorteksler Modeli.....	61
3.1.2.5.Termal Sıçrama Modeli.....	62
3.1.3.Kor Tarafından Meydana Getirilen Sıçrama Mekanizmaları.....	64

3.1.3.1. Kor Depremi Modeli.....	64
3.1.3.2. Akı Tüpü Modeli.....	64
3.1.3.3. Akı Tüpü Yok Olması Modeli.....	68
3.1.3.4. Merkezkaç Kaldırma Modeli.....	69
3.1.3.5. İki-Akıntılı Model.....	72
3.1.3.6. Anizotropik Faz Geçişi Modeli.....	74
3.2. NÖTRON YILDIZLARININ SOĞUMASI.....	74
3.2.1. Nötrino Emisyonu ile Soğuma Safhası.....	77
3.2.1.1. Kabukta Meydana Gelen Nötrino Reaksiyonları.....	82
3.2.1.2. Korda Meydana Gelen Nötrino Reaksiyonları.....	86
3.2.1.3. Egzotik Hâllerle Soğuma.....	88
3.2.1.4. Süperakışkanlığın Nötrino Emisyonuna Etkisi.....	90
3.2.1.5. Manyetik Alanın Nötrino Emisyonuna Etkisi.....	92
3.2.2. Foton Yayınlanması İle Soğuma Safhası.....	93
3.2.3. Örtücü Bir Zarfın ve Manyetik Alanın Soğumaya Etkileri.....	93
3.2.4. Nötron Yıldızlarının Soğuması için Süperakışkan Olmayan Modeller ve Proton Süperiletkenliği ile Nötron Süperakışkanlığının Soğumaya Etkileri....	95
3.2.5. Yeniden Isıtma Mekanizmaları.....	98
3.3. NÖTRON YILDIZLARININ PRESESYONU.....	102
4. BULGULAR.....	109
4.1. SİÇRAMA İSTATİSTİĞİ.....	109
5. TARTIŞMA VE SONUÇ.....	121
EK A.....	125
KAYNAKLAR.....	135
ÖZGEÇMİŞ.....	158

ŞEKİL LİSTESİ

Şekil 2.1	: Bir nötron yıldızının yüzeyi ve iç yapısı.....	4
Şekil 2.2	: Atom çekirdeklerinde enerji aralığı	9
Şekil 2.3	: Çift oluşturma enerji aralıklarının yoğunlukla değişimi	12
Şekil 2.4	: Nötron yıldızlarında vorteks çizgilerinin süperakışkan hızıyla ilişkisi.....	16
Şekil 2.5	: Takılma enerjisinin yoğunlukla değişimi	18
Şekil 2.6	: Nötron yıldızlarının iç kabuğunda zayıf ve süperzayıf takılma	21
Şekil 2.7	: Vorteks takılması	22
Şekil 2.8	: Takılma enerji bariyerinin dönme ekseninden uzaklığa göre değişimi	27
Şekil 3.1	: Örnek bir sıçrama	46
Şekil 3.2	: Pulsarların farklı sıçrama sonrası sönüm davranışları	46
Şekil 3.3	: Kabuk kırılması modelinin geometrisi	50
Şekil 3.4	: İki bileşenli modelde dönme oranının sıçrama ile değişimi ve düzeltme parametresi	54
Şekil 3.5	: Vorteks tırmanması modelinin geometrisi.....	56
Şekil 3.6	: Termal sıçrama mekanizmasının geometrisi	62
Şekil 3.7	: Termal sıçrama modelinin Yengeç pulsarında meydana gelen bir sıçrama için simülasyonu	63
Şekil 3.8	: Termal sıçrama modelinin Vela pulsarında meydana gelen bir sıçrama için simülasyonu	64
Şekil 3.9	: Süperakışkan olmayan bir nötron yıldızı için standart soğuma eğrisi	96
Şekil 3.10	: Presesyonun geometrisi ve PSR 1828-11 pulsarının puls şeklinde görülen modülasyon.....	108
Şekil 4.1	: Vela yaş aralığındaki pulsarlar için sıçrama aktivitesinin spin yavaşlama oranının logaritmasına göre değişiminin önceki çalışma ile karşılaştırılması	117
Şekil 4.2	: Vela yaş aralığında olmayıp Vela büyüklüğünde sıçrama yapmış pulsarlar için sıçrama aktivitesinin spin yavaşlama oranının logaritmasına göre değişimi.....	118

TABLO LİSTESİ

Tablo 4.1	: Bazı sıçrama özelliklerinin modellerin öngörleriyle karşılaştırılması	112
Tablo 4.2	: Vela yaş aralığındaki pulsarların sıçrama aktiviteleri.....	116
Tablo 4.3	: Vela yaş aralığındaki tekrarlamış sıçrama yapmış pulsarların sıçramalar arası zaman ve model tahminleri.....	120
Tablo Ek.A	: Tüm pulsar sıçramaları ve sıçrama yapan pulsarların bazı özellikleri.....	125

SEMBOL LİSTESİ

A_g	: sıçrama aktivitesi
b	: örgü sabiti
B	: manyetik alan
c	: ısı kapasitesi
d	: vorteksler arası uzaklık
E_F	: Fermi enerjisi
E_p	: takılma enerjisi
F_M	: Magnus kuvveti
H_{c1}	: düşük kritik manyetik alan
H_{c2}	: yüksek kritik manyetik alan
I_c	: kabuk eylemsizlik momenti
I_s	: süperakışkan eylemsizlik momenti
m_n	: nötronun kütlesi
Q	: düzelme parametresi
R_N	: atom çekirdeği yarıçapı
T_{kr}	: süperakışkanlığa geçiş kritik sıcaklığı
v_s	: süperakışkan hızı
Ze	: atomun elektrik yükü
Δ	: enerji aralığı
Φ	: manyetik akı
ϑ	: viskozite
Ω_s	: süperakışkan açısal hızı
Ω_c	: kabuk dönme hızı
Ψ	: dalga fonksiyonu
χ	: dönme ve manyetik eksenler arasındaki açı
κ	: vortizite
λ_L	: penetre derinliği
ν	: nötrino
θ	: kayma modülü
ρ_s	: süperakışkan yoğunluğu
τ	: relaksasyon zamanı
ω	: süperakışkan ile kabuk arasındaki açısal hız farkı
ξ	: koherans uzunluğu

ÖZET

NÖTRON YILDIZLARINDA SÜPERAKIŞKANLARIN ÖZELLİKLERİ

Nötron yıldızları gözlenebilir evrende en yoğun formda soğuk madde içermektedir. Daha yüksek enerji yoğunluklarına rölativistik ağır iyon çarpışmalarında geçici olarak erişilmektedir, fakat meydana gelen madde aşırı sıcaktır. Nötron yıldızı maddesinin soğuk oluşu bu yıldızların içerisinde çok sayıda maddenin egzotik hâllerinin önerilmesinin sebebidir. Bu maddenin egzotik hâllerinden birtanesi süperakışkanlıktır. Nötron yıldızlarının süperakışkan nötronlardan ve süperiletken protonlardan sıvı bir iç yapıya sahip olduğu fikri yoğun madde fiziğinin çok cisim teorilerinin böyle yoğun sistemlere uygulanmasından gelmektedir.

Nötron yıldızlarında nükleonların süperakışkanlığı ve süperiletkenliği bu yıldızların evriminde önemli rol oynar. Tezde bu dinamik özelliklerden üçü göz önüne alınmıştır: İlki sıçrama olarak adlandırılan nötron yıldızlarının ani hızlanmalarıdır. İkincisi nötron yıldızlarının soğuması ya da termal evrimidir. Sonuncusu ise presesyondur. Sıçramalar bir nötron yıldızının süperakışkan bileşenlerinden elektromanyetik radyasyon torkunun etkilediği yavaş dönen kabuğuna açısal momentum transferine atfedilmiştir. Nötron yıldızlarının termal evrimi üç safhaya ayrılır; nötrino emisyonuyla soğuma, foton emisyonu ile soğuma ve muhtemel yeniden ısıtma safhası. Bu safhaların tamamında süperakışkanlığın önemli etkileri vardır. Presesyon ise cismin simetri ekseninin açısal momentum eksenine aynı yönlendiği dönme modudur ve süperakışkanlığın bunun için önemli anlamları vardır.

Bu tezde, nötron yıldızlarının süperakışkanlığına ait teorilerle birlikte sıçrama, soğuma ve presesyon olaylarının çalışılması amaçlanmıştır. Ayrıca nötron yıldızların süperakışkanlığı düşüncesi hakkında güncel sorunların bir eleştirisi sunulmuştur ve bir sıçrama istatistiği yapılmıştır. Sıçrama istatistiğinde Vela benzeri pulsarların sıçramalarının ortak özellikleri ele alınarak sıçrama modellerinin bununla uygunluğu araştırılmıştır.

SUMMARY

PROPERTIES OF SUPERFLUIDS IN NEUTRON STARS

Neutron stars contain the densest form of cold matter observable in the universe. Larger energy densities are transiently reached in relativistic heavy ion collisions, but the resulting matter is extremely hot. It is because neutron star matter is cold that many exotic states of matter have been proposed to exist inside these stars. One of these exotic states of matter is superfluidity. The idea that neutron stars contain a liquid interior of superfluid neutrons and superconducting protons comes from application of many body theory of condensed matter physics to such dense systems.

Superfluidity and superconductivity of nucleons in neutron star interiors play important role in evolution of these stars. In this thesis, three of such dynamical properties are considered: First is sudden spinups of neutron stars, which are called glitches. Second is cooling of neutron stars or thermal evolution. And the last one is precession. Glitches are attributed to angular momentum transfer from superfluid components of a neutron star to slowly rotating crust, which is acted upon electromagnetic radiation torque. Thermal evolution of neutron stars divided into three stages; cooling by neutrino emission, photon emission and possible reheating stages. For all of these stages superfluidity has prominent effects. Precession is a rotational mode, for which body symmetry axis and angular momentum axis are not aligned and superfluidity has implications for it.

This thesis aims to study glitch, cooling and precession phenomena with theories for neutron star superfluidity. Also a criticism on current issues about neutron star superfluidity thoughts is presented and a glitch statistics is made. In glitch statistics common properties of glitches of Vela like pulsars are considered and relevance of glitch models for statistics is investigated.

1. GİRİŞ

Yıldızların ana kolda kalış süreleri kütleleri ile ters orantılıdır. Yüksek kütleli bir yıldız nükleer yakıtını düşük kütleli bir yıldızdan daha çabuk bitirecek ve normal bir yıldız olarak yaşamı daha kısa sürecektir. Süpernova patlamaları sonucunda oluşan nötron yıldızları daha az kütleli beyaz cüceler ve daha büyük kütleli karadelikler ile birlikte yıldız evriminin son üç ürününden biridir. Nötron yıldızları astrofizikçilere evrendeki en uç yoğunlukta ve en yüksek manyetik alanda laboratuvar oluşturur. Kütleleri yaklaşık olarak $1.4M_{\odot}$ ve yarıçapları da 10–15 km civarındadır. Merkezi yoğunlukları $5-10\rho_{nm}$ aralığında durum denklemine bağlı olarak değişir. Burada $\rho_{nm} \sim 2.8 \times 10^{14} \text{ g/cm}^3$ nükleer madde yoğunluğudur. Bu da göstermektedir ki atom çekirdeklerinden bile daha yoğun olabilen nötron yıldızları evrende gözleyebildiğimiz en sıkışık nesnelere oluşturur. Yüzey sıcaklıkları $1-3 \times 10^6 \text{ K}$ aralığındadır ve yüzey graviteleri 10^{11} g civarındadır. Bu yüksek yüzey gravitesinden de anlaşılacağı üzere nötron yıldızlarının yapısında genel rölativistik etkiler önemli rol oynar. Ayrıca 10^8-10^{15} G aralığında çok yüksek manyetik alan şiddetine sahiptirler (bir milisaniye pulsarı için $\sim 10^8 \text{ G}$, bir radyo pulsarı için $\sim 10^{12} \text{ G}$ ve bir manyetar için $\sim 10^{15} \text{ G}$). Böyle bir manyetik alan dünyada bir laboratuvarla elde edilebilmiş en yüksek manyetik alan şiddetini ($B \simeq 4.5 \times 10^5 \text{ G}$) fazlasıyla aşmaktadır. Nötron yıldızlarının içerisindeki madde için durum denklemleri kütleleri ve yarıçapları arasında farklı bağıntılar verir. Nötron yıldızlarındaki maddenin sıkıştırılabilirliğine göre durum denklemleri yumuşak (soft), orta sertlikte (moderately stiff) ve sert (stiff) durum denklemleri olarak üç sınıfa ayrılabilir. Yumuşak durum denklemleri en sıkışık, en küçük yarıçapa sahip ve en düşük maksimum kütleyle sahip nötron yıldızı verir. Yumuşak durum denklemlerine bir örnek Baym ve diğ.’nin (1971) durum denklemidir. Yumuşak durum denklemleri nötron yıldızları için maksimum kütle olarak $M_{maks} \sim 1.4M_{\odot}$ verir ki bu PSR 1913+16’nın $1.44M_{\odot}$ ’lik kütlesiyle uyumsuzdur. Sert durum denklemlerine örnek Pandharipande ve Smith’in durum denklemidir (Pandharipande ve diğ. 1976). Sert durum denklemleri için nötron yıldızlarının maksimum kütlesi $M_{maks} \sim (2-2.5)M_{\odot}$ kadardır. Friedman-Pandharipande (1981) gibi en

çok kabul edilen orta sertlikte modeller 10–12 km aralığında değişen yarıçap değerleri verir.

Nötron yıldızları için yukarıdaki durum denklemlerinin tamamı süperakışkan iç yapının varlığını öngörmektedir. Süperakışkanlık maddenin parçacıkları arasındaki ve normal madde ile etkileşmenin çok zayıf olduğu bir duruma faz geçişinde bulunmasıdır. Süperakışkanlık teorisi laboratuvarında helyum üzerine yapılan deneylerde test edilmiştir. İlk kez Migdal (1959) nötron yıldızları gözlenmeden çok önceleri böyle bir sistemde süperakışkanlığın olması gerektiği iddiasında bulunmuştur ve bu nötron yıldızlarında süperakışkanlıkla ilgili teorilerin üretilmesine zemin hazırlamıştır. Tezin amacı nötron yıldızlarında süperakışkanlığın varlığı sonucunda meydana gelen etkileri teori ile dinamik özelliklerinin gözlemleri ışığında vermektir.

Tezin ilk bölümünde nötron yıldızlarının yapısı hakkında kısa ve tanıtıcı bir giriş yapılmıştır. Daha sonra süperakışkanlığın teorisi sunulmuş ve nötron yıldızlarında ne gibi anlayışlara yol açtığı anlatılmıştır. Tezin üçüncü bölümünde süperakışkanlığın nötron yıldızlarının dinamik özelliklerinden üçüne etkisi göz önüne alınmıştır. Bunlar; nötron yıldızlarının ani hızlanmaları olan sıçramalar, termal evrim ve presesyondur. Tüm bu dinamik özelliklere süperakışkanlığın etkileri hakkında ayrıntısıyla durulmaya çalışılmıştır. Tezin son bölümünde bir sıçrama istatistiği çalışması yapılmış ve Vela benzeri pulsarların yaptıkları sıçramaların çeşitli özellikleri üzerinde durulmuştur. Tez, nötron yıldızlarının süperakışkanlığı için güncel sorunlar ile cevaplanmayı bekleyen açık problemler hakkında bir tartışma ve istatistik çalışmamızın değerlendirilmesiyle sonlanmaktadır.

2. GENEL KISIMLAR

2.1. NÖTRON YILDIZLARININ YAPISI

Gözleyebildiğimiz evrende birçok uç değere sahip olan nötron yıldızlarının yapısını görelim. Şekil 2.1'den de görülebileceği gibi nötron yıldızlarını bir atmosfer ile birlikte dış kabuk, iç kabuk, dış kor ve iç kor olmak üzere dört kısma ayırabiliriz.

Atmosfer, nötron yıldızlarında termal radyasyonun oluştuğu ince bir plazma tabakasıdır. Atmosferin derinliği nötron yıldızının sıcaklığına bağlı olarak on santimetreden birkaç milimetreye kadar değişir. Atmosferden çıkan radyasyon sıcaklık, yüzey gravitesi, kimyasal bileşim, manyetik alan gibi yıldız parametreleri hakkında çok değerli bilgi içermesine rağmen bu bölge çok az bilinmektedir (Lattimer ve Prakash 2001).

Bir nötron yıldızının yüzey tabakalarının moleküler yapısı, durum denklemi ve termal iletkenliği gibi özellikleri yüzey sıcaklığına ve manyetik alana sıkı sıkıya bağlıdır (Baym ve Pethick 1975, Fushiki ve diğ. 1989). Yüzey sıcaklığı $\sim 10^6$ K olduğunda $\sim 10^8$ g/cm³ 'lük bir yoğunluğa erişen ~ 50 m'lik bir sıvı varken, yüzey sıcaklığı $\sim 3 \times 10^5$ K'e düştüğünde $\sim 2 \times 10^5$ g/cm³'lük bir yoğunlukta ancak ~ 2 m'lik bir sıvı tabakası vardır (Gudmundsson ve diğ. 1983). Güçlü manyetik alan yüzey yakınındaki yoğunluk profilini dikleştirir. Örneğin Fushiki ve diğ.'nin (1989) hesaplamaları yüzey manyetik alanı 10^{12} G ise yüzeyden itibaren 1 cm içerisinde yoğunluğun $\sim 4 \times 10^3$ g/cm³'e yükselirken, hiç manyetik alan yoksa bu derinlikte $\sim 10^2$ g/cm³'den az olacağını göstermiştir. Yoğunluk profilinin dik oluşu verilen bir iç sıcaklık için onunla bağlantılı yüzey sıcaklığını etkiler. Ayrıca yüksek manyetik alan yüzeye yığılan maddede meydana gelen nükleer reaksiyonların perdelenmesini arttırabilir (Fushiki ve diğ. 1989). Manyetik alanın madde yapısı üzerine etkisi elektron Fermi enerjisi E_{Fe} nin manyetik alandaki elektronun Landau seviyelerinin aralığı olan $\hbar\omega_c$ 'ye eşit olduğu yoğunluğun yukarısında yok olur. Bu yoğunluk $\sim 10^4(B/10^{12}G)$ g/cm³'tür. Çok daha yüksek

Bunun sonucunda bir nötron yıldızının kabuğunda yerel kusurların (defects) ve safsızlıkların (impurities) yaratılması ve hareket ettirilmesi muhtemelen zordur (De Blasio 1998). Aynı zamanda kabuğun kırılacağı kritik gerilme açısı dünyadaki katıların kırılma açısı olan $\sim 10^{-4}$ - 10^{-5} değerinden bir mertebe daha fazladır (Ruderman 1976, 1991a). Yoğunluğun artmasıyla elektronların yüksek enerjisi, ters beta bozunmasının meydana gelmesine izin verir ve protonlar ile elektronlar nötronlara dönüşürler. Böylece kabuğun içerisinde kimi bölgelerde ^{78}Ni , ^{76}Fe ve ^{118}Kr gibi nötronca zengin daha ağır atom çekirdekleri içeren örgüler mevcut olur (Lorentz ve diğ 1993). Nötron dökülmesi yoğunluğu olarak bilinen $4.3 \times 10^{11} \text{ g/cm}^3$ 'e kadar neredeyse hiçbir nötron atom çekirdeklerinin dışında değildir. Nötron yıldızın yüzeyinden nötron dökülmesi yoğunluğuna kadar olan bu bölgeye dış kabuk denir. Dış kabuğun derinliği ~ 100 metredir.

Dış kabuğun aşağısında iç kabuk bölgesi başlar. Bu bölgedeki yüksek basınçtan dolayı nötronlar atom çekirdeklerinin dışına sızmaya başlarlar. Bu nötronlar kabuk örgüsünün arasına nüfuz eden bir akışkan oluştururlar. Çünkü nötron dökülmesi yoğunluğunun yukarısında atom çekirdeği o kadar nötronca zengin olur ki, nötronların atom çekirdekleri dışındaki süreklilik durumlarını işgal etmeye başlaması enerji açısından elverişlidir. Daha da yüksek yoğunluklarda nötronca zengin atom çekirdeklerinden örgü nötronlardan oluşmuş denizin içerisinde yüzer durumdadır. Nötron denizinin yoğunluğu yükseldikçe nükleer yüzey gerilimi düşer. Bu ise atom çekirdeklerinin A ortalama kütle numarasını indirgeme eğilimindedir. Bu etkiye karşıt olarak bir de A yı arttırma eğiliminde olan Coulomb çarpanındaki azalma vardır. Detaylı hesaplamalar Coulomb çarpanının galip geldiğini ve geniş bir yoğunluk aralığında yük $Z \sim 40$ kalmasına rağmen A kütle numarasının yoğunlukla arttığını göstermiştir (Negele ve Vautherin 1973). Nötron yıldızı soğudukça çeşitli Z değerlerine sahip atom çekirdekleri her bir yoğunlukta donmuştur (Haensel ve Pichon 1994). Yani belirli bir yarıçapta yoğunluk aynıdır ve benzer bir nükleer yapı mevcuttur. Bunun sebebi kabuğun görece yüksek başlangıç sıcaklıklarında geniş bir aralıkta farklı nükleer türlerin mevcut olmasıdır. Kabuğun sıcaklığı azaldıkça nükleer reaksiyon oranları aniden düşer. Sonuç olarak atom çekirdeklerinin enerji açısından en elverişli atom çekirdeğine doğru olan evrimi etkin olarak durur. Meydana gelen Z değerlerinin dağılımı (nükleer kirliliğin yoğunluğu) görece soğuk nötron yıldızlarının kabuğunda elektrik ve termal iletkenliğin

belirlenmesinde hayati öneme sahiptir. $\sim\rho_{nm}$ yoğunluklarında atom çekirdekleri birbirlerine dokunacak kadar yakındır ve aralarındaki güçlü Coulomb etkileşmelerinden dolayı şekilleri bozulmuştur. Bunun sonucunda nötron yıldızlarının iç kabuğunda atom çekirdekleri için küresel, çubuk benzeri ve tabak benzeri gibi değişik nükleer şekiller meydana gelir (Ravenhall ve diğ. 1983, Oyamatsu 1993). Düşük yoğunluklarda atom çekirdekleri neredeyse küreseldir. Belirli bir kritik yoğunlukta atom çekirdeklerinin çubuk benzeri bir yapıya sahip olması enerji açısından daha elverişlidir ve daha da yüksek yoğunluklarda tabak benzeri atom çekirdekleri oluşur. İç kabuk için yapılan teorik nükleer madde hesaplamaları bu bölgedeki atom çekirdeklerine bağlı nötronların ve atom çekirdeği dışındaki serbest nötron gazının süperakışkan olabileceğini göstermiştir (Negele ve Vautherin 1973, Baym ve Pethick 1975). Buradaki süperakışkanın nötron yıldızının dinamiği üzerine önemli etkileri vardır. Örneğin; nötron yıldızının dönme oranındaki ani artışlar olan sıçramalar iç kabuk bölgesindeki süperakışkandan kabuğa açılmal momentum transferine atfedilmiştir (Anderson ve Itoh 1975, Alpar ve diğ. 1984a). Kabuk süperakışkanının nötron yıldızı dinamiği üzerine bir başka önemli etkisi ise süperakışkan olmayan kabuk maddesiyle sürtünmesel etkileşmesinin yıldızı ısıtarak termal evrimi etkilemesidir (Alpar ve diğ. 1984a, Shibazaki ve Lamb 1989, Larson ve Link 1999). İç kabuğun uzanımı 1-2 kilometre kadardır. Tezin amacını oluşturan süperakışkanlık ve nötron yıldızı dinamiğine olan etkileri ilerleyen bölümlerde tartışılmaya çalışılacaktır.

Kabuğun altında kor yer alır. Kor, nötron yıldızının eylemsizlik momentinin yaklaşık %90 ını oluşturur ve derinliği durum denkleminin bağlı olarak $\sim 8-10$ km kadardır. En düşük yoğunluklarda kor maddesi nötronlar ve toplam parçacık sayısının yüzde birkaçını meydana getiren protonlar, elektronlar ve muhtemelen müonlar karışımıdır. Yoğun maddenin tüm bileşenleri dejeneredir. Nötronlar ve protonlar nükleer kuvvetler yolu ile etkileşen, ideal olmayan bir sıvı meydana getirirler. $2\rho_{nm}$ 'ya kadar olan yoğunluklarda maddenin durum denklemi ile bileşimi nükleer fizik teorisi tarafından makûl derecede kısıtlanmış iken, daha yüksek yoğunluklarda çok az belirlidir. Kor $\sim 2\rho_{nm}$ 'dan düşük yoğunluklarda dış kor ve daha yüksek yoğunluklarda ise iç kor olmak üzere ikiye ayrılabilir. İç kor ile dış kor arasındaki ayrım yüksek yoğunluklarda maddenin durum denklemi hakkındaki bilgi noksanlığından ileri gelir. Ancak, bu korun iki kısmında maddenin fiziksel olarak farklı olduğu anlamına gelmez. Büyük kütleli

nötron yıldızlarında iç korun yarıçapı birkaç kilometre ve merkezi yoğunluk (10-15) ρ_{nm} olabilirken, düşük kütleli nötron yıldızlarında dış kor merkeze kadar uzanacağından, iç kor olmayabilir. İç kordaki maddenin bileşimi için çok sayıda olasılık vardır. Bunlar arasında Σ^- ve Λ hiperonları, pion yoğunlaşması, kaon yoğunlaşması ve kuvark maddesi gibi egzotik hâller de mevcuttur. Tüm bu egzotik hâllere ek olarak nötron yıldızlarının katı bir kora sahip olabileceği de önerilmiştir (Baym ve Pethick 1979). Yapılan teorik hesaplamalar nötron yıldızının korundaki nötronların (kabuktakinden farklı bir kanalda olsa da) süperakışkan fazda olduğunu göstermiştir. Ayrıca protonlar da yüklü süperakışkan, yani süperiletkendir. Nötron yıldızının korundaki süperakışkan nötronlar ile süperiletken protonlar arasındaki etkileşmelerin nötron yıldızının dinamiği üzerine önemli etkileri olacağı 1980 lerden bu yana ciddiyle düşünölmeye başlanmıştır (Alpar ve diğ. 1984c, Muslimov ve Tsygan 1985, Sauls 1989, Srinivasan ve diğ. 1990). Bu konulara ilerleyen bölümlerde değinilecektir.

2.2. NÖTRON YILDIZLARINDA SÜPERAKIŞKANLIK

Nötron yıldızı maddesi büyük oranda süperakışkan fazdaki bileşenlerden oluşmuştur. Bu sonuç, laboratuvarında yüksek yoğunluklarda ve düşük sıcaklıklarda yapılan deneylerde nötronlar ile protonların süperakışkan faza sahip olduğunun görölmelerinden çıkmıştır. Nükleer maddenin eylemsizlik momentlerinin hesaplanması ile ilgili çalışmasında Migdal (1959) nötron yıldızlarının keşfinden çok önceleri böyle yüksek yoğunluklarda nötronlardan oluşmuş bir yapının büyük ölçekli süperakışkan sistemi olabileceğini ilk kez teorik olarak öngörmüştür. Bunu takiben teorik hesaplamalardan nötron yıldızının iç kabuğundaki nötronca zengin atom çekirdeklerinin süperakışkan fazda olduğu önerilmiştir (Negele ve Vautherin 1973). Ayrıca nötron yıldızlarının kor bölgesinde teorik modellerin ekstrapolasyonundan nötronların süperakışkan fazda ve protonların süperiletken olması beklenmektedir. Bu teorik düşüncelerden başka pulsar gözlemlerinin erken dönemlerinde bile farkına varılmış pulsar sıçramalarının normal madde etkileşimleriyle açıklanamayan uzun relaksasyon (sönüm) zamanları ancak süperakışkan iç yapıyla açıklanabilmektedir. (Baym ve diğ. 1969a). Ayrıca Cassiopeia A süpernova kalıntısındaki nötron yıldızının gözlenmiş soğuması ancak korda süperakışkanlığının varlığıyla açıklanabilmektedir (Page ve diğ. 2011, Yakovlev ve diğ.

2011). Böylece süperakışkanlık hem korda, hem de iç kabukta meydana gelir ve nötron yıldızının dinamik davranışını önemli ölçüde etkiler.

Öncelikle süperakışkan demekle ne kastedildiğine değinelim. Bir süperakışkanın normal akışkanlardan farkı, akışkanın hem parçacıkları arasında hem de içerisinde bulunduğu kabın çeperleriyle az etkileşerek akmasıdır. Bu olgu Kapitza tarafından 1930 larda sıvı helyum üzerine yapılan deneylerde keşfedilmiştir. Bir başka ifadeyle, klasik akışkanların aksine süperakışkan eş fazlı (coherent) bir kuantum sistemidir. Süperakışkanlık yoğunlaşma dalga fonksiyonu olarak isimlendirilen bir tekli parçacık dalga fonksiyonuyla tarif edilir:

$$\Psi(\vec{r}, t) = \frac{\rho_s}{2m_n} e^{i\theta(\vec{r}, t)} \quad (2.1)$$

Burada ρ_s süperakışkanın yoğunluğu ve m_n nötronun kütlesidir. Dalga fonksiyonunun uzanımı nötron yıldızlarında ~ 100 fm dir ve nötronlar arasındaki ortalama mesafeden çok daha büyüktür (Sauls 1989).

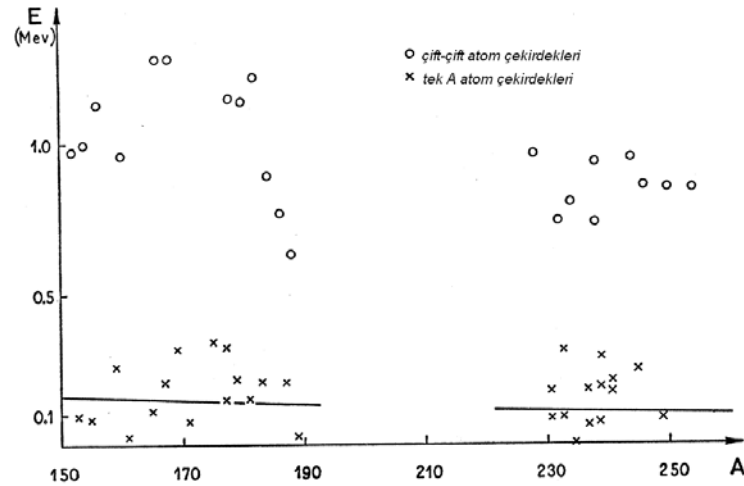
Süperakışkanlık bir tür Bose-Einstein yoğunlaşması olayıdır (makroskopik sayıda parçacığın tek bir kuantum durumunu işgal etmesi) ve hem sıfır viskoziteye hem de sıfır entropiye sahip olması gibi özellikleriyle klasik akışkanlardan ayrılır. Süperiletkenlik ise metallerde kritik bir sıcaklığın aşağısında elektrik akımının devrede herhangi bir dirençle karşılaşmadan ve dış voltaja gerek duymadan dolanımıyla görülür. Doğada gözlenen ilk süperakışkan Helyum II (süperakışkan ^4He) idi. Süperakışkanlık teorisi çoğunlukla Helyum II üzerine yapılan deneylere dayanır (Feynman 1972). Deneylerden Helyum II nin mutlak sıfır ile süperakışkanlığının kaybolduğu 2.19 K arasında değişen sıcaklıklarda yoğunlaşma fazında (süperakışkan) ve termal uyarılma (normal madde) bileşenlerinden oluştuğu görülmüştür. Süperakışkanlığın bu “iki akışkan” modeli Tisza tarafından 1938 yılında önerilmiştir (Feynman 1972). Süperakışkanlığın mikroskopik fiziği ileriki kesimde anlatılmaya çalışılmıştır.

2.2.1. Temel Süperakışkanlık Teorisi

Süperakışkanlığın altında yatan olaylar süperiletkenliği tarif eden Bardeen-Cooper-Schriffer (BCS)'nin teorisiyle anlaşılabilir (Bardeen ve diğ. 1957). BCS teorisinde fermiyonlar Cooper çiftleri olarak adlandırılan çiftler oluşturarak süperiletkenliği meydana getirirler. Cooper çiftlerinin oluşması ve böylece süperakışkanlık ya da süperiletkenliğin meydana gelmesi için Fermi yüzeyinde sıfır toplam açısız momentumlu iki nötron veya iki proton arasında herhangi bir çekici etkileşmeye gerek duyulur. Çekici etkileşmenin zayıflığı önemli değildir. Bu kuramdaki temel düşünce çift oluşturmada dolayı sistemin taban durumu ile ilk uyarılmış durumlar arasında bir enerji aralığının ortaya çıkması ve bir T_{kr} kritik sıcaklığının aşağısında süperakışkanlık ya da süperiletkenliğe faz geçişi yapmasıdır. Bundan sonraki kısımda çift oluşturma ve enerji aralığı kavramları ele alınacak ve nötron yıldızları ile olan bağlantısı işlenecektir.

2.2.1.1. Çift Oluşturma ve Enerji Aralığı Kavramları

Bohr ve diğ. (1958) süperiletkenlerdeki elektronların düşük enerjili spektrumları ve çift-çift tipinden ağır atom çekirdeklerinin temel seviyesi ile ilk uyarılmış durumları arasındaki enerji aralıkları arasındaki benzerliğe dikkat çekmişlerdir (Şekil 2.2).



Şekil 2.2: Çift-çift atom çekirdeklerinde ve A kütle numarası tek sayı olan atom çekirdeklerinde enerji aralığı. Bohr ve diğ. (1958)'den alınmıştır.

Dolayısıyla nükleonların Cooper çifti oluşturmaları süperakışkanlığın altında yatan nedendir. Nükleonlar arasındaki çekici etkileşme nükleon-nükleon potansiyeli ifadesiyle verilir:

$$V_{nn}=V_{\text{merkezi}}(|\vec{r}|)+V_{\text{sy}}(|\vec{r}|)\vec{S}\cdot\vec{L} \quad (2.2)$$

Burada $V_{\text{merkezi}}(|\vec{r}|)$ merkezi (Coulomb) potansiyeli, $V_{\text{sy}}(|\vec{r}|)$ spin-yörünge etkileşmesi potansiyeli ve \vec{S} ile \vec{L} sırasıyla toplam spin ve yörünge açısal momentumudur. Burada potansiyelin merkezi kısmı uzun menzilde, $r>1/2$ fm için pionların değiş-tokuşundan ötürü çekici ve küçük uzaklıklarda spin-yörünge etkileşmesinden sorumlu ω vektör mezonunun değiş-tokuşundan dolayı iticidir (Sauls 1989). Tüm etkileşme büyük uzaklıklarda (> 10 fm) çekici ve <10 fm için iticidir.

Şimdi BCS çalışmasına dayanarak fermiyonlarda süperakışkanlığın nasıl meydana geldiğine bakalım. Eşit, fakat zıt momentuma ve zıt spine sahip fermiyon durumlarını $|\vec{k}\uparrow\rangle$ ve $|\vec{k}\downarrow\rangle$ ile gösterirsek, bu çiftler sistemin taban durumunu oluşturur. Çift oluşturmadan dolayı bir fermiyonu taban durumundan ilk uyarılmış duruma uyararak Δ enerji aralığına ya da eşdeğer olarak $T_{\text{kr}}\equiv\Delta/k$ geçiş sıcaklığına mâl olur. Bu enerji miktarı şu denklemlerle verilir:

$$\Delta=kT_{\text{kr}}=E_{\text{F}}\exp\left[\frac{-1}{N(E_{\text{F}})V}\right] \quad (2.3)$$

Burada E_{F} Fermi enerjisi, $N(E_{\text{F}})$ Fermi yüzeyindeki durumların yoğunluğu ve V etkileşme potansiyelidir. Düşük yoğunluklarda çift oluşturma etkileşmesi etkin değildir. Çünkü (2.3) denkleminde de görülebileceği gibi Δ küçüktür. Ancak, enerji aralığının doğru şekilde hesaplanması hiç de kolay değildir. Çünkü (2.3) denkleminde görüleceği gibi enerji aralığı V etkileşme potansiyeline üstel olarak bağlıdır. V nin belirlenmesi nükleer etkileşmelerin kısa menzildeki iticiliğine ve uzun menzilli çekici etkileşmeyi perdelemeye çalışan polarizasyon etkisine bağlıdır (Ainsworth ve diğ. 1989). Her iki özellik de Δ yı indirgeme eğilimindedir.

Nötron yıldızları için ilk enerji aralığı hesaplamaları Hoffberg ve diğ. (1970) tarafından yapılmıştır. Şimdi nötron yıldızlarındaki nötronların ve protonların ne türden süperakışkan oluşturdıklarını görelim. Spin tekli (S=0) ve s dalgası (l=0) durumu olan

1S_0 , $\rho \leq 1,5 \times 10^{14}$ g/cm³'de nötronların çift oluşturması için baskın kanaldır. Ancak, bu kanalda nötron çifti oluşturmanın yıldız korunda yok olması beklenmektedir. Çünkü nötron-nötron etkileşmesi artan yoğunlukla birlikte itici hâle gelir (Wolf 1966). Böylece 1S_0 durumu için enerji aralığının maksimum değeri $\rho \sim 3,5 \times 10^{13}$ g/cm³ yoğunluğunda ve $\Delta \sim 2,5$ MeV olarak gerçekleşir (Hoffberg ve diğ. 1970). Korda protonlar arasında çift oluşturma etkileşmesi yine 1S_0 kanalında olur ve enerji aralıkları nötronlarınkine benzerdir. Nötron yıldızının korundaki nötronlar için uygun durum spin üçlüsü (S=1) ve p-dalgası (l=1) olan 3P_2 kanalıdır. 3P_2 durumunda toplam açısal momentum J=2 dir. Saf 3P_2 kanalında çift oluşturma büyük bir basitleştirme olabilir. Çünkü 3P_2 kanalı başkaları (özellikle de 3F_2) ile üst üste gelir (Baldo ve diğ. 1998). Nötronların 3P_2 kanalında çift oluşturması aslında iki türdür (Yakovlev ve diğ. 1999b). Bunlardan ilki, nötron çiftlerinin toplam açısal momentumunun kuvantizasyon eksenine izdüşümünün sıfır olduğu $m_J = 0$ durumudur. Diğeri ise $|m_J| = 2$ durumudur ve Fermi yüzeyinde düğümlere sahip enerji aralığına yol açar. $|m_J| = 2$ li durum daha az olası görünmekle beraber $B \geq 10^{16}$ G luk çok güçlü bir manyetik alanda gerçekleşebilir (Muzikar ve diğ. 1980). $\Delta(T)$ enerji aralığı ve kuvantizasyon eksenine ile parçacık momentumu arasındaki \mathcal{G} açısına bağlı $F(\mathcal{G})$ çarpanının süperakışkanlığın türüne bağlılıkları şu şekildedir (Yakovlev ve diğ. 1999b):

$$^1S_0 \text{ süperakışkanlığı için } F(\mathcal{G}) = 1, T_{kr} = 0.5669\Delta$$

$$^3P_2 \text{ süperakışkanlığı } (m_J = 0) \text{ için } F(\mathcal{G}) = 1 + 3 \cos^2 \mathcal{G}, T_{kr} = 0.8416\Delta$$

$$^3P_2 \text{ süperakışkanlığı } (|m_J| = 2) \text{ için } F(\mathcal{G}) = \sin^2 \mathcal{G}, T_{kr} = 0.4926\Delta$$

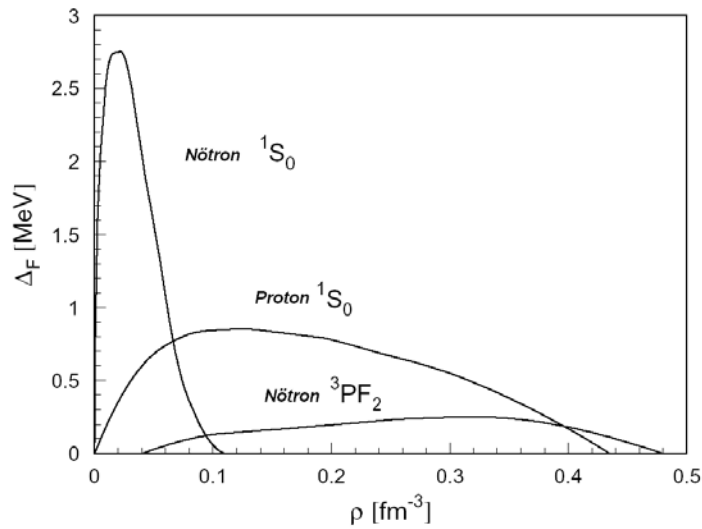
3P_2 çift oluşturma durumu için Δ 'nın maksimum değeri 1S_0 durumundakine göre bir $\sim 3-5$ çarpanı kadar düşüktür (Hoffberg ve diğ. 1970). Dolayısıyla tipik enerji aralıkları ~ 1 MeV tur. Böyle enerji aralıklarına karşılık gelen tipik kritik sıcaklıklar $T_{kr} \sim 10^{10}$ K dir. Bu, sıcaklıkları $\leq 10^8$ K olan nötron yıldızlarında niçin süperakışkanlığın beklendiğini gösterir.

Modern hesaplamalarda polarizasyon etkileri için Fermi sıvısı yaklaşımı kullanarak daha düşük enerji aralığı değerleri elde edilmiştir. Perdeleme etkileri enerji aralığını 4 çarpanı kadar indirger. Ainsworth ve diğ.'nin (1989) yaptığı hesaplar nötron enerji

aralığının 0.2-0.5 MeV kadar küçük olabileceğini ileri sürmektedir. Ayrıca ortamın polarizasyonu enerji aralığının kuvvetli şekilde azalmasına neden olan bir tansör kuvveti ortaya çıkarır (Schwenk ve Friman 2004). Buna karşılık nükleer etkileşmelerdeki üçlü cisim kuvvetleri çok büyük nötron ${}^3P_2-{}^3F_2$ enerji aralıklarına yol açar (Zuo ve diğ. 2008).

Süperakışkanlıkla ilgili yukarıdaki teorik modellere rağmen, nötron yıldızlarının iç kabuğundaki izotropik 1S_0 süperakışkanı ile korundaki anizotropik 3P_2 süperakışkanı arasında normal nötronlardan bir geçiş bölgesi olup olmadığı çözülmemiş önemli bir sorundur. Böyle bir bölgenin nötron yıldızının özgül ısı (Van Riper 1991) ve salınımlarının spektrumuna (Epstein 1988) önemli etkileri olabilir. Nötronlar ile protonların 1S_0 ve nötronların 3P_2 kanalında meydana getirdikleri çift oluşturma enerjilerinin yoğunluğa göre değişimi Şekil 2.3’de verilmiştir.

Nötronların ve protonların aksine elektronların normal olması beklenir. Bu, elektron için süperiletkenliğe geçiş T_{kr} sıcaklığının $\sim E_{Fe} \exp[-1/N(0)V]$ olmasından gösterilebilir. Burada E_{Fe} elektron Fermi enerjisi, $N(0) \sim p_e^2/c\hbar^3$ elektron Fermi momentumu p_e cinsinden durumların yoğunluğu, $V \sim e^2(\hbar/p_e)^2$ elektronlar arasındaki ortalama net çekimdir. $N(0)V \sim e^2/\hbar c \sim 1/137$ olduğundan, T_{kr} neredeyse sıfırdır (Baym ve Pethick 1975).



Şekil 2.3: Nötron yıldızlarında nötronlar ile protonların çeşitli kanallarda meydana getirdikleri çift oluşturmalar için enerji aralıklarının yoğunlukla değişimi. Lombardo ve Schulze’den (2000) alınmıştır.

Bundan başka hiperonlar (Balberg ve Barnea 1998) ve kuvarklar (Bailin ve Love 1984) da süperakışkan olabilirler. Sonuçlar güçlü etkileşme modellerine ve uygulanan çok cisim teorilerine bağlıdır. Tüm durumlarda teoriler yoğunluğa bağlı $T_{kr} \approx 10^{10}$ K kritik sıcaklıkları verir (Lombardo ve Schulze 2000). Çift oluşturma türlerinin hepsinin nükleer madde yoğunluğunun çok yukarısında kaybolması beklenir. Çünkü bu yoğunluklarda güçlü etkileşmenin çekici kısmı etkisiz hâle gelir. Bunlara ek olarak Alford ve diğ. (1998) renk süperiletkenliği olarak adlandırılan yeni bir tür kuvark süperakışkanlığı önermişlerdir. Bu, kuvark çift oluşturmaya karşıt olarak (kuvark çift oluşturmada bir çift ne çeşni ne de renk taşır) farklı kuvarkların (yani ud, us, ds) sadece çeşniyi değil, aynı zamanda renge de sahip olduğu durumlarda çift oluşturmaya dayanır. Tipik kuvark enerjisi $\sim 500\text{MeV}$ için kritik sıcaklığın $T_{kr} \sim 50\text{MeV} \sim 5 \times 10^{11}$ K olması beklenir.

2.2.2. Dönen Süperakışkan ve Vorteks Çizgileri

Nötron yıldızlarının süperakışkan içeren dönen sistemler olduklarını biliyoruz. Bu nedenle nötron yıldızlarını anlayabilmek için, dönen bir süperakışkanda ne gibi olayların ortaya çıkacağına bakmak yerinde olur. İçerisinde süperakışkan bulunan bir kap göz önüne alalım. Kaba açısal momentum verildiğini ve dönmeye zorlandığını düşünelim. Kap+süperakışkan sistemine ne olacağına bakmadan önce süperakışkanın akışının nasıl olduğuna değinelim. $\hat{p} = -i\hbar\vec{\nabla}$ momentum operatörünü (2.1) dalga fonksiyonuna uygularsak süperakışkanın hızı v_s ,

$$\vec{v}_s = \frac{\hbar}{m_N} \vec{\nabla} \theta \quad (2.4)$$

olur. Burada m_N nötron çiftinin kütlesi ($m_N \equiv 2m_n$), $\hbar = h/2\pi$ Planck sabitidir. $\vec{\nabla}$ operatörü kullanılırsa süperakışkanın dönmesi için

$$\vec{\nabla} \times \vec{v}_s = 0 \quad (2.5)$$

ifadesi elde edilir. Süperakışkanın dolanımı ya da vortizitesi L integral kontürü üzerinden

$$\kappa = \oint_L \vec{v}_s \cdot d\vec{l} \quad (2.6)$$

şeklinde tanımlandığından, (2.6) ifadesine Stokes teoremi uygular ve (2.5)'i göz önünde bulundurursak

$$\kappa = \oint_L \vec{v}_s \cdot d\vec{l} = \int_A (\vec{\nabla} \times \vec{v}_s) \cdot d\vec{A} = 0 \quad (2.7)$$

olur. Bu bir süperakışkanın dönme yapamayacağı anlamına gelir. Yani kap+süperakışkan sisteminde kap dönerken süperakışkan dönmeye katılmayacaktır. Ancak, her ikisinin de aynı açısal hızla hareket ettiğini gösteren deneyler mevcuttur (Sonin 1987). $\vec{\nabla} \times \vec{v}_s \neq 0$, yani süperakışkanın dönmesi, hız alanının normal maddeden oluşmuş tekil noktalar içermesiyle mümkündür. Normal maddeden kor içeren ve süperakışkanın etrafında dönmesini sağlayan bu yapıya vorteks çizgisi denilir. (2.4) ve (2.6) denklemlerinden faz cinsinden dolanım

$$\kappa = \frac{\hbar}{m_N} \oint_L \vec{\nabla} \theta \cdot d\vec{l} = \frac{\hbar}{m_N} (\nabla^2 \theta) \quad (2.8)$$

şeklindedir. (2.1) denklemi ile verilen dalga fonksiyonunun tek değerli olabilmesi, θ fazının 0 ve 2π de aynı değeri almasıyla mümkündür. 2π nin n tam sayı katları sıfır olmayan dolanımı verir:

$$\kappa = n \frac{h}{m_N} \quad (2.9)$$

(2.6)'dan

$$\kappa = \oint_L \vec{v}_s \cdot d\vec{l} = 2\pi n v_s(r) \quad (2.10)$$

olur. (2.9) denkleminin kullanılmasıyla vorteks çizgisinden r uzaklığında süperakışkanın hızı ve açısal momentumu

$$v_s = \frac{\kappa}{2\pi r} = \frac{n\hbar}{2m_n r} \quad (2.11)$$

$$L = 2m_n v_s r = n\hbar \quad (2.12)$$

elde edilir. (2.9), (2.11), (2.12) ifadeleri sırasıyla vortizitenin, hızın ve açısal momentumun sürekli değerler almadıklarını, yani kuvantize olduklarını gösterir. Vorteks çizgisinin parçacık başına enerjisi (Shaham 1980)

$$\varepsilon_{\text{vort}} = \frac{1}{N_n} \int_{\xi}^r \frac{1}{2} m_n v_s^2 n_n d^3r \quad (2.13)$$

ifadesiyle verilir. Burada n_n nötronların sayı yoğunluğu ve N_n nötronların toplam sayısıdır. Vorteks korunun genişliği süperakışkanın koherans uzunluğu ξ mertebesinde ve kabaca süperakışkanın kinetik enerji yoğunluğu $(1/2)m_n v_s^2 n_n$ 'nin süperakışkan yoğunlaşma enerjisine eşit olduğu yerin çizgi merkezine uzaklığı olarak tanımlanır. Koherans uzunluğu için yaklaşık bir ifade

$$\xi \approx \frac{\hbar^2 k_{F_n}}{\pi \Delta m_n} \quad (2.14)$$

dir. Burada k_{F_n} nötronların Fermi dalga sayısıdır. $\xi \sim 10$ fm dir.

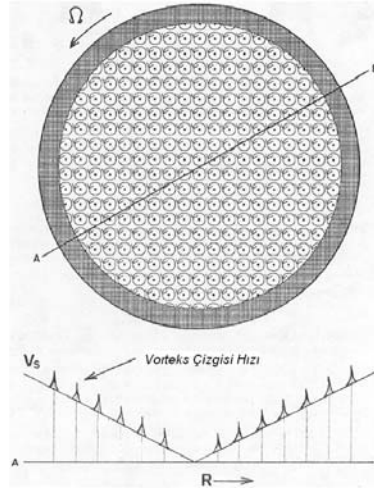
Şimdi bulduğumuz bu sonuçları nötron yıldızlarına uygulayalım. Nötron yıldızını içerisinde süperakışkan olan R yarıçaplı dönen silindir bir kap olarak ele alırsak (2.11) denkleminde

$$\varepsilon_{\text{vort}} = \frac{n^2 \hbar^2}{4m_n R^2} \int_{\xi}^R \frac{dr}{r} = \frac{\hbar \Omega_{c1}}{2} n^2 \quad (2.15)$$

elde edilir. Burada $\Omega_{c1} = (\hbar/2m_n R^2) \ln(R/\xi)$ düşük kritik açısal hızdır. Denge konumu serbest enerji $\varepsilon_{\text{vort}} - \Omega L$ minimum yapılarak hesaplanır (Sauls 1989). Bu ifadenin minimum değeri $\Omega < \Omega_{c1}$ için $n=0$ de elde edilir, yani süperakışkanlık bulunmaz (Ghosh 2007). Bu durumda kap döner fakat içerisindeki süperakışkan durur. Nötron yıldızlarına uygularsak, $\Omega_{c1} \sim 10^{-14} \text{ s}^{-1}$ değeri nötron yıldızlarının dönme oranının çok aşağısındadır. $\Omega \gg \Omega_{c1}$ için üniform dönme oluşur. Birim alan başına vorteks çizgilerinin yoğunluğu bu durumda

$$n_v = \frac{4m_n \Omega_s}{h} = \frac{2\Omega_s}{\kappa} \approx 6.3 \times 10^3 P(s)^{-1} \text{ vorteks/cm}^2 \quad (2.16)$$

ile verilir. Burada $P(s)$ saniye biriminde pulsarın periyodudur. Son olarak daha da hızlı dönme olursa ne olacağına bakalım. Vorteksler arasındaki uzaklık ξ 'ya yaklaştığında süperakışkanlık kaybolacaktır. Bu üst kritik açısal hız $\Omega_{c2} \sim (\hbar/2m_n \xi^2) \sim 10^{20} \text{ s}^{-1}$ 'de meydana gelir (Ghosh 2007). Pulsarlar Ω_{c1} ile Ω_{c2} arasındaki hızlarda dönerler. Yani tüm pulsarlarda vorteks çizgilerinin varlığı garantidir. Vorteks çizgilerinin hızının Ω nötron yıldızın dönme oranı ve R yarıçapı ile olan ilişkisi Şekil 2.4'de verilmiştir.



Şekil 2.4: R yarıçaplı Ω dönme hızlı nötron yıldızında vorteks çizgileri ve v_s süperakışkan hızıyla olan ilişkisi. Sauls (1989)'dan alınmıştır.

2.2.3. Nötron Yıldızlarında Vorteks Takılması (Pinning) ve Vorteks Kurtulması (Unpinning)

Nötron yıldızlarının iç kabuğundaki vorteks çizgileri homojen olmayan bir ortamda bulunmaktadır. Bu yüzden kabuk kristal örgüsündeki atom çekirdekleri vorteks çizgilerinin hareketini kısıtlayacak ve çizgilerin bu atom çekirdeklerine takılabilmesi mümkün olacaktır. Takılmanın anlamı, vorteks çizgilerinin normal kor bölgelerinin örgüdeki atom çekirdeklerinin içinden geçmeyi tercih etmeleri ve daha güçlü bir kuvvet onları bu yerlerden kurtarana kadar yapışık kalmalarıdır. Takılma bu yüzden vorteks çizgilerinin atom çekirdeklerine çakışmış hâle gelmesiyle kazanılmış enerji ile yakından ilişkilidir. Burada vorteks takılması için iki farklı çalışma ele alınmıştır. Bunlardan Alpar ve diğ.'nin (1984a) çalışması hacim ile yoğunlaşma enerjisi ilişkisine dayanırken, Link ve Epstein'in (1991) çalışması vorteks çizgi gerilimini de hesaba katmaktadır.

Alpar ve diğ. (1984a) süperiletkenler ve süperakışkanlarda görülen bazı olaylardan yola çıkmışlardır. 1960 ların başından bu yana süperiletkenlerdeki manyetik akı çizgilerinin (Anderson 1962, Anderson ve Kim 1963) ve dönen süperakışkan helyumda vorteks çizgilerinin (Packard 1972) içerisinde buldukları kabın duvarındaki kusurlara takılabildikleri bilinmektedir. Şimdi süperakışkanın yoğunlaşma enerjisi cinsinden vorteks takılmasının nasıl yorumlanacağını görelim. Buna göre, süperakışkandan normal madde oluşturmak için parçacık başına Δ^2/E_F kadar enerji gerekir (Alpar 1977). Eğer süperakışkan homojen değilse (Δ^2/E_F yerel farklılıklar gösteriyorsa), vorteks çizgileri Δ^2/E_F değerinin küçük olduğu yerlerden geçmeyi tercih edeceklerdir. Takılma, bir vorteks çizgisi atom çekirdeğinden geçerken kazandığı enerji, atom çekirdekleri arasından geçmesi sırasında kazanacağı enerjiden az olursa gerçekleşir. Bu iki durum arasındaki enerji farkı, yani takılma enerjisi (Alpar 1977)

$$E_p = \frac{3}{8} \left[\left(\frac{n_n \Delta^2}{E_F} \right)_{dış} - \left(\frac{n_n \Delta^2}{E_F} \right)_{iç} \right] V \quad (2.17)$$

dir. Burada dış ve iç alt indisleri parantez içerisindeki ifadelerin sırasıyla atom çekirdeği dışındaki ve içindeki süperakışkan nötronlar için hesaplandığını gösterir. Ayrıca $(n_n)_{iç}$ ve $(n_n)_{dış}$ sırasıyla çekirdek içinde ve dışındaki ρ_0 ve ρ_1 kütle yoğunluğuna sahip

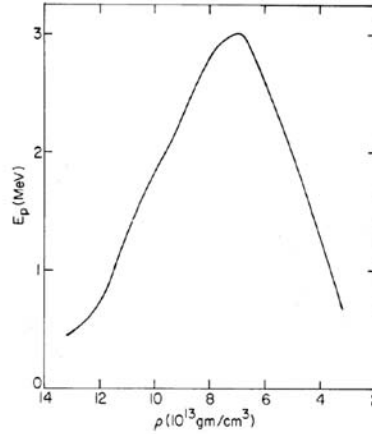
süperakışkan nötronların sayı yoğunluğu, $(3/8)\Delta^2/E_F$ süperakışkanla normal madde arasındaki parçacık başına enerji farkının tam değeri, V ise çekirdeğin hacmidir. Denklem (2.17) de $E_p > 0$ olursa, yani çekirdeğin dışında (ρ_1 yoğunluğunda) vorteks çizgisinin enerjisi çekirdekten geçen vorteks çizgisinin (ρ_0 yoğunluğunda) enerjisinden fazla ise, çizgiler çekirdekten geçmeyi tercih edecekler ve vorteks takılması meydana gelecektir. (2.17) ifadesine bağlı olarak atom çekirdeği ile vorteks çizgisi arasında

$$F_p \sim \frac{E_p}{\xi} \quad (2.18)$$

gibi bir takılma kuvveti oluşur. Vorteks çizgisi boyunca her kristal örgü aralığında bir çekirdek yer alırsa, çizginin birim uzunluğu başına düşen kuvvet

$$f_p = \frac{F_p}{b} \sim \frac{E_p}{b\xi} \quad (2.19)$$

olur. Bu hesaplamalardan yola çıkarak Alpar (1977) nötron yıldızlarının iç kabuğunda $3 \times 10^{13} \text{ g/cm}^3 < \rho < 2 \times 10^{14} \text{ g/cm}^3$ yoğunluklarında en çok 3 MeV a varan enerjilerle vorteks çizgilerinin atom çekirdeklerine takıldıklarını göstermiştir (Şekil 2.5)



Şekil 2.5: Takılma enerjisinin nötron yıldızının yoğunluğu ile değişimi. Alpar (1977)'den alınmıştır.

Vorteks çizgileri üzerlerine etkiyen başka bir kuvvet olmadığı takdirde takıldıkları atom çekirdeklerine yapışık kalırlar ve bu yerlerden kurtulamazlar (unpin). Vorteks çizgileri kristale yapışık olduğunda dönme hızları takıldıkları örgünün hızıyla, yani kabukla

aynıdır. Kabuk elektromanyetik tork altında yavaşladıkça vorteks çizgileri de yavaşlayacaktır. Ancak, vorteks çizgileri denklem (2.16) ile verilen bir Ω_s açısal hızıyla hareket eder ve dönmesi normal madde ile etkileşmesi zayıf olduğundan kabuğun dönme hızı Ω_c 'den yüksek kalır. Çizgiler takılı kaldığı sürece hızı değişmeyecek, çevrelerindeki süperakışkana göre hareket hâlinde olacaklardır. Nötron yıldızını dönme eksenini z eksenine çakışık silindirik bir sistem ve ϕ 'yi azimut açısı alırsak, vorteks çizgisi ile süperakışkan arasındaki $\delta\vec{v} = r(\Omega_s - \Omega_c)\hat{\phi}$ hız farkından dolayı Magnus kuvveti olarak adlandırılan bir kuvvet ortaya çıkacaktır. Sisteme başka bir kuvvet etkimiyorsa Magnus Kuvveti süperakışkanın açısal momentumunun bir kısmını kabuğa aktararak hız farkını azaltır. Vorteks çizgisinin birim uzunluğu başına etkiyen Magnus kuvvetinin ifadesi

$$\vec{f}_M = -\rho_s \vec{\kappa} \times \delta\vec{v} \quad (2.20a)$$

veya

$$f_M = \rho_s \kappa r (\Omega_s - \Omega_c) \quad (2.20b)$$

şeklindedir. Burada ρ_s süperakışkanın yoğunluğu, r dönme ekseninden uzaklık, $\vec{\kappa}$ vortizite vektörüdür. (2.20) denklemlerinden ve $\delta\vec{v}$ nin ifadesinden Magnus kuvvetinin radyal olarak dışarı doğru olduğu görülür. Dolayısıyla Magnus kuvveti vorteks çizgilerinin atom çekirdeklerine yapışmasını sağlayan ve radyal olarak içeri doğru etkiyen \vec{f}_p takılma kuvvetine ters yönde işler. Böylece vorteks takılması en fazla denklem (2.20b) ile verilen bir kuvvete karşı koyabilir. Demek ki, Ω_c ile Ω_s arasındaki fark kritik bir değere ulaştığında bu vorteks çizgilerinin atom çekirdeklerine yapışık kalmasına daha fazla müsaade etmeyecek, çizgiler takıldıkları merkezlerden kurtulacaklardır. (2.19) ve (2.20b) denklemleri eşitlenirse bu hâl elde edilmiş olur:

$$\frac{E_p}{bR_N} = \rho_s \kappa r (\Omega_s - \Omega_c) \quad (2.21)$$

Böylece (2.17) ile hesaplanan takılma enerjisini bir kritik hız farkına çevirerek de ifade edebiliriz:

$$\omega_{kr} \equiv (\Omega_s - \Omega_c)_{kr} = \frac{E_p}{\rho_s \kappa b R_N r} \quad (2.22)$$

Alpar ve diğ.'nin (1984a) vorteks takılması ile ilgili çalışmalarında son olarak vorteks takılmasının şiddetine bağlı olarak belirlenmiş üç rejime değinelim. Bu üç takılma rejimi; güçlü takılma, zayıf takılma ve süper zayıf takılmadır. Takılma şiddetini belirleyen iki önemli faktör;

- (1) Atom çekirdeklerini örgüdeki konumlarından bir ξ uzaklığına hareket ettirmek için gerekli örgü bağlanma enerjisi E_L (Alpar ve diğ. 1984b),

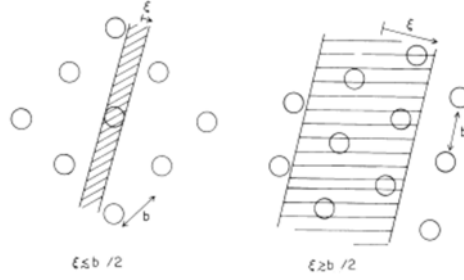
$$E_L = \frac{Z^2 e^2}{b^3} \gamma \xi^3 \quad (2.23)$$

- (2) ξ/b oranı (Ghosh 2007),

$$\frac{\xi}{b} \sim 7 \left(\frac{\Delta}{1 \text{ MeV}} \right)^{-1} \left(\frac{A^{1/3}}{5} \right)^{-1} \left(\frac{\rho_n}{\rho_{nm}} \right)^{2/3} \left(\frac{\rho_{nd}}{\rho - \rho_{nd}} \right)^{1/3} \quad (2.24)$$

dır. Bu ifadelerde Ze ve A sırasıyla atom çekirdeğinin yükü ve kütle numarası, b örgü aralığı, ξ koherans uzunluğu, $\gamma \sim 1$ hesaptaki belirsizlikten kaynaklanan çarpan, Δ enerji aralığı, ρ_{nd} nötron dökülmesi yoğunluğu, ρ_{nm} nükleer madde yoğunluğu ve ρ_n süperakışkan nötronların yoğunluğudur. Bir vorteks çizgisinin her b aralığında bir çekirdeğe mümkün olan en sık şekilde yapışması için takılma kuvvetinin çekirdekleri örgüdeki konumlarına göre yerlerini değiştirmeye zorlayabilmesi, yani en az çekirdekleri kristale bağlayan enerji mertebesinde olması gerekir (Anderson ve diğ. 1982). Güçlü takılma bölgesi E_p takılma enerjisinin atom çekirdeğinin örgüdeki denge konumuna bağlanma enerjisini aştığı yerleri ($E_p > E_L$) işaret eder. Burada ardışık takılma yerleri arasındaki uzaklık örgü sabitine eşittir, $\xi \sim b$. Gözlemsel üst limitler (Alpar ve diğ. 1987) kabuk süperakışkanın önemli bir kısmında güçlü takılmanın mevcut olmadığına işaret etmektedir. Takılma kuvveti atom çekirdeklerini örgüdeki denge konumlarından oynatacak kadar güçlü değilse ($E_p \leq E_L$ ve $\xi \leq b/2$), vorteks çizgisi yalnızca örgüdeki

yönelimi boyunca karşılaştığı atom çekirdeklerine takılabilir (zayıf takılma bölgesi). İç kabuğun daha yüksek yoğunluklarında vorteks koruları birçok örgü yerini eş zamanlı olarak kaplayacak ($\xi \geq b/2$) kadar büyük hâle gelir. Bu süper zayıf takılma rejiminin parametreleri bilinmemektedir. Burada son olarak süper zayıf takılma, zayıf takılma ve güçlü takılma için ω_{kr} kritik açısal hız farkı değerlerinin sırasıyla 0.1, 0.1-1, 1-10 rad/s olduğunu not düşelim. Zayıf ve süperzayıf takılma Şekil 2.6'da gösterilmiştir.



Şekil 2.6: Nötron yıldızlarının iç kabuğunda zayıf (solda) ve süper zayıf takılma (sağda). İçi boş çemberler kristal örgüsündeki atom çekirdeklerini, b atom çekirdekleri arasındaki uzaklığı ve ξ vorteks korunun yarıçapını göstermektedir. Alpar ve diğ. (1984a)'dan alınmıştır.

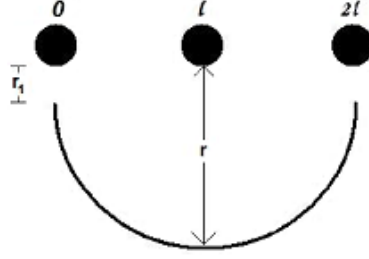
Alpar ve diğ.'nin (1984a) modellerinden farklı olarak Epstein ve Baym (1988) Ginzburg-Landau teorisine dayanan hesaplamalarında takılma enerjilerini daha yüksek, $\sim 5-10$ MeV elde etmişlerdir. Fakat kesin takılma enerjilerini tayin etmek için daha detaylı mikroskopik hesaplara gerek vardır. Ayrıca Epstein ve Baym (1988) vorteks takılmasının iki olası şekilde meydana gelebileceğini ileri sürmüşlerdir. 10^{13}g/cm^3 'den düşük yoğunluklarda vorteks çizgileri en düşük enerjili yollar olan atom çekirdekleri arasında ilerleyeceklerdir. Daha yüksek yoğunluklarda ise en düşük enerjili yol atom çekirdeğinden geçmektir. İlk durum örgü yerleri arası takılma, ikincisi ise nükleer takılma olarak adlandırılmıştır (Epstein ve Baym 1988). Link ve Epstein (1991) bu adlandırmayı benimsemiş ve vorteks çizgisinin gerilimini de hesaba katmışlardır. Link ve Epstein (1991) takılma yerleri arasındaki mesafeyi yaklaşık olarak bir örgü sabiti olarak takılma düzlemindeki tüm atom çekirdeklerinden gelen katkıları toplamış ve örgü noktaları arası takılma enerjisini atom çekirdeği başına ~ 1 keV bulmuşlardır.

Şimdi Link ve Epstein'in (1991) notasyonunu tanıtarak takılma enerjisinin nasıl hesaplandığına bakalım. Bu modelde vorteks çizgileri $z=0, \pm 1, \pm 2, \dots$ şeklinde birbirlerinden eşit uzaklıkla ayrılmış noktalara takılmıştır (Şekil 2.7). Bu çalışmada

kabuk ve takılmış vorteks çizgileri arasındaki hız farkı $\vec{v}_\delta \equiv \vec{v}_c - \vec{v}_s$ şeklinde ifade edilmiştir. Vorteks çizgisinin birim uzunluğuna başına Magnus kuvveti Link ve Epstein'in (1991) notasyonunda (2.20a)'ye benzer olarak,

$$\vec{f}_M = \rho_s \vec{\kappa} \times \vec{v}_\delta \quad (2.25)$$

ile verilir.



Şekil 2.7: Link Epstein (1991) modelinde vorteks takılması

Link ve Epstein (1991) takılmanın bir maksimum F_{maks} kuvveti ile r_0 vorteks çizgisi-atom çekirdeği arasındaki uzaklığında gerçekleştiği parabolik bir model göz önüne almışlardır:

$$F_p(r) = \begin{cases} -F_{maks} \left[1 - \left(\frac{r}{r_0} - 1 \right)^2 \right] & 0 \leq r \leq 2r_0 \\ 0 & 2r_0 < r \end{cases} \quad (2.26)$$

Bu kuvvet,

$$E_p(r) = -\int_0^r F_p(r') dr' = U_0 \times \begin{cases} \frac{3}{4} \left(\frac{r}{r_0} \right)^2 - \frac{1}{4} \left(\frac{r}{r_0} \right)^3 & 0 \leq r \leq 2r_0 \\ 1 & 2r_0 < r \end{cases} \quad (2.27)$$

takılma enerjisini verir. Burada $U_0 \equiv 4F_{maks}r_0/3$ potansiyel kuyusunun derinliğidir.

Link ve Epstein (1991) kuvvet dengesi ifadesine Magnus ve takılma kuvvetlerine ek olarak vorteks çizgisinin gerilme kuvveti T 'yi dahil etmişlerdir:

$$T \frac{\partial^2 \bar{s}}{\partial z^2} + n_p(z) \vec{F}_p(s) - \rho_s \vec{k} \times (\vec{v}_s - \vec{v}_L) = 0 \quad (2.28)$$

Burada ilk terim vorteks çizgisinin gerilimini, ikinci terim takılma kuvvetini ve üçüncü terim Magnus kuvvetini göstermektedir. n_p örgüdeki takılma yerlerinin sayısı ve $\vec{v}_L = \partial \bar{s} / \partial t$ vorteks çizgisinin hızıdır. Böylece z ekseninde L uzunluğundaki bir vorteks için toplam enerji

$$E = \int_L \left[\frac{T}{2} |\vec{y}'(z)|^2 + \rho_p(z) E_p(r) - \rho_s (\vec{k} \times \vec{v}_\delta) \cdot \vec{y}(z) \right] dz \quad (2.29)$$

dir. Burad ρ_p çizgi boyunca takılma yerlerinin yoğunluğudur. $\delta E=0$ varyasyonundan denge koşulu elde edilir:

$$T \vec{y}'' + \rho_p(z) \vec{F}_p + \rho_s \vec{k} \times \vec{v}_\delta = 0 \quad (2.30)$$

Link ve Epstein (1991) vorteks çizgilerinin takılma yerlerinden kurtulması için iki rejimin olduğunu önermişlerdir. Bunlar tekli takılma yeri çözülmesi (single-site breakaway) ve sürekli çözülme (continuous breakaway) dir. Tekli takılma yeri çözülmesi için Magnus kuvvetinin takılma kuvvetine oranı için

$$F_{ss} \equiv \frac{f_M l}{F_{maks}} = \frac{v_\delta}{v_B} \quad (2.31)$$

şeklinde bir büyüklük tanımlanabilir. Burada v_B , Alpar ve diğ. (1984a) modelindeki (2.22) denkleminle verilen ω_{kr} kritik hız farkına denktir. $F_{ss} > 1$ için Magnus kuvveti takılma kuvvetinden büyüktür ve böylece vorteks çizgileri takılmış kalmaz. $0 < F_{ss} < 1$ için atom çekirdeği ile vorteks çizgisi bir r_1 denge uzaklığındadır. Bu durumda vorteks çizgisini bir r uzaklığına hareket ettirmek için gerekli enerji şöyle verilir:

$$E = \frac{3}{4} U_0 \left[\tau_{ss} \left(\frac{r}{r_0} - \frac{r_1}{r_0} \right)^2 - F_{ss} \frac{r}{r_0} \right] + E_p(r) \quad (2.32)$$

Burada sertlik

$$\tau_{ss} \equiv \frac{Tr_0}{F_{maks}l} \approx \left(\frac{\rho_s}{10^{13} \text{ g/cm}^3} \right) \left(\frac{U_0}{1 \text{ MeV}} \right)^{-1} \left(\frac{r_0}{10 \text{ fm}} \right)^2 \left(\frac{l}{50 \text{ fm}} \right)^{-1} \quad (2.33)$$

şeklinde tanımlanmıştır. Vorteks çizgisinin takılı durumdan kurtulması için gerekli aktivasyon enerjisi, enerji bariyerinin yükseklikleri arasındaki farktır:

$$A_{ss} = U_0 \Delta_{ss}^{3/2} \left[1 + \frac{3}{4} \frac{\tau_{ss}}{\Delta_{ss}^{1/2}} + \left(\frac{\tau_{ss}}{\Delta_{ss}^{1/2}} \right)^3 \right] \quad (2.34)$$

Burada $\Delta_{ss}=1- F_{ss}$ dir. Tekli takılma yeri çözülmesi rejiminde sadece düşük gerilmeye sahip vorteksler göz önüne alınır. Böylece aktivasyon enerjisi bu rejimde şöyle verilir:

$$A_{ss} \simeq U_0 \Delta_{ss}^{3/2} \quad (2.35)$$

Tekli takılma yeri çözülmesi durumunda takılma kuvveti vorteks gerilmesinden çok daha büyüktür ve nükleer takılma baskın olduğu 10^{13} g/cm^3 'den daha yüksek yoğunluklarda meydana gelir.

Şimdi aynı anda çok sayıda takılma yerinden çözülme durumunu göz önüne alalım. Bu durumda takılma yerleri arasındaki mesafe pertürbasyonların büyüklük ölçekleriyle karşılaştırıldığında çok küçüktür ve takılma yoğunluğu $\rho_p(z)=1/l$ olacak şekilde sürekli ele alınır. j^* tane takılma bağının kopması durumunda sürekli çözülme için aktivasyon enerjisi şöyle verilir:

$$A_c(j^*) = U_0 \frac{18\sqrt{2\tau_c}}{5} \Delta_c^{5/4} \simeq 5.09 U_0 \tau_c^{1/2} \Delta_c^{5/4} \quad (2.36)$$

Burada $\Delta_c < 1/4$ dir. Sürekli çözülme durumunda takılma vorteks gerilmesinden çok zayıftır. Bu rejim yoğunluğun 10^{13} g/cm^3 'den düşük örgü yerleri arası takılma durumunda gerçekleşir.

Bu kesimde son olarak nötron yıldızlarının iç kabuğunda vorteks takılmasının en azından yukarıdaki Alpar ve diğ. (1984a) ile Link ve Epstein (1991) modellerinde öngörülenle karşılaştırıldığında çok kuvvetli olmadığını ileri süren düşüncelerin de olduğunu belirtelim. Bu görüşlere örnek olarak Donati ve Pizzochero'nun (2006) nötron yıldızlarının iç kabuğundaki enerji aralığı hesaplamalarından çıkan sonuçları ve Jones'un (1991) takılma kuvveti ile Magnus kuvvetini karşılaştıran çalışmasını verebiliriz.

Jones (1991) maksimum takılma kuvvetinin nötron yıldızının iç kabuğundaki nükleer örgünün mikrokristal simetri eksenlerinin vorteks eksenine göre yönelmesine aşırı derecede bağlı olduğunu söylemiştir. Küçük Miller indisleriyle belirlenen bazı yönelimler için takılma kuvveti çok büyük olabilir. Örneğin $\{1,0,0\}$ doğrultusu için $E_p < 0$ ve $\xi \ll a$ koşulu ile maksimum takılma kuvveti (Jones 1991)

$$F_{p,maks} = 0.607 E_p \xi^{-1} a^{-1} \quad (2.37)$$

ile verilir. Vorteks çizgisi üzerindeki ardışık takılma yerleri arasındaki uzaklık için $a = 4.1 \times 10^{-12}$ cm, $\xi = 1.0 \times 10^{-12}$ cm ve $E_p \sim 1 \text{ MeV}$ alınırsa $F_{p,maks} = 3.2 \times 10^{17}$ dyne/cm olur. Magnus kuvveti için ise alt sınır 10^{15} dyne/cm mertebesindedir. Buradan yola çıkarak Jones (1991, 1998a) mikrokristale göre rasgele yönelimler için takılma kuvvetinin büyüklüğünün Magnus kuvvetinden küçük kalabileceğini ve takılma kuvvetlerinin birbirlerini yok edebileceği sonucuna varmıştır.

Donati ve Pizzochero (2006) yarı klasik bir modelle nötron yıldızının iç kabuğundaki vorteks-atom çekirdeği etkileşmesini hesaplamışlardır. Hesaplanan yoğunluğa bağlı nötron çift oluşturma enerji aralıkları Argonne potansiyeli ve Gogny etkin etkileşmesinden elde edilmiştir. Benzer şekilde Avogadro ve diğ. (2007, 2008) iç kabuktaki vorteks çizgisi-atom çekirdeği etkileşmesini Hartree-Fock-Bogoliubov kuvantum ortalama alan teorisine dayanarak hesaplamışlardır. Bunun önemli bir sonucu önceki modellerin tahminine karşıt olarak vorteks çizgilerinin atom çekirdeklerine takılmasının iç kabuğun düşük yoğunluklarında elverişli olduğudur.

2.2.4. Vorteks Tırmanması (Creep) Teorisi

Vorteks tırmanması vorteks çizgilerinin takılma yerlerinden kurtulması, radyal olarak dışarı doğru hareket etmesi ve uygun bir başka yere tekrar takılması sürecidir. Vorteks tırmanması yüksek sıcaklıklarda enerji bariyeri üzerinden termal aktivasyonla (uyarılma ile) (Alpar ve diğ. 1984a), düşük sıcaklıklarda ise kuvantum tünellemesi (Link ve diğ. 1993) yoluyla olur. Bu iki durumu ayrı ayrı ele alalım.

Vorteks tırmanması modeli Ali Alpar ve çalışma arkadaşları (Alpar 1981, Alpar ve diğ. 1984a, Alpar ve Pines 1989, Alpar ve diğ. 1989) tarafından geliştirilmiştir. Vorteks tırmanması modeli nötron yıldızlarının dinamiği ile ilgili çok faydalı görüşler sağlamaktadır. Bunlar; kabuk süperakışkanı ile atom çekirdekleri arasındaki dinamik etkileşmeyi (kuplaj) vermesi, sıçrama ve sıçrama sonrası sönüm olaylarını tarif etmesi, nötron yıldızının iç sıcaklığını, süperakışkan enerji aralığını ve takılma parametrelerini elde etmeye olanak sağlaması şeklinde sıralanabilir. Burada bu çalışmaların ana hatları detaylı olarak verilmeye çalışılacaktır.

Süperakışkanın dönme oranı vorteks çizgilerinin uzaysal dağılımıyla, (2.16) denklemiyle belirlenir. Vorteks çizgileri dönme ekseninden radyal olarak dışarı doğru hareket ederse süperakışkan yavaşlar. Ω_s için hareket denklemi

$$\frac{\partial \Omega_s}{\partial t} = -\frac{n\kappa v_r}{r} \quad (2.38)$$

dir. Burada v_r vorteks çizgisinin radyal olarak dışarı doğru hızıdır. Bu denklem ile birlikte vorteks çizgilerinin sayısının korunumunu ifade eden

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (n\vec{v}_r) = 0 \quad (2.39)$$

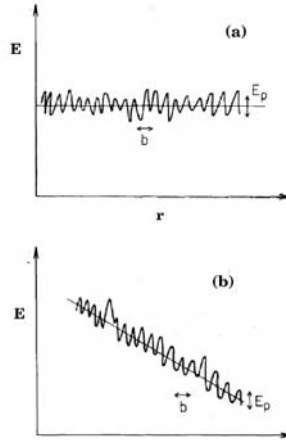
denklemleri kullanılırsa

$$\frac{\partial \Omega_s}{\partial t} = -\left[2\Omega_s(r) + r \frac{\partial \Omega_s}{\partial r} \right] \left(\frac{v_r}{r} \right) \quad (2.40)$$

elde edilir. Yıldız üzerine etkiyen dış tork olmaması durumunda radyal olarak dışarı doğru vorteks hızının beklenen değeri sıfırdır. Eğer kabuğu yavaşlatan tork mevcutsa, bu her takılma yerinde

$$\Delta E_p = f_p b \xi = \rho \kappa b \xi r (\Omega_s - \Omega_c) \quad (2.41)$$

enerjisine karşılık gelir. Vorteks çizgisi bir takılma yerinden dışarı doğru hareket ederse ΔE_p lik enerji kazanacaktır. Eğer içeri doğru hareket ederse $E_p + \Delta E_p$ lik bariyer ile karşı karşıya kalacaktır (Şekil 2.8).



Şekil 2.8: Enerji meyilinin (bias) yokluğunda (üstte) ve varlığında (altta) E enerji bariyerinin yıldız dönme ekseninden r uzaklığına göre değişimi. Alpar ve diğ. (1984a)'dan alınmıştır.

Bir T sıcaklığında takılma bariyerinden tırmanmanın olasılığı radyal olarak dışarı doğru hareket için $\exp[-(E_p - \Delta E_p)/kT]$ ile ve radyal olarak içeri doğru hareket için $\exp[-(E_p + \Delta E_p)/kT]$ ile orantılı olacaktır. Eğer vorteks çizgisinin mikroskopik hızı v_0 ise, radyal doğrultuda vorteks hızının beklenen değeri şu hâle gelir:

$$\begin{aligned} \langle v_r \rangle &= v_0 \exp\left[-\left(\frac{E_p - \Delta E_p}{kT}\right)\right] - v_0 \exp\left[-\left(\frac{E_p + \Delta E_p}{kT}\right)\right] \\ &= 2v_0 \exp\left(-\frac{E_p}{kT}\right) \sinh\left(\frac{\Delta E_p}{kT}\right) \end{aligned} \quad (2.42)$$

ΔE_p , E_p den büyükse vorteks çizgileri takılmış kalmaz. Maksimum takılma kuvveti açısal hız farkı $\Delta E_p = E_p$ olduğunda meydana gelir. (2.22) kullanılırsa (2.42) denklemi şu şekilde yazılabilir:

$$\langle v_r \rangle = 2v_0 \exp\left[-\left(\frac{E_p}{kT}\right)\right] \sinh\left[\frac{E_p}{kT} \frac{(\Omega_s - \Omega_c)}{\omega_{kr}}\right] \quad (2.43)$$

Şimdi farklı süperakışkan katmanları ve kabuk için hareket denklemlerini elde etmeye çalışalım. Dönme oranı Ω_i olan bir süperakışkan tabakası için (2.40) ve (2.43) denklemlerinden

$$\dot{\Omega}_i = -\frac{2\Omega_i}{r} 2v_0 \exp\left[-\left(\frac{E_p}{kT}\right)\right] \sinh\left[\frac{E_p}{kT} \frac{(\Omega_i - \Omega_c)}{\omega_{kr}}\right] \quad (2.44)$$

elde edilir. Kabuk için hareket denklemi

$$I_c \dot{\Omega}_c = N_{dış} + \sum_i N_{iç,i} \quad (2.45)$$

dir. Burada $N_{dış}$ pulsar üzerine etkiyen dış tork ve $N_{iç,i}$ ise i tabakasından gelen iç torktur:

$$N_{iç,i} = -I_i \dot{\Omega}_i \quad (2.46)$$

(2.45) denklemini

$$I_c \dot{\Omega}_c = N_{dış} - I \dot{\Omega}_i \equiv I \dot{\Omega}_\infty - I_i \dot{\Omega}_i \quad (2.47)$$

şeklinde yazabiliriz. Son eşitlikte dış tork $N_{dış}$ durağan durum spin yavaşlama oranı $\dot{\Omega}_\infty$ cinsinden ifade edilmiştir. Durağan durum spin yavaşlaması kabuk ile süperakışkan aynı oranda yavaşladığında, $\dot{\Omega}_c = \dot{\Omega}_i$, gerçekleşir. Yukarıda $I \equiv I_c + I_i$ yıldızın toplam

eylemsizlik momentidir. (2.44) ve (2.45) denklemlerinden açısal hız farkı $\omega = \Omega_s - \Omega_c$ için denklem oluşturulabilir:

$$\dot{\omega} = -\frac{N_{dış}}{I_c} - \frac{4\Omega_0 I}{I_c r} v_0 \exp\left(-\frac{E_p}{kT}\right) \sinh\left(\frac{\omega}{\varpi}\right) \quad (2.48)$$

Burada ϖ

$$\varpi \equiv \frac{kT}{E_p} \omega_{kr} \quad (2.49)$$

olarak tanımlanmıştır. (2.48) denkleminin sağ tarafında Ω_s için sabit bir değer olarak Ω_0 alınabilir. (2.48) denklemi ayrıca şu şekilde de yazılabilir:

$$\dot{\omega} = \frac{I}{I_c} |\dot{\Omega}|_{\infty} \left\{ 1 - \frac{1}{\eta} \sinh\left[\frac{\omega}{\varpi}\right] \right\} \quad (2.50)$$

Burada η parametresi

$$\eta \equiv \left[\frac{|\dot{\Omega}|_{\infty} r}{4\Omega_0 v_0} \right] \exp\left(\frac{E_p}{kT}\right) \quad (2.51)$$

olarak tanımlanır. η 'nın değerine bağlı olarak (2.50) denklemi lineer ve lineer olmayan rejim olarak adlandırılan iki rejimden birine evrimleşir:

$$\dot{\omega} = \frac{I}{I_c} |\dot{\Omega}|_{\infty} \left\{ 1 - \left(\frac{\omega}{\varpi\eta}\right) \right\} \quad \eta < 1 \text{ ise, lineer rejim} \quad (2.52)$$

$$\dot{\omega} = \frac{I}{I_c} |\dot{\Omega}|_{\infty} \left\{ 1 - \frac{1}{\eta} \exp\left[\frac{(\omega/\varpi)}{2}\right] \right\} \quad \eta > 1 \text{ ise, lineer olmayan rejim} \quad (2.53)$$

Eğer E_p/kT yeterince küçükse, termal tırmanma yalnızca küçük ω açısal hız farkı ile denge spin yavaşlama oranı $|\dot{\Omega}|_\infty$ sağlamada etkin olur. Bu $\eta < 1$ durumunda sistem lineer durumdadır. Karşıt durumda, yani $\eta > 1$ için büyük bir meyil gereklidir ve sistem lineer olmayan tepki verir.

Lineer rejimde (2.52) denklemini şöyle yazabiliriz:

$$\dot{\omega} = \frac{I}{I_c} \left[|\dot{\Omega}|_\infty - \frac{\omega}{\tau_l} \right] \quad (2.54)$$

Burada τ_l lineer relaksasyon zamanı şöyle tanımlanmıştır:

$$\tau_l = \frac{\eta \varpi}{|\dot{\Omega}|_\infty} = \frac{kT}{E_p} \frac{\omega_{kr} r}{4\Omega_0 v_0} \exp \left[\frac{kT}{E_p} \right] \quad (2.55)$$

$\dot{\omega} = 0$ veren durağan durum açısal hız farkı ω_∞ şöyle olur:

$$\omega_\infty = |\dot{\Omega}|_\infty \tau_l \quad (2.56)$$

(2.54) denkleminin çözümü ise

$$\omega(\tau) = \omega_\infty - \delta\omega(0^+) \exp \left[-\frac{t}{(\tau_l I_c / I)} \right] \quad (2.57)$$

olur. Burada,

$$\delta\omega(0^+) = \omega_\infty - \omega(0^+) \quad (2.58)$$

dır. Lineer rejimde tırmanma sürecinin $\delta\omega(0^+)$ pertürbasyonuna tepkisi pertürbasyona göre lineerdir. Bu durumda kabuğun gözlenen yavaşlaması (2.46), (2.54) ve (2.57) denklemleri kullanılarak şöyle elde edilir:

$$\dot{\Omega}_c = \dot{\Omega}_\infty - \frac{I_p}{I} \frac{\delta\omega(0^+)}{\tau_l} \exp\left[-\frac{t}{\tau_l}\right] \quad (2.59)$$

Lineer rejimde vorteks tırmanmasının tepkisi zamana göre basit üstel bozunmadır. I_p takılmış süperakışkanın eylemsizlik momentini işaret eder. Vorteks tırmanması sebebiyle enerji kaybı oranı

$$\dot{E}_{dis} = I_p \omega_\infty |\dot{\Omega}|_\infty \quad (2.60)$$

dır. Lineer rejimde bu şöyle verilir:

$$\dot{E}_{dis} = I_p |\Omega|_\infty^2 \tau_l \quad (2.61)$$

Lineer olmayan rejimde takılmış süperakışkanın $\dot{\Omega}_\infty$ ile yavaşlaması için büyük bir meyil gereklidir. (2.53) denklemi durağan durumda şu şekli alır:

$$\omega_\infty = \varpi \ln(2\eta) = \omega_{kr} \left[1 - \ln\left(\frac{4\nu_0 t_s}{r}\right) \right] \quad (2.62)$$

Bir $\delta\omega(0^+)$ pertürbasyonu uygulandığında

$$\exp\left[\frac{\delta\omega(t)}{\varpi}\right] \equiv \exp\left[\frac{\omega_\infty - \delta\omega(t)}{\varpi}\right] = 1 + \left(\exp\left[\frac{\delta\omega(0^+)}{\varpi}\right] - 1 \right) \exp\left[-\frac{t}{\tau_n(I_c/I)}\right] \quad (2.63)$$

olur. Burada lineer olmayan rejimdeki karakteristik relaksasyon zamanı şöyle verilir:

$$\tau_n \equiv \frac{\varpi}{|\dot{\Omega}|_\infty} = \frac{kT}{E_p} \frac{\omega_{kr}}{|\dot{\Omega}|_\infty} \quad (2.64)$$

(2.63) denklemiyle verilen tepki pertürbasyona lineer olmayan bağlılığa sahiptir. $\dot{\Omega}_c(t)$ nin karşılığı

$$\dot{\Omega}_c(t) = \frac{I}{I_c} \dot{\Omega}_\infty - \frac{I_p}{I_c} \dot{\Omega}_\infty \frac{1}{\left\{ 1 + \exp\left[\frac{t_0}{t_n - 1}\right] \exp\left[-\frac{t}{\tau_n(I_c/I)}\right] \right\}} \quad (2.65)$$

dır. Burada t_0

$$t_0 \equiv \frac{\omega_\infty - \omega(0^+)}{|\dot{\Omega}|_\infty} = \frac{\delta\omega(0^+)}{|\dot{\Omega}|_\infty} \quad (2.66)$$

şeklinde tanımlanmıştır. Lineer olmayan tepkinin karakteristik davranışı $t_0 \gg \tau_n$ için elde edilir:

$$\dot{\Omega}_c \cong \dot{\Omega}_\infty + \frac{I_p}{I_c} \dot{\Omega}_\infty \left\{ \frac{1}{\exp\left[\frac{t-t_0}{\tau_n}\right]} + 1 \right\} \quad (2.67)$$

Bu durumda pertürbasyon vorteks tırmanmasının durmasına yol açar. Bunun sonucunda takılmış süperakışkan spin yavaşlamasına uğramaz ve dış torktan ayrılmış kalır. Bu yüzden pertürbasyondan bir t_0 zaman sonra dış tork sadece kabuğa etkir. Kabuk, $\dot{\Omega}_\infty = N_{\text{dış}}/I$ durağan durumdan $(I_p/I_c)\dot{\Omega}_\infty$ kadar daha düşük $N_{\text{dış}}/I_c$ oranında yavaşlar. $\dot{\Omega}_c$ deki bu kalıcı kayma t_0 zamanına kadar devam eder. $t \sim t_0$ 'da açısal hız farkı ω_∞ 'ya yakındır ve vorteks tırmanması yeniden başlar. Lineer olmayan rejimde enerji kaybı oranı şöyledir:

$$\dot{E}_{\text{dis}} = I_p \omega_\infty |\dot{\Omega}|_\infty \cong I_p \omega_{kr} |\dot{\Omega}|_\infty \quad (2.68)$$

Bu değer lineer rejimdeki enerji kaybından bir $\omega_{kr}/|d\Omega/dt|_\infty \tau_1$ çarpanı kadar büyüktür.

Gözlemlerden lineer ve lineer olmayan rejimleri belirlemek zor da olsa mümkündür. (2.59) denkleminde verildiği gibi sıçrama sonrası sönümün üstel gözlemi bir lineer

tırmanma bölgesinin varlığına, (2.65) ya da (2.67) denklemlerindeki gibi bir tepki lineer olmayan tırmanmaya işaret eder. İki vorteks tırmanma rejimi arasındaki geçiş (2.51) denkleminde $\eta=1$ konularak elde edilir:

$$\left(\frac{E_p}{kT}\right)_{\text{geçiş}} = \ln\left(\frac{8t_s v_0}{r}\right) \cong 35.5 + \ln(t_{s,6}) + \ln\left(\frac{v_{0,7}}{r_6}\right) \quad (2.69)$$

Burada $t_{s,6}$ yıldızın karakteristik yaşının $(\Omega_0/2|\dot{\Omega}|_\infty)$ 10^6 birimindeki değeridir ve $v_0=10^7$ cm/s ile $r=10^6$ cm sırasıyla vorteks çizgilerinin mikroskopik hızı ve dönme ekseninden uzaklık için kullanılmıştır. Geçişin pulsarın yaşına bağlılığı logaritmiktir. Pulsar soğudukça azalan $|\dot{\Omega}_c|$ ile durağan durum koşullarını elde etmek için büyük bir meyle ihtiyaç duyulur. Böylece yıldız soğudukça lineer olmayan rejim hakim olur.

Vorteks tırmanmasının Ali Alpar ve çalışma arkadaşları tarafından geliştirilen yukarıdaki modeli daha sonra Chau ve Cheng (1993) ve Link ve diğ.(1993) tarafından farklı özellikler yüklenerek ele alınmıştır.

Chau ve Cheng (1993) çalışmalarında termal aktivasyonla meyilli potansiyelin varlığı altında tırmanan, çizgi gerilmesine sahip bir vorteks çizgisinin korele tırmanma hızını hesaplamışlardır. Hesaplamaları sonucunda Chau ve Cheng (1993) vorteks çizgilerinin durağan durumunun hiperbolik eğriler takımı oluşturması gerektiğini göstermişlerdir. Bundan başka vorteks çizgisinin yavaş hareket ettiği güçlü takılma bölgesinden geçtiğinde çizginin fazlaca eğilmiş olacağını göstermişlerdir. Ayrıca bu bölgedeki vortekslerin sayı yoğunluğunu da yüksek bulmuşlardır.

Link ve diğ. (1993) ise vorteks tırmanmasının yüksek sıcaklıklarda Alpar ve diğ. (1984a, 1989) modellerindeki gibi termal aktivasyonla, fakat düşük sıcaklıklarda kuvantum tünellemesiyle olacağını göstermişlerdir. Şimdi Link ve diğ.'nin (1993) elde ettiği ifadelerin içerdikleri fiziksel anlamlara bakalım. Çalışmaları vorteks tırmanması üzerine daha önce yapılanlardan kuvantum ve klasik kurtulma süreçleri ile vorteks gerilmesinin etkilerinin dahil edilmesi bakımından farklılaşmaktadır. Kuvantum tünellemesi düşük sıcaklıklarda tırmanma oranına bir alt sınır getirir. Vorteks gerilmesi

ise çizgilerin hareket etmesi için aşması gereken enerjiyi arttırdığından, tırmanma oranını azaltır.

Yeterince yüksek sıcaklıklarda vorteks tırmanması klasik termal aktivasyonla meydana gelir. Karşıt limitte, yani düşük sıcaklıklarda ise kuvantum tünellenmesi gerçekleşir. Link ve diğ. (1993) modellerinde vorteks tırmanması hızı

$$v_{in} \approx \sum_{j=1}^N \eta_j R_{i \rightarrow s} \ell_r(j) \quad (2.70)$$

ile verilir. Burada N vorteks çizgisi boyunca toplam takılma yeri sayısı, j eş zamanlı olarak çözülen bağların sayısı, ℓ_r j tane takılma bağından kurtulan vorteks segmentinin yeniden takılmadan önce radyal olarak aldığı ortalama mesafe, η_j kurtulan vorteks segmentinin yeniden takılmasından önce ek olarak çözülen takılma bağlarının sayısı ve $R_{i \rightarrow s}$ de bir i başlangıç takılma şeklinden bir s son takılma şekline geçiş oranıdır. Kurtulma oranı $R_{i \rightarrow s}$ çizgi segmentinin enerji bariyeri üzerinden ya da içerisinden geçme olasılığı ile bariyere varma olasılığının çarpımıdır.

Düşük sıcaklıklarda bir vorteks çizgisinin uyarılmış bir durumda bulunma olasılığı düşüktür ve takıldığı konumdan taban durumda kuvantum tünellemesiyle kurtulur. Yüksek sıcaklıklarda yüksek enerjili seviyeler işgal edilmiştir ve vorteks çizgisi klasik termal aktivasyonla kurtulabilir. Bu mekanizmalar arasında hangisinin baskın olacağını sıcaklık ile ω_j kurtulan vorteks segmentinin temel frekansı olmak üzere uyarılma enerjisi $\hbar\omega_j$ nin birbirlerine göre büyüklüğü belirler. $T_q = \hbar\omega_j/2$ 'den düşük sıcaklıklarda kuvantum tünellemesi, yüksek sıcaklıklarda da termal aktivasyon baskındır. Klasik olarak bir vorteks çizgisi bir takılma durumundan A_j aktivasyon enerji bariyeri üzerinden geçerek kurtulur. Bu durum için kurtulma oranı

$$R_{i \rightarrow s, \text{klasik}} = v_{etk} e^{-A_j/T} \quad (2.71)$$

dir. Burada v_{etk} vorteks çizgilerinin etkin hızıdır. T_q 'den düşük sıcaklıklarda kuvantum tünellemesi baskındır ve sıcaklıktan bağımsızdır. Tüm sıcaklıklar için yaklaşık bir ifade

$$R_{i \rightarrow s} \approx v_{etk} e^{-A_j / T_{etk,j}} \quad (2.72)$$

şeklindedir. Burada

$$T_{etk,j} \equiv \frac{\hbar \omega_j}{2} \coth\left(\frac{\hbar \omega_j}{2T}\right) = T_q \coth\left(\frac{T_q}{T}\right) \quad (2.73)$$

dir. Bu denklemden yüksek sıcaklıklar için $T_{etk} \rightarrow T$ olduğunu ve genel ifadenin klasik ifadeye indirgendiği görülür.

Vorteks tırmanması oranını vorteks çizgilerinin uyarılma spektrumu belirler. Link ve diğ. (1993) uyarılma spektrumunu çizginin gerilimine bağlı olarak

$$\hbar \omega_0 \approx 0.4 \Delta^{1/2} \left(\frac{\Lambda}{7}\right) \left(\frac{l}{80 \text{ fm}}\right)^{-2} \text{ keV} \quad \text{sert } (\tau \gg 1) \quad (2.74a)$$

$$\hbar \omega_0 \approx 120 \left(\frac{\Lambda}{3}\right) \left(\frac{l}{50 \text{ fm}}\right)^{-2} \text{ keV} \quad \text{esnek } (\tau \ll 1) \quad (2.74b)$$

şeklinde hesaplamışlardır. Burada $\Lambda \equiv 0.116 \cdot \ln(k\xi)$ dır. Sert vorteks çizgileri klasik termal aktivasyonla, esnek vorteks çizgileri ise kuvantum tünellemesiyle tırmanma gösterirler. Tırmanma hızı sert ve esnek limitte

$$v_{tir} \approx v_{etk} l_{\min} \left(\frac{2\pi T_{etk}}{A_{\min}}\right)^{1/2} e^{-A_{\min} / T_{etk}} \quad (\tau \gg 1) \quad (2.75a)$$

$$v_{tir} \approx v_{etk} l_{\min} e^{-A_1 / T_{etk,1}} \quad (\tau \ll 1) \quad (2.75b)$$

dir. Son olarak Link ve diğ.'nin (1993) modellerinin geçerlilik sınırları verilebilir. Bu model

- (1) Kabuk ve süperakışkan arasındaki hız farkının küçük olduğu iç kabuğun düşük yoğunluklu kısımlarında,
 (2) Vorteks çizgilerinin kalın olduğu $\xi \geq l_{\min}$ durumlarda uygulanamaz.

2.2.5. Kabuk Süperakışkanı-Kabuk Etkileşmeleri

Nötron yıldızlarının iç kabuğunda nötron süperakışkanı ile normal madde arasında birtakım etkileşmeler meydana gelmektedir. Süperakışkan vorteksler ve normal (yükü) bileşenler arasındaki etkileşme mekanizmalarını şöyle sıralayabiliriz:

- Elektronların, fononların, safsızlıkların ve örgü kusurlarının termal olarak uyarılmış vorteks çizgi korundaki nötronlardan saçılması (Feibelman 1971, Jones 1990a).
- Elektronlar ile vorteks çizgisi etrafında indüklenen yüklerin atom çekirdeği-vorteks etkileşmesinin uzun menzilli kısmından saçılması (Bildsten ve Epstein 1989).
- Vorteks öteleme hareketinin örgünün elektron-fonon sistemi ile kuplajı (Jones 1990b).
- Vorteks çizgisi üzerindeki kuvantize Kelvin modu salınımları (kelvonlar) ile örgüdeki fononların vorteks-atom çekirdeği etkileşmesi tarafından uyarılması (Epstein ve Baym 1992, Jones 1992).

Şimdi bu etkileşmeleri ele alalım.

Feibelman (1971) s-dalgası kanalında çift oluşturmuş nötron süperakışkanındaki vorteks çizgilerinin korlarına göre ortalama elektron hızının sönümünü tahmin etmiş ve bunu nötron yıldızlarına uygulamıştır. O dönemde düşük sıcaklıklarda baskın relaksasyon sürecinin elektronların termal olarak uyarılmış kuvazi parçacıklarından saçılması olduğuna inanıldığından bu yöntemi kullanmıştır. Feibelman'a (1971) göre relaksasyon zamanı

$$\tau \approx (10^3 / \Delta) \times 10^{0.8\Delta(MeV)^2} \text{ s} \quad (2.76)$$

dır. τ , $\Delta \approx 1.7 \text{ MeV}$ için gün mertebesinde ve $\Delta \approx 2.4 \text{ MeV}$ için bir yıl mertebesinde. Buradan yola çıkılarak Δ ve E_F nin makûl seçimleriyle τ Vela ve Yengeç pulsarlarının sıçrama sonrası sönümü için sırası ile bir yıl ve birkaç gün verir. Bu değerler gözlenenle karşılaştırıldığında kısadır.

Bildsten ve Epstein (1989) vorteks-atom çekirdeği etkileşmesi sonucu vorteks çizgisi etrafında indüklenen yük sebebiyle meydana gelen sürüklenmeyi hesaplamışlardır. Sürüklenme, atom çekirdeği-vorteks çizgisi arasındaki uzun menzilli etkileşmenin itici olmasından kaynaklanır. Örgüdeki atom çekirdeklerinin vorteksten uzağa doğru itilmesi vorteks çizgisi etrafında negatif yük dağılımının oluşturur. Bu yük dağılımının elektrik alanı vorteks çizgisinin sürüklenmesine yol açar. $\tan\theta_d = \eta/\rho\kappa$ şeklindeki boyutsuz büyüklük vorteks çizgisinin sürüklenmesinin bir ölçüsüdür. Sürüklenme sonucunda vorteks çizgi hızının radyal ve azimutal bileşenleri sırasıyla $v_r = \sin\theta_d \cos\theta_d (v_s - v_c)$ ve $v_\phi = (v_s + v_c \tan^2 \theta_d) \cos^2 \theta_d$ dir. Sürüklenme miktarı ve bu süreç için relaksasyon zamanı

$$\tan\theta_d = 1.54 \times 10^{-12} (T_8 E_{Fe}^2 / \Delta) \exp(-90.4 \Delta^2 / T_8 E_{Fn}) \quad (2.77)$$

$$\tau = (P/4\pi \sin\theta_d \cos\theta_d) (I_c / I_c + I_s) \quad (2.78)$$

dir. Bu çalışmada kuplaj için elde edilen ve aylardan yıllara kadar değişen zaman ölçekleri sıçrama sonrası sönümü açıklayamayacak kadar uzundur. Açısal momentum transferine yol açan enerji kaybı $\rho = 7.7 \times 10^{13} \text{ g/cm}^3$ de maksimum olur ve bu süreç Yengeç pulsarı için 6.5 ay, Vela pulsarı için ise 17.5 yıllık bir zaman verir.

Epstein ve Baym (1992) süperakışkanın kabuğa kuplajını iç kabuktaki atom çekirdeklerinin vorteks çizgilerinden saçılmasından kaynaklanacak şekilde araştırmışlardır. Bir vorteks çizgisi atom çekirdeklerinin bulunduğu bir ortamı geçtiğinde vorteks-atom çekirdeği etkileşmesi vorteks çizgisini büker ve atom çekirdeklerini örgüdeki denge konumlarından uzaklaştırır. Bu pertürbasyonlar vorteks çizgisi üzerindeki kuvantize Kelvin modu salınımlarını (kelvonlar) ve kristaldeki fononları uyarır (Jones 1992). Örgüdeki fononlar ve kelvonlar arasındaki etkileşmeler vorteks uyarılmalarını kabuk ile termal dengeye getirme eğilimindedir. bu süreç vorteks

çizgilerinin sürüklenmesine yol açar ve süperakışkan ile kabuk arasındaki en baskın kuplaj mekanizmalarından biridir. Bu kuplaj dönme periyodunun ≤ 60 katı zaman ölçeğinde sıçrama spin hızlanması meydana getirebilir. Epstein ve Baym (1992) spin hızlanması için zaman ölçeğini

$$t_{sh} = \left(\frac{\Delta\Omega_c}{\dot{\Omega}_c} \right) = \left[\left(\frac{I_c \Delta\Omega_c}{I_s (\Omega_s - \Omega_c) \Phi_{serbest}} \right) \right] (\Omega_s \text{Sin} 2\theta_d)^{-1} \text{ s} \quad (2.79)$$

olarak hesaplamışlardır. Burada

$$\Phi_{serbest} \geq 10^{-3} \left(\frac{I_c}{10^2 I_s} \right) \left(\frac{\Delta\Omega_c}{10^{-4} \text{ s}^{-1}} \right) \left(\frac{R}{10^6 \text{ cm}} \right) \left(\frac{v_B}{10^7 \text{ cm/s}} \right) = \left[\frac{I \Delta\Omega_c}{|\Omega_s - \Omega_c|} \right] \quad (2.80)$$

dir. Burada $\Delta\Omega_c$ sıçrama sebebiyle kabuğun dönme hızındaki artış, R yıldızın yarıçapı, I_s ve I_c sırasıyla kabuk süperakışkanının ve yıldızın geri kalan kısımlarının eylemsizlik momentidir. Yukarıdaki ifadelerden itibaren de

$$t_{sh} \leq \frac{1}{\Omega_s \text{Sin} 2\theta_d} = \left[\frac{(v_B/v_*)^{3/2}}{2\Omega_s} \right] \text{ s} \quad (2.81)$$

yazılabilir. (v_B/v_*) nin maksimum değeri ~ 85 için $t_{sh} \leq 60P$ dir. Bu süreç Vela için spin hızlanma zaman ölçeğini ≤ 5 s verir. Bu değer Vela pulsarı için günümüze kadar en iyi ayrıştırmış 2000 yılı sıçramasının (Dodson 2002) 40 saniyelik spin hızlanması zaman ölçeği ile karşılaştırıldığında bile çok kısadır.

Jones (1990a,b) vorteks çizgilerinin öteleme hareketinin kabuk örgüsünün elektron-fonon sistemi ile kuplajını ele almıştır. Vortekse etkiyen direnç kuvvetini hesaplamıştır. Hareket eden bir vorteksin birim uzunluğu başına direnç kuvvetinin büyüklüğü takılma kuvvetlerine karşı tersinmez olarak yapılan işin vorteks hızına bölümüdür. Vorteks çizgilerinin termal tırmanması durumunda direnç kuvveti oldukça büyüktür ve Magnus kuvvetini dengelemek için neredeyse radyal doğrultudadır. Alternatif olarak vorteks çizgileri süperakışkan ile neredeyse birlikte döndüğünde, çizgi \vec{v}_n nötron süperakışkanı

hızından yalnızca çok az farklı \vec{v}_L hızıyla hareket edebilir. Süperakışkan ile neredeyse birlikte dönen vorteks çizgileri bir lineer direnç kuvvetine

$$\vec{F} = -\gamma \vec{v}_L \quad (2.82)$$

maruz kalır. Kuvvet sabiti γ süperakışkan enerji aralığının bir fonksiyonudur. Bu süreçte transfer edilen enerji miktarı

$$\varepsilon(s_1) = \frac{1}{16\pi^{1/2}} \left(\frac{s_1^2}{\xi^2} + \frac{3}{2} \right) \left(\frac{a^3}{\xi^3} \right) \frac{E_p^2}{Mc_s^2} \frac{v_L}{c_s} \exp\left(-\frac{s_1^2}{\xi^2} \right) \quad (2.83)$$

dir ve direnç kuvvetinin büyüklüğü

$$F = \frac{1}{a} \varepsilon(s_1 = 0) \quad (2.84)$$

dir. Burada c_s fotonun hızıdır. Buradan $\gamma \propto \Delta^5$ olduğu görülür. Bunu PSR B0355+54'ün 44 günlük sönümüne uygularsak,

$$\tau = \frac{\kappa \rho_n}{2\gamma \Omega_n} \quad (2.85)$$

olur. Buradan kuvvet sabiti için $\gamma = 450$ gr/cm/sn değeri elde edilir. Esnek olmayan fonon-vorteks saçılması sıcaklığa bağlı, fakat büyüklüğü küçük bir direnç kuvveti bileşeni verir. Bu da kuvvet sabiti için

$$\gamma = \left\{ \begin{array}{l} 3,1 \times 10^3 \text{ gr/cm/sn, } 10^7 \text{ K} \\ 3,2 \times 10^4 \text{ gr/cm/sn, } 10^8 \text{ K} \end{array} \right\} \quad (2.86)$$

değerlerini verir.

2.2.6. Süperakışkan Kordaki Etkileşmeler

Tezin bu kesiminde süperakışkan korda meydana gelen etkileşmeler ele alınacaktır. Süperakışkan korda özellikle nötron vorteks çizgileri ile proton akı tüpleri arasındaki ve

manyetik alan vasıtasıyla da vorteksler ile elektronlar arasındaki etkileşmeler önemli olmaktadır.

Öncelikle korun dönmesinin yüklü bileşenler ve dolayısıyla da kabuğun hareketiyle ilişkisinin ne şekilde olduğuna bakalım. Yıldız kabuğunun dönme oranındaki değişiklikler kora viskoz ve manyetik pompalama mekanizmalarıyla iletilir (Easson 1979). Bu iki süreçten hangisinin baskın olacağı,

$$E \equiv \left(\frac{\mathcal{G}}{\Omega R} \right) \approx 10^{-10} \left(\frac{P}{1s} \right) \left(\frac{10^8 K}{T} \right)^2 \quad (2.87)$$

$$\zeta \equiv \left(\frac{v_A}{\Omega R} \right) \approx 10^{-4} \left(\frac{P}{1s} \right) \left(\frac{B}{10^{12} G} \right) \quad (2.88)$$

şeklinde tanımlanan iki parametre ile belirlenir. Burada Ω , P , T ve B sırasıyla yıldızın açısal hızı, dönme periyodu, kor sıcaklığı ve manyetik alanıdır. \mathcal{G} elektron-proton akışkanının kinematik viskozitesi ve $v_A \equiv (B/4\pi\rho_p)^{1/2}$ Alfven hızıdır. $\zeta \ll E^{3/4}$ ise viskoz pompalama, karışık durumda ise manyetik pompalama etkin süreçtir. Viskoz pompalama durumunda merkezkaç kuvvet kor akışkanını dönme ekseninden uzaklaştırır. Bu durumda Easson (1979) kor akışkanının kabuğun dönme oranındaki değişikliklere

$$\tau^{viskoz} \approx \left(\frac{1}{\Omega E^{1/2}} \right) \sim 100 \left(\frac{P}{1s} \right)^{1/2} \left(\frac{T}{10^8 K} \right) s \quad (2.89)$$

zaman içerisinde tepki vereceğini bulmuştur. Manyetik pompalama baskın ise kabuk hidromanyetik dalgalar yayar. Bu durumda Easson (1979) akışkan dönmedeki değişikliklere

$$\tau^{manyetik} \approx \left(\frac{1}{\Omega \zeta^{2/3}} \right) \sim \left(\frac{P}{1s} \right)^{1/3} \left(\frac{10^{12} G}{B} \right)^{2/3} s \quad (2.90)$$

zaman içerisinde tepki vereceğini bulmuştur.

Kor ile kabuk arasındaki bir başka etkin kuplaj mekanizması manyetize nötron vorteks çizgilerinden elektronların saçılmasıdır. 3P_2 süperakışkanında vorteks çizgileri $\sim 10^{11}$ G luk manyetik alana sahiptir. Böylece elektronlar vorteks çizgi korundaki nötronların manyetik alanından da saçılırlar. Sauls ve diğ. (1982) $T \ll 10^8$ K için manyetik alandan saçılma baskındır ve yıldızın dönme oranına bağlı olarak hız farkı $\sim 10^6$ - 10^7 saniye içerisinde yok olur.

Protonların süperiletken olması durumunda akışkan korun karşılığı yukarıda ele aldığımız durumlardan farklıdır. Proton süperiletkeni ufak bir $\vec{b} = -(2m_p c/e)\vec{\Omega}_p$ üniform London manyetik alanı oluşturan bir süperakım meydana getirerek döner (Sauls 1989). Manyetik alanın proton süperiletkenine nüfuz edebileceği iki durum vardır (Baym ve diğ. 1969a, Sauls 1989). Bunlardan hangisinin gerçekleşeceğini λ London penetre derinliği ile ξ_p proton koherans uzunluğu belirler:

$$\lambda \equiv \left(\frac{m_p c^2}{4\pi n_p e^2} \right)^{1/2} \quad (2.91)$$

$$\xi_p = \left(\frac{\hbar v_{F_p}}{\pi \Delta_p} \right) \quad (2.92)$$

Burada m_p , v_{F_p} , Δ_p , n_p ve ρ_p protonun sırasıyla kütlesi, Fermi hızı, enerji aralığı, sayı ve kütle yoğunluklarıdır. $\xi_p > \sqrt{2} \lambda$ ise süperiletken manyetik alandan yoksundur (tip I süperiletkenliği). $\xi_p < \sqrt{2} \lambda_L$ ise manyetik akı tüpleri süperiletkenliği yok etmeden süperiletken içerisine nüfuz edebilir (tip II süperiletkenliği). Tip II süperiletkenliğinde manyetik alan her biri $\phi_0 = hc/2e \approx 2 \times 10^{-7}$ G.cm² lik akı taşıyan, ξ_p yarıçapında normal (süperiletken olmayan) kora sahip kuvantize akı tüpleri içerisinde yer alır. Birim alan başına akı tüplerinin sayısı B/Φ_0 dir. Kor $\sim 10^{31}$ tane akı tüpü içermektedir. Tip II süperiletkenliğinde akı tüpleri düşük kritik alan (Tinkham 1996)

$$H_{c1} = \left(\frac{\Phi_0}{\pi \lambda_L^2} \right) \ln \left(\frac{\lambda_L}{\xi_p} \right) \sim 10^{15} \text{ G} \quad (2.93)$$

aşıldığında oluşur. Eğer manyetik alan üst kritik alan (Tinkham 1996)

$$H_{c2} = \left(\frac{\Phi_0}{\pi \xi_p^2} \right) \sim 10^{17} \text{ G} \quad (2.94)$$

değerini aşarsa süperiletkenlik yok olur. İlk hesaplamalarda $\Delta_p \geq 1 \text{ MeV}$ değeri elde edilmiştir ve bu yüzden protonların tip II süperiletkeni olması beklenmektedir (Baym ve diğ. 1969a). Ancak, kordaki protonların tip I mi yoksa tip II süperiletkeni mi olduğu hâlâ çözülmemiş bir problemdir ve presesyonun anlatıldığı kesimde de görüleceği üzere nötron yıldızı dinamiğine önemli etkileri vardır.

Alpar ve diğ. (1984c) nötron yıldızlarının korlarındaki protonlar tip I süperiletkeni ve nötronlar da süperakışkan olduğunda her bir vorteks çizgisi etrafında nötronların dolanımının bazı protonları çekeceğini (entrainment) göstermişlerdir. Bu etki sonucu vorteks çizgisi etrafında oluşan proton süper akımı çizgi merkezinden $\sim \lambda_L$ uzaklığında vortekse paralel $\sim 10^{15} \text{ G}$ luk manyetik alan üretir. Elektronların bu manyetik alandan saçılması kor ile kabuk arasında kuvvetli bir kuplaja yol açar. Alpar ve Sauls (1988) korun kabuğun dönme oranına

$$\tau \approx 100 \left(\frac{m_p}{\delta m_p} \right)^2 \left(\frac{P}{1s} \right) \text{ s} \quad (2.95)$$

zamanda tepki vereceğini göstermişlerdir. Buna göre kor ve kabuk birbirlerine sıkı sıkıya bağlıdır ve tek bir bileşen gibi davranırlar. τ zaman ölçeği sıcaklıktan ve yoğunluktan hemen hemen bağımsızdır. Burada $\delta m_p^* \equiv m_p - m_p^* \approx 0.16 m_p$ protonun etkin kütlesi ile çıplak kütlesi arasındaki farktır. Kordaki protonlar tip II süperiletkeniyse kuplaj tamamen farklı olur. Sedrakian ve Sedrakian (1995) ile Sedrakian ve diğ. (1995) kordaki rölativistik elektronların akı tüplerinin manyetik alanından saçılması sonucunda

meydana gelen kuplajın zaman ölçeklerinin pulsarların sıçrama sonrası sönümüyle uyumlu olarak birkaç günden 10^3 güne kadar değiştiğini göstermişlerdir.

Kordaki bu etkileşmelerden farklı olarak bir de nötron vorteks çizgileri ile manyetik akı tüplerine etkiyen kuvvetler mevcuttur:

1) Nötron vorteks çizgileri ile proton akı tüpleri arasında itme veya kesişme gibi durumlar ortaya çıkabilir. Nötron vorteks çizgilerinin hızı akı tüplerinden fazlaysa, akı tüplerini dışarı doğru iter. Nötron vorteks çizgileri ve proton akı tüpleri aralarındaki manyetik etkileşmeden dolayı kesişebilirler. Muslimov ve Tsygan (1985) ile Sauls (1989) vorteks çizgisi-akı tüpü takılmasının nötron yıldızlarının dönme ve manyetik alan evrimlerinde önemli olabileceğini düşünmüşlerdir. Srinivasan ve diğ. (1990) kesim başına takılma enerjisini $\sim 1\text{MeV}$ bulmuşlardır. Ding ve diğ.'in (1993) hesaplamalarında ise takılma enerjisinin ifadesi şu şekildedir:

$$E_p = \frac{2\vec{B}_p \cdot \vec{B}_n}{8\pi} (\alpha_g \lambda) (\pi \lambda_*^2) \approx 9,1 \times 10^7 \alpha_g \left(\frac{\delta m_p^*}{m_p} \right) (x_p \rho_{15})^{1/2} \ln \left(\frac{\lambda}{\xi} \right) \text{Cos} \chi \text{ eV} \quad (2.96)$$

Burada χ \vec{B}_p ile \vec{B}_n arasındaki açı ve $\alpha_g \sim 1$ bir çarpandır. Kesim başına takılma enerjisi ise $\sim 10 \text{ MeV}$ tur.

2) Kor plazmasının yoğunluğunu azaltan kaldırma etkisi akı tüpünün birim uzunluğu başına şöyle bir kuvvete yol açar (Muslimov ve Tsygan 1985, Jones 1987):

$$f_b = \frac{g_G}{c_s^2} \frac{\Phi_0 H_{cl}}{4\pi} = \left(\frac{\Phi_0}{4\pi\lambda} \right)^2 \frac{1}{R} \ln \left(\frac{\lambda}{\xi} \right) \quad (2.97)$$

Burada $c_s^2 = dP/d\rho$ ses hızının karesi, g_G yerel kütleçekim kuvvetidir.

3) Kordaki elektronların akı tüpü manyetik alanından saçılmasının yol açtığı sürüklenme kuvvetine neden olur (Muslimov ve Tsygan 1985, Jones 1987):

$$f_v = -\frac{3\pi n_e e^2 \Phi_0^2 v_p}{64 E_{Fe} \lambda c} \quad (2.98)$$

4) Akı tüpünün kordan itilmesi bir s eğrilik yarıçapıyla bükülmesine neden olan kuvvet ortaya çıkaracaktır (Harvey ve diğ. 1986):

$$f_t = -\left(\frac{\Phi_o}{4\pi\lambda}\right)^2 \ln\left(\frac{\lambda}{\xi}\right) \frac{1}{s} \quad (2.99)$$

5) Korda akı tüplerinin vorteks çizgilerine karşı tırmanabilir. Bu durumda vorteks çizgilerinin dışarı doğru açıldığı durağan durum açısız hız farkı

$$\omega_\infty = \frac{kT\omega_{kr}}{E_p} \text{Sinh}^{-1}\left[\frac{r}{4\Omega_0 v_0} |\dot{\Omega}_\infty| \exp\left(\frac{E_p}{kT}\right)\right] \quad (2.100)$$

dır ve takılma kuvvetinin karşı koyabileceği maksimum açısız hız farkı (Ding ve diğ. 1993)

$$\omega_{kr} = \frac{E_p}{\lambda\rho\kappa b_p r} = 8,7 \times 10^{-2} x_p \alpha_g r_6^{-1} \left(\frac{\delta m_p^*}{m_p}\right) \left(\frac{m_p^*}{m_p}\right)^{-1/2} B_{12}^{1/2} \ln\left(\frac{\lambda}{\xi}\right) \text{Sin}2\chi \text{ rad/s} \quad (2.101)$$

dir. Burada $b_p = (1/\text{Sin}\chi)(\Phi_0/B_c)^{1/2}$ takılma yerleri arasındaki ortalama mesafedir. Böylece kor süperakışkan kabuğa kupledir. Akı tüpleri vorteks çizgileri ile birlikte hareket ederse bu ifade doğru olmayabilir.

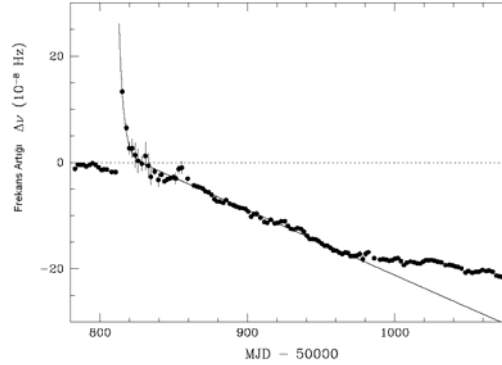
3. MALZEME VE YÖNTEM

Tezin bu bölümünde süperakışkanlığın nötron yıldızlarının dinamiği üzerine etkilerini incelemek üzere üç gözlemsel özelliği dikkate alınacaktır. Bunlar; pulsar sıçramaları, soğuma ve presesyondur. Sırasıyla bu olaylarda süperakışkanlığın önemini inceleyelim.

3.1. PULSAR SIÇRAMALARI VE SIÇRAMA MEKANİZMALARI

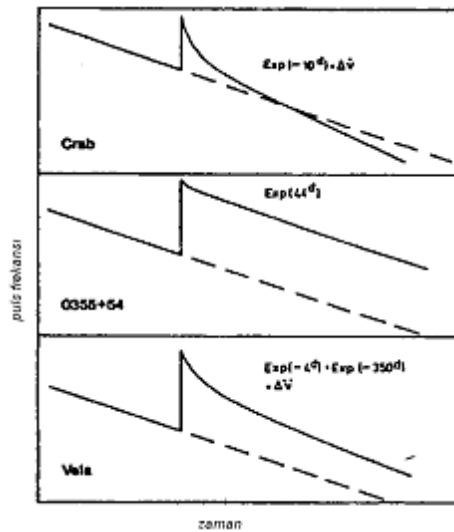
Genellikle spin yavaşlamaları düzenli olmasına rağmen pulsarlarda iki tür dönme düzensizliği vardır. Bunlardan zamanlama gürültüsü (timing noise), kendisini dönme parametrelerinde aylardan yıllara kadar değişen zaman ölçeklerinde rasgele adım olarak gösterir (Cordes ve Helfand 1980). Diğer zamanlama düzensizliği ise sıçramalardır. Sıçramalar dönme oranında ani artışlardır (Şekil 3.1). Farklı şiddette zamanlama gürültüsü pulsarların çoğunda gözlenmiştir. Hâlbuki sıçramalar pulsarların yalnızca küçük bir kesrinde görülmüştür. Bu iki tip dönme düzensizliğinin ortak bir özelliği her ikisinin de daha çok genç pulsarlarda gözlenmiş olmasıdır. Sıçramalar genellikle açısal hızda kesirsel olarak $\Delta\Omega/\Omega \sim 10^{-9}$ - 10^{-6} lik bir değişim olarak meydana gelir. Bu değer küçük görünse de etkisi büyüktür. Örneğin Dünya'nın dönme oranında bu miktar bir değişim olsa, bu Richter ölçeğinde 17 şiddetinde bir depreme denk gelirdi ve Dünya'nın eksenini 50 adım (~ 15 m) kayardı (Pines 1999). Frekans artışını ($\Delta\nu/\nu$), yani sıçramayı spin yavaşlama oranında ($d\nu/dt$) ve dolayısıyla dönme hızı türevinde genellikle $\Delta\dot{\Omega}/\dot{\Omega} \sim 10^{-3}$ - 10^{-2} lik kesirsel değişim takip eder. Yani sıçramalar kendilerini dönme frekansında artış ve spin yavaşlama oranında değişimle belli ederler. Ancak, gözlemler arasındaki uzun boşluklar sebebiyle spin yavaşlama oranındaki değişimler çok az ölçülebilmektedir, hatta bazı durumlarda hata oranı %20 leri aşabilmektedir (McKenna ve Lyne 1990, Shemar ve Lyne 1996). Gözlenen ilk sıçrama Vela pulsarında (PSR B0833-45) 24 Şubat 1969 tarihinde meydana gelendir (Radhakrishnan ve Manchester 1969). Bir sıçramadan sonra spin yavaşlama oranı tekrar denge değerine ulaşır.

Sıçramanın eski haline gelmesi (recovery) olarak adlandırılan bu süreç aylar ve hatta yıllar alabilir.



Şekil 3.1: Yengeç pulsarında meydana gelmiş bir sıçrama. Wong ve diğ. (2001)'den alınmıştır.

Sıçrama sonrası sönüm bir pulsardan diğerine Şekil 3.2'de gösterildiği gibi farklılaşabilir. Örneğin Vela pulsarında dv/dt deki artışın yaklaşık yarısı birkaç gün içinde bozunurken, bunu geri kalanın yavaş bir sönümü izler (Cordes ve diğ. 1988). PSR B0355+54'de frekans türevindeki artışın neredeyse tamamı 44 günlük bir zaman ölçeğinde bozunmuştur (Lyne 1987). Yengeç pulsarındaki sıçramalar ise frekans türevinde kalıcı ve biriken bir artışla karakterize edilir (Lyne ve diğ. 1993). Bu, Yengeç pulsarının sıçramalar olmasa sahip olacağı değere göre daha yavaş bir oranda döndüğü anlamına gelir. Pulsar sinyalinin yapısı değişmediğinden, sıçramalar nötron yıldızlarının içerisinde meydana gelen süreçlerin sonucunda oluşmalıdır (Alpar ve diğ.1993). Hem sıçrama olayını hem de sıçrama sonrası davranış için çok sayıda model önerilmesine rağmen tatminkâr bir açıklama hâlâ elde edilememiştir.



Şekil 3.2: PSR B0531+21 (Yengeç), PSR B0355+54 ve PSR B 0833-45 (Vela) pulsarlarının farklı sıçrama sonrası sönüm davranışları. Manchester (1992)'den alınmıştır.

3.1.1. Pulsar Sıçrama Mekanizmaları

Pulsar sıçramaları ilk kez gözlemlenildiği 1969 yılından bu yana büyük ilgi çekmiştir. Bunun sebebi gözlenemeyen ve hakkında çok az şey bilinen nötron yıldızlarının iç yapıları hakkında bilgi sağlayabilmesidir. Pulsar sıçramalarını açıklayabilmek için ilk sıçramaları takiben manyetosferik kararsızlıklar, süperakışkan türbülansı, gezegen geçişleri, depremler, nötron yıldızı üzerinde volkanlar gibi çeşitli mekanizmalar önerilmiş ve bunların uygunluğu uzun uzadıya tartışılmıştır (Pines ve diğ. 1974). Gözlenen sıçramaların sayısının artmasıyla birlikte hem sıçramalarının büyüklüğünü hem de sıçrama sonrası sönümün doğasını açıklamak üzere çok sayıda model geliştirilmiştir. Bir sıçrama modelinin gözlemlerden itibaren cevaplaması gereken soruların bazıları;

- Farklı büyüklükte sıçramaların altında yatan nedenin ne olduğu,
- Nötron yıldızlarının yaşı ile alakalı farklı sıçrama davranışının ve dolayısıyla da farklı mekanizmaların olup olmadığı,
- Spin yavaşlama oranındaki sıçrama sonrası kalıcı artışın sebebinin ne olduğu,
- Nötron yıldızı içerisinde fazla açısal momentumun depolandığı yerin nerede olduğu,
- Birçok sıçrama mekanizmasında başvurulmuş nötron yıldızının katı kabuğu ile süperakışkan iç kısımları arasındaki dönme hız farkını sağlayan mekanizmanın ne olduğu,
- Pulsar sıçramalarını tetikleyen olayın ne olduğu,
- Sıçramanın spin hızlanmasının hangi olaylar sonucunda meydana geldiği,
- Pulsar sıçramalarının nötron yıldızının neresinden (kabuk ya da kor) kaynaklandığı,
- Sıçrama davranışının pulsarın yaşına (yani sıcaklık, Ω , $\dot{\Omega}$ vb.) nasıl bağlı olduğu,
- Korun kabuğa nasıl bağlı olduğu,
- Sıçramaların pulsarın frenleme indisi $n = \frac{\Omega\ddot{\Omega}}{\dot{\Omega}^2}$ yi nasıl etkileyeceği,
- Sıçramaların nötron yıldızının manyetik alan evrimini etkileyip etkilemediği,
- Sıçramaların nötron yıldızlarının termal evrimini etkileyebilecek ölçüde bir ısı kaynağı olup olmayacağı,

- Sıçramaların kütleçekim radyasyonu kaynağı olup olamayacağı, şeklinde verilebilir.

Literatürde çok sayıda sıçrama mekanizması vardır. Yıldızın neresinden kaynaklandığı düşüncesinden itibaren pulsar sıçramalarını açıklamaya çalışan modelleri kabuk tarafından ve kor tarafından meydana getirilenler olmak üzere iki kategoriye ayırmak mümkündür. Kabuk tarafından meydana getirilen mekanizmalar; kabuk depremleri, iki bileşenli, vorteks tırmanması, termal sıçrama ve vorteks eş dönme modelleridir. Kor tarafından meydana getirilen mekanizmalar ise; kor depremleri, akı tüpü-vorteks etkileşmesi, akı tüpü yok olması (annihilasyon), merkezkaç kaldırma, iki akıntılı (two-stream) hidrodinamik kararsızlık ve anizotropik faz geçişi modelleridir.

3.1.2. Kabuk Tarafından Meydana Getirilen Sıçrama Mekanizmaları

3.1.2.1. Kabuk Kırılması Modeli

Pulsar sıçramaları ile ilgili ilk mekanizma yıldız depremlerine başvurmuştur (Ruderman 1969). Buna göre, nötron yıldızlarının katı bir kabuğu olduğundan, kabuğun kırılmasıyla meydana gelen depremler pulsar sıçramalarının sebebi olarak görülmüştür. Kabuk depremi modeline göre nötron yıldızları çok hızlı dönme oranlarından dolayı büyük bir basıncıya sahip olarak doğarlar. Yıldız yavaşladıkça şekli sferoidten bir küreye doğru değişir. Ancak, kabuğun katılığı bu değişime karşı koyar ve yıldız kabuğunda gerginlik birikir. Nihayetinde gerginlik kritik bir değere ulaşır ve kabuk kırılır. Açısal momentumun korunumundan, yıldızın eylemsizlik momentindeki azalma kabuğun açısal hızında artışa, yani sıçramaya sebep olur:

$$\frac{\Delta\Omega}{\Omega} = -\frac{\Delta I}{I} \quad (3.1)$$

Burada $\Delta\Omega$ kabuk depremi sebebiyle yıldızın açısal hızındaki, ΔI ise eylemsizlik momentindeki değişim miktarıdır. Bu modele göre 1cm kadar düşey yüzey hareketi $\Delta\Omega/\Omega \geq 10^{-6}$ büyüklüğünde bir sıçrama meydana getirir. Ancak, Baym ve Pines'in (1971) gösterdiği gibi bu mekanizma için sıçrama başına $\Delta E \geq 10^{36}$ J'lük enerji transfer edilmelidir. Baym ve Pines (1971) kabukta bu miktarda enerjinin birikmesinin çok uzun zaman alacağını ve bu mekanizmanın yüzyılda 3-4 sıçrama meydana getirebileceğini

hesaplamışlardır. Vela pulsarı 1969 yılından bu yana 17 tane sıçrama yapmıştır ve böylece kabuk depremi modelinin sıçrama olayını açıklamakta yetersiz olduğu anlaşılmıştır. Bundan başka her sıçramada yıldızın eylemsizlik momentinin belli bir miktar azalması gerektiğinden, bu kabuğu tüketecek ve dolayısıyla belli sayıda sıçramadan sonra pulsar artık sıçrama meydana getiremeyecektir. Ayrıca bu model sıçrama sonrası sönüm hakkında bilgi vermemektedir. Ancak, pulsar sıçramaları gözlenmeden önce nötron yıldızının yavaşlamasının durup hızlanabileceğine işaret etmesi ve ileride göreceğimiz bazı modellerde sıçramayı başlatan etmen olması bakımından Ruderman'ın kabuk depremi modeli önem taşımaktadır.

1976 yılında Ruderman 1969 yılında ortaya atmış olduğu modeline alternatif bir mekanizma önerdi (Ruderman 1976). Buna göre, nötron yıldızının iç kabuğundaki kimi bölgelerde takılma kuvvetinin vorteks çizgilerinin asla kurtulamayacağı kadar kuvvetli olabilir. Böylece vorteks çizgilerinin takılması kabuğu kırarak gerginliğin birikmesine neden olacaktır. Kırılma sonucunda kabuk örgüsünün dışarı doğru hareketi beraberinde takılmış vorteks çizgilerini de taşır. Bu ise kabuğa ani açısal momentum transferiyle bir sıçramaya yol açar. Sıçramada $\dot{\Omega}_c$ 'da gözlenen bir artış kabuktaki gerginliklerin bir depremle salınması sonucunda olur.

Ruderman bu modeli milisaniye pulsarları ile LMXB (Düşük Kütleli X-ışın Çiftleri) için öngörülerde bulunacak şekilde geliştirmiştir (Ruderman 1991a,b,c). Burada kabuk örgüsüne etkiyen iki kuvvet göz önüne alınmıştır. Bunlar; süperakışkandaki vorteks çizgilerinin takıldıkları atom çekirdeklerine uyguladığı (Ruderman 1976) ve kabuğun tabanında manyetik akı tüplerinin uyguladığı (Srinivasan ve diğ. 1990) kuvvetlerdir. Bu modelde kabuğun kayma (shear) modülü şöyle verilir:

$$\mu \leq 10^{30} \text{ dyn/cm}^2 \quad (3.2)$$

Kabuğun kritik gerilme açısı ise (Smolukowski ve Welch 1970)

$$\theta_{kr} \sim 10^{-5} - 10^{-3} \quad (3.3)$$

aralığında değişir.

Manyetik alan kaynaklı kabuk kırılması durumunda kabuğun tabanında süperiletken protonların oluşturduğu manyetik akı tüpleri yok olurlar. Her biri $B \sim 10^{15} \text{G}$ 'luk manyetik alan taşıyan akı tüplerinin meydana getirdiği gerginlik (Srinivasan ve diğ. 1990)

$$S(B) \sim \frac{BB_{kr}}{8\pi} \sim \left(\frac{B}{3 \times 10^{12} \text{G}} \right) \times 10^{26} \text{ dyn/cm}^2 \quad (3.4)$$

dir. Kabuk kırılmasının meydana geldiği kritik gerginlik ise

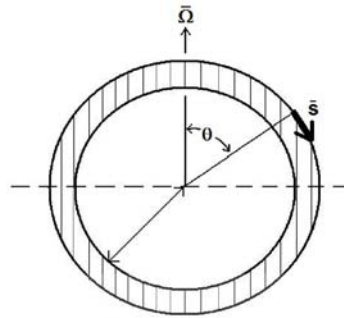
$$S_{\text{maks}} \sim \frac{l}{R} \mu \theta_{\text{maks}} \leq 10^{26} \text{ dyn/cm}^2 \quad (3.5)$$

dir. Manyetik alanı $B > 3 \times 10^{12} \text{G}$ olan nötron yıldızlarında $S(B) > S_{\text{maks}}$ dir ve kabuk kırılması meydana gelir.

Nötron yıldızları kabuğunda gerginlik için bir başka mekanizma vorteks çizgilerinin takılmasından gelir. Kabuk süperakışkan ile kabuk arasında herhangi bir hız farkı ($\omega \equiv \Omega_n - \Omega_c$) örgüye bir kuvvet uygulanmasına yol açar (Ruderman 1991a,b):

$$\vec{F}_v = 2 \vec{\omega} \times (\vec{\Omega}_n \times \vec{r}) \rho_n f \quad (3.6)$$

Burada ρ_n süperakışkan nötron yoğunluğudur. $f \sim 1$, bu kuvvete neredeyse tüm katkının takılma bölgesinden gelmesini sağlayan bir çarpandır. Şimdi kalınlığı $l \ll R$ olan küresel bir kabuk göz önüne alalım (Şekil 3.3).



Şekil 3.3: Ruderman (1991a) nın kabuk kırılması modelinin geometrisi.

Kabuk kırılması sonucunda \vec{s} yer değiştirme vektörünün teğet bileşeninin büyüklüğü

$$s(\theta) = \left(\frac{\rho_n \omega \Omega_n R^3 f}{24\mu} \right) \sin 2\theta \quad (3.7)$$

olur. Buradan kabuk gerilmesi

$$\eta = \frac{1}{R} \frac{ds}{d\theta} = \left(\frac{\rho_n \omega \Omega_n R^2 f}{12\mu} \right) \cos 2\theta \quad (3.8)$$

olarak elde edilir. Şimdi kabuk kırılması meydana gelmeden önce erişilen kritik hız farkını belirleyelim. Kırılma, θ_{maks} maksimum kayma açısında gerçekleşir. (3.7) ve (3.8) deklemlerinden kabuğun kırılacağı kritik hız farkı ω_B Şöyle bulunur:

$$\omega_B = \left(\frac{12\theta_{maks} \mu |1 - 2\sin^2 \theta|^{-1}}{\rho_n \Omega_n f R^2} \right) \quad (3.9a)$$

$$\sim 2 \times 10^{-2} \left(\frac{\mu_{30}}{f R_6^2} \right) \left(\frac{\theta_{maks}}{10^{-3}} \right) \left(\frac{10^4 s^{-1}}{\Omega} \right) \left(\frac{3 \times 10^{13} g \cdot cm^{-3}}{\rho_n} \right) s^{-1} \quad (3.9b)$$

Vorteks çizgisinin kristal örgüsüne uyguladığı kuvvetin büyüklüğü (3.6) denkleminde

$$F \equiv \omega R \sin \theta f \pi \rho_n b \hbar / m_n \quad (3.10)$$

olur. Buradan vorteks kurtulmasından önce kabuk kırılmasının meydana geleceği kritik hız farkı

$$\omega_{kr} = \frac{\hbar R_N^2}{\pi R \sin \theta f m_n b^3} \quad (3.11)$$

elde edilir. Burada b örgü sabiti, R_N atom çekirdeğinin yarıçapıdır. Eğer kayma modülü

$$\mu = \frac{0.3(Ze)^2}{b^4} \quad (3.12)$$

şeklinde yazılırsa (3.9a), (3.11) ve (3.12) denklemlerinden

$$\frac{\omega_B}{\omega_{kr}} = \frac{10\pi\theta_{maks}(Ze)^2}{m_n\Omega r b \hbar R_N^2} \left| \frac{\sin\theta}{1-2\sin^2\theta} \right| \quad (3.13a)$$

$$< 10^{-2} \left(\frac{\theta_{maks}}{10^{-3}} \right) \left(\frac{10^4 s^{-1}}{\Omega} \right) \left(\frac{Z}{50} \right)^2 \left(\frac{7 \times 10^{-13} cm}{R_N} \right)^2 \left(\frac{5 \times 10^{-12} cm}{b} \right) \quad (3.13b)$$

elde edilir. Tipik nötron yıldızı parametreleri cinsinden (3.13b) kritik bir periyot verir:

$$P_B \sim 10^2 \left(\frac{10^{-3}}{\theta_{maks}} \right) ms \quad (3.14)$$

Bu periyodun aşağısında kabuk kırılması vorteks kurtulmasından önce meydana gelir. Buradan periyodu 89 ms olan Vela pulsarında kabuk kırılmasının mümkün olmadığını görülür. Ayrıca milisaniye pulsarlarında kabuk kırılmasının gerçekleşeceğini öngörür.

Kabuk kırılması modeli nötron yıldızlarının manyetik alanının evrimini kabuğunun plakalara bölünmüş olduğunu ileri sürerek açıklama çabasındadır. Ruderman'ın (1991a,b,c) modelinde kabuk, sabit yoğunlukta takılmış vorteks çizgilerine sahip plakalara (platelet) bölünmüştür. Yavaşlama sonucunda kutuplarda oluşan gerilme radyal olarak dışarı doğrudur ve

$$\eta = \frac{\omega \Omega_n \rho_n R^2 f}{16\mu} \left(1 - \frac{3r^2}{R^2} \right) \quad (3.15)$$

şeklindedir. Burada r spin ekseninden uzaklıktır. Kayma gerilimi plakanın büyüklüğünün karesi (R_p^2) ile orantılı olduğundan, plakanın büyüklüğü şöyle bulunur:

$$\frac{R_p}{R} \sim \left| \frac{\omega_B}{\Omega(t) - \Omega(t_0)} \right|^{1/2} \quad (3.16)$$

Burada $\Omega(t)$ ve $\Omega(t_0)$ sırasıyla kabuğun şimdiki ve takılma oluştuğundaki dönme hızlarıdır. Spin yavaşlaması yapan yıldızlarda kabuk kutuplardan ekvatora doğru

hareket eder. Bunun sonucunda ekvatorda kabuk maddesinin korun içine itildiği bir bölge (subduction zone) oluşur. Kabuk tarafından kaybedilen maddeyi karşılamak için kordaki protonların ve elektronların zayıf etkileşmeler ile dönüştüğü nötronlar yukarı doğru taşınır. Manyetik alan kabuğa gömülü olduğundan, kabukla birlikte kutuplardan ekvatora doğru hareket eder. Böylece düşük manyetik alana sahip bir milisaniye pulsarı yeterince yavaşladığında manyetik dipolü dönme eksenine dik olacaktır. Spin hızlanması yapan yıldızlarda ise kabuk ekvator dan kutuplara doğru hareket eder. Bu durumda manyetik alan kutuplara doğru hareket eder ve böylelikle manyetik alan spin eksenine aynı yönlenir.

Son olarak bu modelin başarılı olduğu durumlara değinelim. Yengeç pulsarında görülen sıçrama sonrası frekans türevidindeki kalıcı artışlar bu modelle açıklanabilmektedir (Franco ve diğ. 2000). Bundan başka Crawford ve Demiansky (2003) Yengeç pulsarının Q düzelme parametresi değerlerinin $\approx 1.4M_{\odot}$ kütesine sahip bir nötron yıldızında meydana gelen kabuk depremiyle uyumlu olduğunu göstermişlerdir.

3.1.2.2. İki Bileşenli Model

Baym ve diğ. (1969b) bir pulsarın sıçrama sonrası davranışını açıklamak üzere iki bileşenli modeli formüle etmişlerdir. Bu modelde nötron yıldızı, nötron süperakışkanından oluşan bir iç bölge ve onu çevreleyen katı kabuk olarak ele alınmıştır. Süperakışkan bileşen yıldızın geri kalanı ile zayıf olarak etkileşir. Baym ve diğ. (1969b) yalnızca böyle bir yapının haftalardan yıllar mertebesine kadar gözlenen sıçrama sonrası sönüm zamanı verdiğini göstermişler ve bu zamanı $\approx 10^7$ saniye olarak tahmin etmişlerdir. Tsakadze ve Tsakadze (1980) süperakışkan helyum dolu kovaları döndürerek yaptıkları deneylerden $5 \times 10^6 - 10^7$ saniye arasında değerler elde etmişlerdir. 1969 yılında Yengeç ve Vela pulsarlarının ilk sıçramalarında sönüm zamanlarının sırasıyla 3×10^5 ve 3.7×10^7 saniye olması bu modelin gözlemlerle çok iyi uyuşan sonuçlar verdiğini gösterir.

Şimdi modeli açıklayalım. Nötron süperakışkanın ve katı kabuğun eylemsizlik momentleri ve açısal hızları sırasıyla I_n ile I_c ve Ω_n ile Ω_c olsun. Bu modelde iki bileşen

arasındaki etkileşmeyi τ_c kuplaj parametresi tarif eder. Açısal momentumun korunumundan bir sıçrama sonrasında iki bileşen için hareket denklemleri

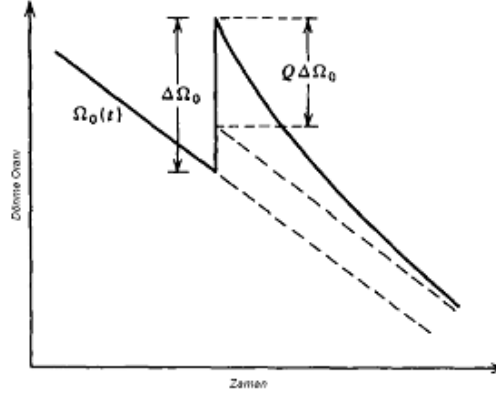
$$I_c \dot{\Omega}_c = -\alpha - \frac{I_c}{\tau_c} (\Omega_c - \Omega_n) \quad (3.17)$$

$$I_n \dot{\Omega}_n = \frac{I_c}{\tau_c} (\Omega_c - \Omega_n) \quad (3.18)$$

dır. Burada α elektromanyetik frenleme torkudur. Göz önüne alınan zaman ölçeklerinde α sabit olup, $I \dot{\Omega}_c$ ile verilir. Bu durumda kabuk için yukarıdaki hareket denklemlerinin çözümünden

$$\Omega_c = \Omega_0(t) + \Delta\Omega_0 [Q e^{-t/\tau} + 1 - Q] \quad (3.19)$$

elde edilir. Burada $\tau \equiv \tau_c [I_n / (I_c + I_n)]$, $\Delta\Omega_0$ sıçramanın mutlak büyüklüğü ve Q düzelme [healing] parametresidir. Düzelme parametresi bir sıçramadan sonra eski hâline dönen açısal hızdaki değişimini verir (Şekil 3.4).



Şekil 3.4: Yıldızın $\Omega_0(t)$ başlangıç dönme oranının sıçrama ile olan değişimi ($\Delta\Omega_0$) ve Q düzelme parametresi. Shapiro ve Teukolsky (1983)'den alınmıştır.

(3.19) denklemi sıçrama sonrasında kabuğun dönme oranı için üstel bozunma verir. Kuplaj sabiti üstel bir eğrinin sıçrama verisine uygulanmasıyla bulunur. Boynton ve diğ. (1972) 1969 yılında Yengeç pulsarında meydana gelen sıçramaya bu modeli uygulamış, düzelme parametresi ve kuplaj sabiti için sırasıyla $Q=0.9$ ve $4 < \tau < 16$ gün değerlerini elde etmişlerdir.

Modelin sıçramaları açıklamakta yetersiz kaldığı, Vela ve PSR 0525+21 pulsarlarının gözlemlerinden Downs (1981,1982) tarafından gösterilmiştir. Yine de iki bileşenli modelin uygulanabilir olduğu sıçramalar vardır. Lyne ve Pritchard (1987) 1986 yılı Yengeç sıçramasının iki bileşenli model kullanılarak üstel bir fonksiyonla açıklanabileceğini bulmuşlardır. Bundan başka PSR B1822-09 pulsarında meydana gelen ilk üç sıçrama zaman ölçekleri sırası ile $\tau \sim 100$ gün, 235 gün ve 80 gün olan üstel sönüm göstermişlerdir (Shabanova 2007).

3.1.2.3. Vorteks Tırmanması Modeli

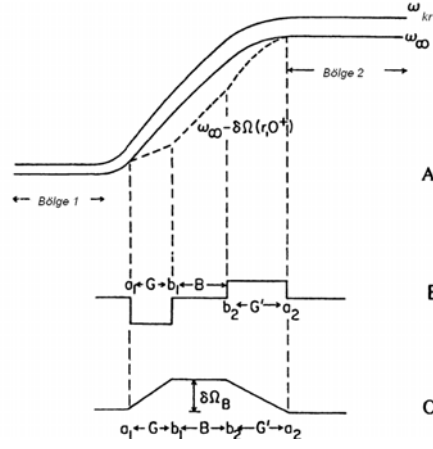
Vorteks tırmanması modelinde Alpar ve diğ. (1984a), sıçramaların vorteks çizgilerinin kurtulması sonucunda radyal olarak dışarı doğru hareket edip açısal momentumlarını kabuğa aktarmalarıyla meydana geldiğini varsayan Anderson ve Itoh'un (1975) çalışmasını temel almışlardır.

Vorteks tırmanması modeli hem sıçramalara sebep olan süreci, hem de sıçrama sonrası sönümü nötron yıldızının iç kabuğunda takılma enerjileri birbirlerinden farklı çok sayıda süperakışkan bölgesinin varlığına dayanarak açıklamaktadır. Bu modelde nötron süperakışkanının yavaşlaması, içerisindeki vorteks çizgilerinin termal tırmanmayla kabuğun spin yavaşlamasını takip etmesi sonucunda gerçekleşir. Kabuk süperakışkanından kabuğa vorteks tırmanması ile sürekli açısal momentum transfer eden bölgeler vardır. Bu bölgelerde kabuk ve süperakışkanın aynı oranda yavaşlar. Bu bir durağan durum açısal hız farkı ω_∞ 'ya karşılık gelir. Açısal hız farkının ω_∞ 'dan büyük olduğu bölgeler vorteks tırmanması yapamaz. Eğer yerel dalgalanmalar ω yı ω_{kr} kritik açısal hız farkının yukarısına yükseltirse çok sayıda vorteks çizgisi aniden kurtulacaktır. Bu sayının Vela pulsarında $\geq 10^{13}$ olduğu tahmin edilmektedir. Açısal momentumun korunumundan kabuğun açısal hızında

$$I_c \Delta \Omega_c = \sum_i I_i \delta \Omega_i \quad (3.20)$$

ile verilen bir artış olacaktır. Burada I_i ve $\delta \Omega_i$ vorteks çizgilerinin sıçramada hareket ettiği bölgelerin sırasıyla eylemsizlik momentini ve açısal hızındaki azalmayı göstermektedir. Alpar ve diğ.'nin (1984a) gösterimini kullanırsak bir sıçramada çok sayıda vorteks çizgisi bir G bölgesinde (sıçrama yerinde) kurtulurlar, B bölgesi içinden

radyal olarak dışarı doğru hareket ederler ve bir başka G' bölgesinde tekrar takılırlar (Şekil 3.5).



Şekil 3.5: Vorteks çizgilerinin G bölgesinde kurtulduğu, B bölgesi içerisinden hareket ettiği ve G' bölgesinde tekrar takıldığı sıçrama modeli. Dönme ekseninden olan uzaklık sağa doğru, yoğunluk ise sola doğru artmaktadır. A. ω_{kr} ve ω_{∞} nın değişimi; B. Bir sıçramada vorteks yoğunluğundaki değişim; C. Süperakışkan açısal hızındaki değişim. Alpar ve diğ. (1984a)'dan alınmıştır.

Eğer δN tane vorteks çizgisi bir r_G yarıçapında kurtulur ve $r_{G'} = r_G + \delta r_G$ kadar ($\delta r_G \ll r_G$) hareket ederse, G ve G' bölgeleri arasında süperakışkan hızındaki ortalama değişim

$$\delta\Omega_B = \kappa \delta N / 2\pi r_B^2 \quad (3.21)$$

olur. Burada $r_B = r_G + \delta r_G / 2$ dir. Vorteks hareketinden ötürü süperakışkandan kabuğa transfer edilen açısal momentum miktarı şöyle olur:

$$I_c \Delta\Omega_c = \left(\frac{1}{2} I_A + I_B \right) \delta\Omega_B \quad (3.22)$$

Burada I_A , G ve G' bölgelerindeki takılmış süperakışkanın toplam eylemsizlik momenti ve I_B ise B bölgesindeki süperakışkanın eylemsizlik momentidir. B bölgesi vorteks çizgilerinden yoksun, dolayısıyla da vorteks tırmanmasının olmadığı bir bölgedir (Cheng ve diğ. 1988). Bu yüzden B bölgesinden gelen süperakışkan torku sıçrama öncesi ve sonrasında sıfırdır. Bu bölge süperakışkan tarafından kabuğa uygulanan iç torka herhangi bir katkıda bulunmamasına rağmen, vorteks çizgilerinin buradan geçişi kabuk süperakışkanının açısal momentumunda $I_B \delta\Omega_B$ kadar bir değişime sebep olur (Alpar ve diğ. 1993, 1996).

Sıçrama, süperakışkanın açısal hızını azalttığından, süperakışkan ve kabuk açısal hızları arasındaki fark $\delta\omega$ kadar azalır. A bölgelerinde bu azalma vorteks tırmanmasını geçici olarak durdurur ve böylece bu bölgeleri kabuktan ayırır. Böylece dış torkun daha az eylemsizlik momentine sahip bölgeye etkimesi sonucu spin yavaşlama oranı aniden

$$\frac{\Delta\dot{\Omega}_c}{\dot{\Omega}_c} = \frac{I_A}{I} \quad (3.23)$$

kadar artar. Sıçrama sonrasında A bölgesi vorteks tırmanması yeniden başladığında kabuğa yavaşça tekrar kuple olur.

Alpar ve diğ.'ne (1989) göre yıldızın bir bölgesinin sıçramaya verdiği tepki iki farklı rejimde olur. İlkinde, sıcaklık yeterince yüksekse ve böylece vorteks tırmanması küçük bir açısal hız farkı ile bir denge durumuna ulaşıyorsa bir lineer rejim meydana gelir. Lineer tırmanma rejiminde bir i bölgesinde $\Delta\dot{\Omega}_{c,i}(t)$ spin yavaşlama oranındaki pertürbasyonun üstel bozunması, o bölgenin karakteristiği olan bir $\tau_{l,i}$ zamanında meydana gelecektir ve şu şekildedir (Alpar ve diğ. 1993):

$$\Delta\dot{\Omega}_{c,i}(t) = -\frac{I_i}{I} \frac{\delta\omega_i(0)e^{-t/\tau_{l,i}}}{\tau_{l,i}} \quad (3.24)$$

Burada $\delta\omega_i(0)=\Delta\Omega_c+\delta\Omega_i(0)$ açısal hız farkında sıçrama indüklü azalmaz. Karakteristik sönüm zamanı ise (2.55) denklemiyle verilir.

Lineer olmayan rejimde ise k tırmanma bölgesinde $(d\Omega/dt)_c$ deki pertürbasyonun sönümlemeye katkısı (Alpar ve diğ. 1993)

$$\frac{\Delta\dot{\Omega}_{c,k}}{\dot{\Omega}_c} = -\frac{I_k}{I} \left\{ 1 - \frac{1}{\left[1 + (e^{t_0,k/\tau_{n,k}} - 1)e^{-t/\tau_{n,k}} \right]} \right\} \quad (3.25)$$

ile verilir. Burada

$$t_{0,k} = \frac{\delta\omega_k}{|\dot{\Omega}|} \quad (3.26)$$

dır ve sönüm zamanı τ_n (2.64) denkleminde verilir. $t_0 \geq \tau_n$ olan sıçramalar sıçramadan bir süre sonra $\dot{\Omega}_c$ 'de ani bir artışla karakterize edilir. $t_0 \ll \tau_n$ olan daha zayıf pertürbasyonlar için tepki zamanının basit üstel fonksiyonudur. Vorteks tırmanması $\tau_1 < \tau_n$ için lineer ve $\tau_1 > \tau_n$ ise lineer değildir. Küçük takılma enerjisine sahip bölgeler lineer tepki ve büyük takılma enerjilerine sahip olan bölgeler lineer olmayan tepki vereceklerdir.

Şimdi vorteks tırmanması modelinin sıçrama yapan pulsarlara uygulanmasıyla elde edilen sonuçlara bakalım. Alpar ve diğ. (1984b) ilk dört Vela sıçramasını modellemişlerdir. Alpar ve diğ. (1993) önceki modeli arındırmışlar ve dokuz Vela sıçramasıyla tutarlı sonuçlar elde etmişlerdir. Sıçrama verisi, 10 saat, 3.2 gün ve 32 gün zaman ölçekli üstel sönüm veren üç ayrı bileşen içermektedir. Bunlardan başka spin yavaşlama oranında zamana göre lineer değişim veren bir bileşen daha vardır. Alpar ve diğ. (1993) ilk dokuz Vela sıçraması için

$$\frac{\Delta\dot{\Omega}_c(t)}{|\dot{\Omega}|_\infty} = \sum_{i=1}^2 \frac{I_i}{I} \frac{\Delta\Omega_c(0)}{|\dot{\Omega}|_\infty \tau_i} e^{-t/\tau_i} - \frac{I_3}{I} \frac{\delta\omega(0)}{|\dot{\Omega}|_\infty \tau_3} e^{-t/\tau_3} - \frac{I_A}{I} + \frac{I_A}{I t_g} t \quad (3.27)$$

ile verilen bir model kullanmışlardır. Alpar ve diğ. (1993) 10 saat ve 3.2 günlük üstel sönümleri, sıçrama esnasında vorteks hareketinin olmadığı kabuk bölgelerinde vorteks tırmanmasının lineer tepkisine atfetmişlerdir. Eylemsizlik momentleri I_1 ve I_2 olan bu bölgeler içerisinde vorteks takılmasının süper zayıf olması beklenir. Bu bölgelerde tepki (3.27) denklemindeki ilk terim ile tarif edilir. (3.27)'de ikinci terim orta zaman ölçekli tepkiyi verir. Alpar ve diğ. (1993) 32 günlük karşılığın muhtemelen lineer olmayan rejimde bir süper zayıf takılma bölgesinden geldiği sonucuna varmışlardır. Son iki terim ise, sıçramada vorteks çizgilerinin hareket ettiği bölgelerin tepkisini gösterir. Uzun dönem sönüm Alpar ve diğ. (1993) tarafından lineer olmayan tırmanma bölgesi A'nın kabuk ile yeniden kuplajı olarak ifade edilmiştir. Bu süreç,

$$t_g = \frac{\delta\Omega}{|\dot{\Omega}|_\infty} \quad (3.28)$$

süre sonunda tamamlanır. Burada $\delta\Omega$ süperakışkanın açısal hızındaki ortalama değişimdir. Bu yüzden t_g sıçramalar arası zaman (3.24) ve (3.28) denklemlerinden hesaplanabilir.

Vorteks tırmanması modeli Vela dışında Yengeç, PSR B0525+21 ve PSR B0355+54 pulsalarına uygulanmıştır. Alpar ve diğ. (1985) Yengeç ve PSR B0525+21 için $\dot{\Omega}_c$ deki kalıcı artışın bir zayıf takılma bölgesinde vorteks çizgilerinin birikmesinden kaynaklandığını söylemişlerdir. Yengeç pulsarı sıçramalarının sonraki analizinde Alpar ve diğ. (1994, 1996) (3.27) denklemdeki zaman ölçeklerini 0.8 gün, 12 gün ve sönümü 200 gün olarak belirlemişlerdir. Alpar ve diğ. (1994, 1996) Yengeç sıçramalarına yıldız depremlerinin sebep olduğunu ileri sürmüşlerdir. Gözlenen sıçrama sonrası sönümü ise bir deprem esnasında içeri doğru tuzak bölgelerine taşınan vorteks çizgilerine ve vorteks çizgilerinden yoksun yeni bir bölgenin yaratılmasına bağlamışlardır. Böyle vorteks tuzakları topluca A bölgeleri olarak adlandırılır. Alpar ve diğ. (1993,1996) Yengeç ve Vela sıçramaları arasındaki farklılığın evrimsel temellerde anlaşılabilirliğini vurgulamışlardır. Vela ve Yengeç pulsalarının farklı sıçrama davranışını, tuzak bölgeleri Vela'da mevcutken, Yengeç pulsarında henüz oluşmakta olduğu fikrine bağlamışlardır.

Bu model, PSR B0355+54'de meydana gelen sıçramanın(Lyne 1987) 44 günlük üstel sönümünü Alpar ve diğ. (1988) süperakışkanın süper zayıf bölgesinde lineer tırmanmaya bağlamışlardır. Diğer taraftan $\dot{\Omega}_c$ deki kalıcı artışın başka bir süperakışkan bölgesinde lineer olmayan tırmanmadan kaynaklandığını ifade etmişlerdir.

Sıçramalara uygulanan vorteks tırmanması modeli teorisyenlere nötron yıldızlarının yapısı hakkında önemli ipuçları verir. Tüm bu başarılarına rağmen vorteks tırmanması modelinin açıklayamadığı durumlar vardır. Bunlardan birincisi vorteks çizgilerinin değişik yoğunluklarda ve dönme ekseninden farklı uzaklıklarda çok sayıda bölge

içerisinden geçmek zorunda olmasıdır. Böylece vorteks çizgisinin farklı kısımları farklı takılma enerjilerine, Magnus kuvvetlerine ve gerilme kuvvetlerine maruz kalabilirler (Jones 1998a). İkinci olarak bir sıçramayı başlatan tetikleme mekanizması açık değildir. Genel kabul gören açıklama, yani artan Magnus kuvveti sebebiyle vorteks çizgilerinin kurtulması tutarlı bir temele oturtulamamıştır. Üçüncü olarak sıçrama oluşturmak için, vorteks çizgileri kurtularak belli bir mesafe katetmek zorundadırlar. Ancak, Kelvin sirkülasyon teoremine göre vorteks çizgisi kurtulduğunda serbest hâle gelecek ve kabuk süperakışkanı ile birlikte dönecektir (Jones 1993). Bu yüzden vorteks çizgisinin nasıl ve niçin radyal olarak dışarı doğru hareket edeceği çok açık değildir. Sedrakian (1995) bir sıçrama ile kurtulmuş vorteks çizgilerinin yeni sıçramalar meydana getirmek için tekrar takılmasının zor olduğu düşüncesindedir. Yine de vorteks tırmanması modeli çerçevesinde vorteks kurtulmasını tetikleyen mekanizmalar önerilmiştir. Cheng ve diğ.'ne (1988) göre bilinmeyen bir mekanizma hidrodinamik bir kararsızlığa neden olur. Bu kararsızlık yıldızın bazı yerlerinde vorteks çizgilerinin birikmesine, bazı yerlerinin ise vorteks çizgilerinden yoksun kalmasına ve böylece vorteks yoğunluğunun kimi bölgelerde aşırı artmasına yol açar. Bu ise kabuktaki vorteks çizgilerinin kurtulmasına yol açar. Mochizuki ve Izuyama (1995) ise orijinal olarak 1993 yılında Alpar ve Pines tarafından düşünülen pulsar sıçramaları için vorteks tuzaklanması/boşalması mekanizmasını göz önüne alarak vorteks çizgilerinin kurtulmasını tetikleyebilecek bir model geliştirmişlerdir. Burada takılmanın en güçlü olduğu özel bir bölgede (hudut bölgesinde) vorteks çizgileri öz tuzaklanmış hâle gelir. Öz tuzaklanmış vorteksler diğerlerinin hudut bölgesi içerisinde tırmanmasını bloke eder. Sonuç olarak vorteks yoğunluğunda süreksizlik ortaya çıkar. Hudut bölgesindeki öz tuzaklanmış vorteksler daha fazla Magnus kuvvetine maruz kalırlar. Bu kuvvet hudut bölgesindeki vortekslerin toplu kurtulmasına neden olur. Mochizuki ve diğ. (1999) bunu bir vorteks çizgisinin aynı takılma yerinde uzun süre kalarak bir çubuk yapısı oluşturmasına bağlamışlardır. Bir $1.4M_{\odot}$ Friedman-Pandharipande nötron yıldızı için hudut bölgesi ve dolayısıyla vorteks kurtulması $R=10.06$ km'de gerçekleşir.

Vorteks tırmanması modeli çerçevesinde açıklanamayan bazı sıçrama gözlemleri vardır. Örneğin Flanagan (1993) PSR B1641-45 pulsarının ilk büyük sıçramasından kısa bir süre sonra meydana gelen başka bir sıçramanın, sıçramalar arası zamanı veren denkleme uyuşmadığını ve vorteks tırmanması modeli çerçevesinde bunun

değerlendirilmesinin zor olduğunu söylemiştir. 1994 yılında Vela pulsarında çok kısa zaman aralığıyla meydana gelen orta büyüklükte iki sıçrama (Flanagan 1994a,b) yine vorteks tırmanması modeliyle yeterince açıklanamamaktadır. Vela pulsarında 2000 yılında (Dodson ve diğ. 2002) ve 2004 yılında (Dodson ve diğ. 2007) meydana gelen sıçramalarda (3.27) denkleminde var olan üç zaman ölçeğine ek olarak bir tane çabuk bozunan bileşen gözlenmiştir. Özellikle 2000 yılı sıçraması yüksek ayırma gücü ile gözlenmiştir. Bu sıçrama için spin hızlanması mevcut sıçramalar arasında en iyi ayırt edilmiş olanıdır ve 40 s üst sınırı getirmiştir. Çabuk bozunan dördüncü bir bileşenin varlığı (10 saniye içinde) ilk kez bu sıçramada görülmüştür, ancak vorteks tırmanması modeli çerçevesinde ele alınmamıştır. Bundan başka Alpar ve diğ.'nin (1996) iddiasının aksine, Yengeç ve Vela pulsarlarının sıçrama sonrası sönüm zamanlarının birbirleriyle ilişkili olmadığı görülmüştür (Wong ve diğ. 2001). Ayrıca Wang ve diğ. (2000) gözledikleri sıçramalardan, büyük değişkenlik gösteren sıçrama aktivitesinden dolayı sıçrama ve sıçrama sonrası sönümün spin yavaşlama oranı ve/veya yaş gibi büyüklüklere bağlı olmayıp, pulsarın içerisindeki rasgele süreçlerin sonucunda meydana geldiği sonucuna varmışlardır. Bu modelin açıklayamadığı bir başka durum da PSR B2334+61 pulsarındaki sıçramanın (Yuan ve diğ. 2010b) büyüklüğüdür. Bu sıçramayı açıklamak için kabuk süperakışkanının eylemsizlik momentinden daha fazlasının kullanılması gerekmektedir.

3.1.2.4.Eş Dönen Vorteksler Modeli

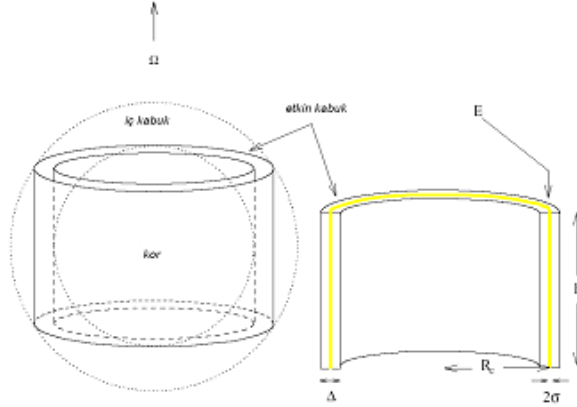
Jones (1990a,b,c, 1993) vorteks-örgü etkileşmesinin farklı bir teorisini önererek, vorteks hareketinin yalnızca iki denge durumu olduğunu ifade etmiştir. Vorteks çizgileri kabuk örgüsüne takılabildiği durumda hareket, termal olarak uyarılma sonucunda ortaya çıkan radyal tırmanmadır. Alternatif olarak vortekslerin süperakışkan ile neredeyse birlikte döndüğü (co-rotating) takılmamış bir bileşen mevcuttur. Bu durumda sıçrama sonrası sönüm zamanı, süperakışkanın dönmesinden küçük bir sapma oluşturan vorteks çizgisinin hareketi, birim uzunluğu başına etkiyen bir direnç kuvveti tarafından belirlenir. Bu kuvvet yaklaşık olarak pulsar yaşından bağımsızdır (Jones 1990c). Bu eş dönen vorteks modeli pulsarların sıçrama sonrası sönümünü açıklayabilmektedir. Jones (1990d) eş dönen takılmamış bileşenin pulsarlarda gözlenen zamanlama gürültüsünü de açıklayabileceği iddiasındadır.

3.1.2.5. Termal Sıçrama Modeli

Bu model Link ve Epstein (1996) tarafından geliştirilmiştir. Bu araştırmacılar, simülasyonlarında ani, büyük miktarda ısı depolanmasına nötron yıldızının kabuğunun verdiği tepkiyi incelemişler ve belirli böyle depolanmaların sıçrama ile sonuçlanacağını göstermişlerdir. Isı kaynağı bir yıldız depremi olabilir. Enerji depolanmasından sonra ısı kabuk içerisinde bir termal dalga formunda ilerler. Isınmış süperakışkan tabakalarından kabuğa açısal momentum transferinden ötürü yıldızın dönme oranı artar. Bu sıcaklık artışı sıçramanın büyüklüğünü ve spin hızlanmasını belirler. Aynı miktarda enerji depolanması yaşlı ve genç pulsarlarda farklı etkiler yaratır. Daha düşük ısı sığasına sahip olduklarından yaşlı pulsarlarda daha büyük ve daha hızlı bir sıçrama meydana gelir (Larson ve Link 1999). Sıçrama, termal enerji kabuk içerisinde yayıldığında ya da süperakışkan ile kabuğun hızları eşit olduğunda sonlanır. Bu modelde kabuğun termal evrimi difüzyon denklemi ile belirlenir:

$$C_v \frac{\partial T}{\partial t} = \nabla \cdot (\kappa_T \nabla T) \quad (3.29)$$

Burada C_v yıldızın ısı sığası ve κ_T termal iletkenliktir. Kabuk, sabit ρ süperakışkan yoğunluğuna, Δ kalınlığına, h yüksekliğine, $R_c \pm \Delta/2$ iç ve dış yarıçaplarına sahip silindirik bir yüzey olarak ele alınmıştır. Modelin geometrisi Şekil 3.6'da verilmiştir.



Şekil 3.6: Termal sıçrama mekanizmasının geometrisi. Link ve Epstein (1996)'dan alınmıştır.

Başlangıçtaki sıcaklık profili

$$\Delta T(x, t=0) = \Delta T(0, 0) \exp(-x^2/2\sigma^2) \quad (3.30)$$

şeklindedir ve sıcaklığın değişimi

$$\frac{\Delta T(0,0)}{T_0} = \sqrt{2} + \sqrt{2 + \frac{E}{\pi^{3/2} C_{v0} T_0 R_c h \sigma}} \quad (3.31)$$

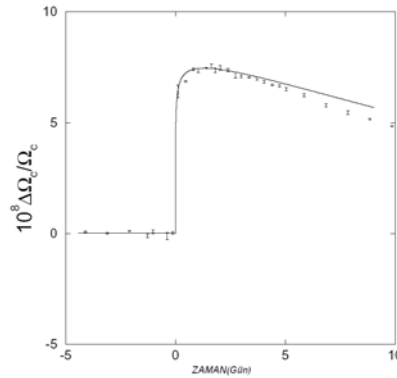
ifadesiyle verilir. Burada T_0 pertürbe olmamış sıcaklıktır. Burada hem ısı sığasının hem de termal iletkenliğin sıcaklığa bağlılığı ihmal edilmiştir. Böylece difüzyon denklemi

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\kappa_0}{C_{v0}} \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \quad (3.32)$$

hâline gelir. Bu denklemin çözümü

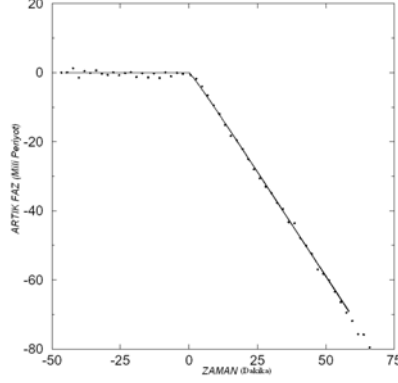
$$\Delta T(x,t) = \Delta T(0,0) \left(\frac{c}{t} \right)^{1/2} e^{-cx^2/2t\sigma^2} \quad (3.33)$$

dir. Burada $c \equiv C_{v0} \sigma^2 / 2\kappa_0$ dir. Sıçrama E enerjisinin depolanmasıyla başlar ve (3.29) ile (3.31) denklemleri çözülerek herhangi bir zaman için sıcaklık elde edilir. Dönme ve sıcaklık parametreleri Yengeç pulsarına benzer bir pulsar için 2.1×10^{42} erg lik bir enerji depolanması ~ 100 s içerisinde, büyüklüğü $\Delta\Omega/\Omega \simeq 7 \times 10^{-8}$ olan ve birkaç günden haftalara kadar değişen bir sönüme sahip bir sıçrama meydana getirir. Bu sonuçlar Yengeç pulsarında 1989 yılında meydana gelen sıçramanın gözlemleri (Lyne ve diğ. 1992) ile çok iyi uyum sağlamaktadır. Simülasyonun sonucu Şekil 3.7'de verilmektedir.



Şekil 3.7: Termal sıçrama modelinin Yengeç pulsarında meydana gelen bir sıçrama için simülasyonu. Noktalar gözlem verisini göstermektedir. Link ve Epstein (1996)'dan alınmıştır.

Ayrıca parametreleri Vela pulsarına benzer bir pulsar için 1.51×10^{42} erg lik bir enerji depolanması birkaç saniye içerisinde, büyüklüğü $\Delta\Omega_c/\Omega_c \approx 10^{-6}$ olan ve birkaç haftadan daha uzun sönmeye sahip bir sıçrama meydana getirir. Bu sonuç Vela pulsarında 1988 yılında gözlenen sıçramanın gözlemleri (McCulloch ve diğ. 1990) ile çok iyi uyum içindedir (Şekil 3.8).



Şekil 3.8: Vela pulsarı için termal sıçrama modeli simülasyonu. Noktalar gözlem verisini göstermektedir. Link ve Epstein (1996)'dan alınmıştır.

3.1.3. Kor Tarafından Sürdürülen Sıçramalar

3.1.3.1. Kor Depremi Modeli

Pines ve diğ. (1974) Vela pulsarı sıçramaları için alternatif bir model olarak kor depremlerini önermişlerdir. Bu model nötron yıldızında katı bir korun varlığına dayanmaktadır. Yayvan bir katı korun kayma modülü kabuğunkinden çok daha büyüktür. Bunun sonucunda kor önemli miktarda gravitasyonel ve elâstik enerjiye sahiptir. Böylece kor depremi modeli Vela sıçramalarının büyüklüğünü ve sıklığını açıklamakta yeterli olmaktadır. Ancak, bu modelle alakalı sorunlar vardır. Örneğin depremlerle salınan enerji miktarı Vela pulsarını gözlenenenden çok daha güçlü X-ışını kaynağı yapar (Alpar 1981). Bundan başka nötron yıldızlarının katı bir kora sahip olması şüphelidir (Alpar ve Ho 1983).

3.1.3.2. Akı Tüpü Modeli

Akı tüpü modeli Ruderman ve diğ. (1998) tarafından geliştirilmiştir. Bu modelde nötron vorteks çizgileri ile manyetik akı tüpleri arasındaki etkileşmeler ve bu etkileşmelerin pulsar sıçramaları üzerine etkileri tartışılmıştır. Bir nötron yıldızının dış korunda yıldızın yavaşlamasından dolayı radyal olarak dışarı doğru açılan nötron vorteks

çizgileri akı tüplerini iterler ya da birbirlerini keserler. Bunu belirleyen faktör v_ϕ proton akı tüplerinin hızının, v_v vorteks çizgi hızına göre büyüklüğüdür. Spin ekseninden r_\perp uzaklığında vortekslerin radyal hızı

$$v_v = -\frac{r_\perp \dot{P}}{2P} \quad (3.34)$$

ifadesi ile verilir. Ruderman ve diğ. (1998) vorteksin akı tüpüne uyguladığı maksimum kuvveti şöyle bulmuşlardır:

$$F_{\text{maks}} \simeq \frac{\pi n_v}{8} B_\phi B_v \Lambda_* \ln\left(\frac{\Lambda_*}{\xi}\right) \quad (3.35)$$

Burada B_ϕ bir akı tüpü içerisindeki manyetik alan, B_v süperiletken nötron vorteks çizgilerinin korundaki manyetik alan, $\Lambda_* \sim 10^{-11}$ cm akı tüpü yarıçapı ve ξ proton koherans uzunluğudur. Ruderman ve diğ. (1998) vorteks çizgisinin bir akı tüpünü kesmeden itebileceği maksimum hızı hesaplamışlardır. Bu kritik hız

$$v_{\text{kr}} = \beta \left(\frac{\Omega}{100s^{-1}} \right) \left(\frac{10^{12} G}{B} \right) 10^{-6} \text{ cm/s} \quad (3.36)$$

ve yukarısında vortekslerin akı tüplerini keseceği, aşağısında ise akı tüplerinin itileceği kritik yarıçap

$$r_{\text{kr}} \simeq \left(\frac{T_s}{10^4 \text{ ytl}} \right) \left(\frac{\Omega/100s^{-1}}{B_{12}} \right) 10^6 \text{ cm} \quad (3.37)$$

dır. Akı tüpleri bu etkileşmeler sonucunda kabuğa ulaştıklarında düzgün bir manyetik alan içerisine karışırlar. Kabuğun yüksek elektrik iletkenliği, iç kabuktaki bağlantı noktalarında akı tüplerinin donmasına neden olur. Yıldızın yavaşlaması sonucunda akı tüplerinin vorteks çizgileri tarafından itilmesi kabukta gerginliğin artmasına neden olur. Kabuğun biriken gerginliğe karşı tepkisi sıcaklığıyla belirlenir. Kabuğun yüksek sıcaklıklarda esnek oluşu plastik akışa neden olurken, düşük sıcaklıklarda gerginlik

kabuğu kırılacaktır (Cheng ve diğ. 1992). Plastik akıştan kırılmaya geçiş kabaca 10^8 K'de meydana gelir.

Şimdi bu modelin Vela ve Yengeç benzeri pulsarlarda yol açtığı sıçramaların özelliklerine bakalım. Vela pulsarı ile benzer karakterdeki pulsarlar için $r_{kr} \geq 10^6$ cm dir. Bundan dolayı, bu pulsarlarda akı tüpleri vorteksler tarafından itilirler ve hep birlikte v_v hızıyla hareket ederler. Ancak, Yengeç pulsarı gibi genç pulsarlarda $r_{kr} \ll R$ dir ve bunun sonucunda $r_{\perp} < r_{kr}$ yarıçapında akı tüpleri v_v hızı ve $r_{\perp} > r_{kr}$ yarıçapında olanlar v_{kr} hızı ile hareket ederler. Akı tüpü-vorteks etkileşmesi modelinde sıçrama büyüklüğü

$$\frac{\Delta\Omega}{\Omega} \frac{1}{\tau_g} \sim \frac{I_{cs}}{I_*} \frac{\dot{\Omega}}{\Omega} \quad (3.38)$$

ile verilir. Burada τ_g sıçramalar arası ortalama zamandır.

Sıçramaların gözlenen çeşitli özellikleri bu model çerçevesinde yorumlanabilir. Bunlardan ilki Yengeç pulsarının dipol manyetik alanının her bir sıçramada artmasıdır. Bu pulsarda sıçramalardan sonra dP/dt 'de sürekli değişim vardır. Bu spin yavaşlama oranındaki artış, Ruderman ve diğ. (1998) modelinde manyetik bir plakanın yerel kabuk kırılması sonucu ani hareketi olarak açıklanır. Böylelikle $\Delta\dot{\Omega}$ 'nin işareti her bir büyük Yengeç sıçraması için dipol momentinde ani, eski hâline dönmeyen bir artış verecektir. Dipol artışı kabaca $\Delta s \sim 2 \times 10^{-4} R$ kadar bir yüzey parçasının yer değiştirmesine karşılık gelir.

İkinci özellik sıçramalar arası zamanın belirlenmesiyle ilgilidir. Vela pulsarında sıçramalar arası zaman 3 yıldır. (3.34) denkleminde göre Vela pulsarının kabuğundaki manyetik plakalar spin ekvatoruna doğru $\sim T_s^{-1}$ lik oranda hareket ederler. Kabuk kırılmalarının tekrarlanma süresi $\tau_g \sim (\Delta s/R) T_s \sim 2$ yıldır ve Vela sıçramaları için gözlenene yakındır. Vela benzeri pulsarlarda sıçramaların büyüklüğü (3.38) denkleminde gözlemlerle uyumlu olarak $\Delta\Omega/\Omega \sim (\tau_g/2T_s) \times 10^{-2} \sim 10^{-6}$ bulunur.

Bir başka özellik Yengeç'teki sıçramaların büyüklüğünün yaşlı pulsarlardakilerin 10^{-2} katı olmasıdır. Ruderman ve diğ.'nin (1998) modeline göre kabuk vorteks takılmasının uygun olduğu üç tabakadan oluşmuştur (a,b ve c tabakaları). Kabuğun erime sıcaklığı $kT_m \sim (Ze)^2 n_Z^{1/3} / 180$ dir (Ruderman ve diğ. 1991a). T_b sıcaklığı kabuğun erime sıcaklığının 1/10 dir. Bu ise yaklaşık olarak gerginliğin plastik akış yerine kırılma ile salındığı sıcaklıktır. T_b Yengeç pulsarı için tahmin edilen kabuk sıcaklıklarına yakındır. Bir pulsar soğuduğunda kabuğun kırılğan hâle gelen ilk tabakası (c tabakası) daha yaşlı pulsarların (örneğin Vela) kabuğundaki toplam nötron süperakışkanının $I_c / (I_a + I_b + I_c) \sim 3 \times 10^{-2}$ lik kesrini içerir. Bu nedenle Yengeç pulsarı sıçramaları bu oranda küçük olur.

Sıçramalar ile ilgili başka bir özellik sıçrama büyüklüklerinin artan pulsar periyodu ile azalması ve $P=0.7s$ 'de yok olmasıdır (Lyne ve diğ. 2000). Ruderman ve diğ. (1998) modelinde sıçrama büyüklüğündeki düşüş, τ_g / T_s deki azalmadan kaynaklanır ve akı tüplerinin kabuk içerisindeki hareketiyle bağlantılıdır. Teğet yer değiştirme hızı (ds/dt) vorteks çizgilerinin dışarı doğru olan radyal hızına

$$\dot{s} = v_{\perp} \frac{R}{\sqrt{R^2 - r_{\perp}^2}} \quad (3.39)$$

denklemleriyle bağlıdır. $\tau_g \sim \Delta s / (ds/dt)$ olduğundan sıçrama yapma akı tüpleri $r_{\perp} = R$ de kor yarıçapına eriştiklerinde yok olur. r_{\perp} pulsar periyoduna

$$r_{\perp} = r_{\perp}(0) \sqrt{\frac{P}{P_0}} \quad (3.40)$$

ifadesiyle bağlıdır. Burada $r_{\perp}(0)$ spin periyodu $P=P_0$ olduğunda manyetik plakalarının spin ekseninden uzaklığıdır. $r_{\perp}(0)$, $R/2$ mertebesinde olduğunda sıçramalar $P \sim 0.5s$ lik bir periyotta yok olur.

Ruderman ve diğ.'nin (1998) sıçramalar ile ilgili son öngörüsü Yengeç sıçramalarının Vela sıçramalarına göre daha uzun zaman aralıklarında meydana gelmesi üzerinedir. Bu

modele göre sıçrama yapma akı tüplerinin genişleme hızı ile orantılıdır. Bu durumda $\tau_g \sim (4T_s \Delta s / R) |v_v| / |v_\Phi|$ dir. $|v_v| / |v_\Phi|$ oranı Yengeç pulsarı için ~ 0.2 ve Vela pulsarı için ~ 0.8 dir. Buradan Yengeç sıçramalarının Vela'ya göre 4 kat daha az sıklıkla meydana gelebileceği sonucu çıkar. Bu nedenle gerginliğin plastik akışla salınması ve akı tüplerinin vorteks çizgileri tarafından kesilmesi τ_g yi uzatır.

3.1.3.3. Akı Tüpü Yok Olması Modeli:

Sedrakian ve Cordes'in (1999) sıçrama modeline göre nötron yıldızlarının kabuk-kor arayüzü proton akı tüplerine kuple nötron vorteks çizgilerine karşı potansiyel bariyeri olarak davranır. Potansiyel bariyeri vorteks çizgilerinin sürekli bozunmalarını engeller. Bu bariyer, vorteks manyetik alanının arayüzdeki Meissner akımları ile etkileşmesinden kaynaklanır. Aralarındaki etkileşme kuvveti ise akı tüpleri-arayüz etkileşmesinden türer. Arayüzde nötron vorteks akımının durdurulması ile sıçramalar arası zamanda kabuk-kor arayüzü komşuluğundaki süperakışkan tabakalarında açısız momentum depolanır. Arayüzdeki akı tüplerinin yok olması nötron vorteks akımını düzenler ve kabuğu gözlenen kısa zaman ölçeklerinde hızlandırarak bir sıçramaya yol açar. Arayüzdeki kararsızlığın sebebi atom çekirdeklerinin protonlardan bir sıvıya faz geçişidir. Dolayısıyla arayüzün konumu bu faz geçişinin olduğu yerdir. Lorenz ve diğ.'ne (1993) göre bu geçiş $\rho \cong 1.56 \times 10^{14} \text{ gr/cm}^3$ de meydana gelir. Sedrakian ve Cordes'in modellerinde benimsedikleri fiziksel görüş şöyledir: Sıçramalar arasındaki zamanlarda bir nötron yıldızı yavaşlamaktadır. Bunun sonucunda süperakışkan kordaki vorteksler dışarı doğru açılır. Arayüz kenarında bulunan vorteksler kabuk-kor sınırını kesmeye çalışırlar. Kabuk-kor arayüzü bu sınıra erişen süperakışkan kordaki akı tüplerine potansiyel bariyeri olarak davranır. Eğer bu potansiyelden türeyen kuvvet nötron vorteksleri için kuvvetlerin dengesi ifadesine eklenirse, bu radyal doğrultuda bir dengesizliğe neden olur. Sürtünme kuvvetinin bu doğrultudaki bileşeni sıfıra düşerken, etkin Magnus kuvveti normal ve süperakışkan bileşenlerinin hızları arasındaki fark ile orantılı hâle gelir. Yıldızın yavaşlaması akı tüplerin arayüzde yok olana dek bu kuvvetin büyümesine yol açar. Böylece nötron vorteksleri süperakışkan bileşenden normal bileşene açısız momentum aktararak büyük bir pulsar sıçraması meydana getirir. Bu bakımdan mekanizma Anderson ve Itoh'in (1975) vorteks kurtulması modelini andırır da etkileşme kabuk süperakışkanın tamamı yerine sadece sınır tabakasını içerir. Vorteks-arayüz etkileşmesinden dolayı zıt doğrultulardaki Meissner akımları ile vorteks

çizgilerinin girişiminden kaynaklanan maksimum kuvvet $f_{maks} \cong 3.13 \times 10^{12}$ dyn/cm olarak hesaplanmıştır. Bu kuvvet vorteks öz enerjisinden büyük olduğundan, vorteks çizgisinin bükülmesini sağlayan Magnus kuvvetinde vorteks başına artış

$$f_M = 3.23 \times 10^{17} \left(\frac{\delta\omega_s}{s^{-1}} \right) \left(\frac{\kappa}{1.98 \times 10^{-3} cm^2 s^{-1}} \right) \left(\frac{R}{9.6 \times 10^5 cm} \right) \quad (3.41)$$

dır. $f_{maks}=f_M$ den süperakışkan ile normal bileşenler arasındaki maksimum hız farkı $\delta\omega_{maks} \cong 0.003 s^{-1}$ bulunur. Sıçramaya neden olan spin hızlanması ise nötron vortekslerinin elektron-akı tüpü saçılmasından türer ve

$$\tau^{-1} \approx n_n c d_n \left(\frac{\xi_p}{\Lambda_p} \right)^{1/2|k|} \quad (3.42)$$

dir. Burada n_n nötron vorteks çizgilerinin sayı yoğunluğunun d_n üçgen nötron örgü sabitine olan bağılılığı $n_n = 2/\sqrt{3}d_n^2$ dir.

Sedrakian ve Cordes'in (1999) modelinin sıçramalar ile ilgili tahminleri şunlardır:

- (i) Sıçrama aktivitesi kabuk ve kor manyetik alanlarının geometrisine bağlıdır. Sıçramalar pulsar manyetik alanının geometrisinde ve dipol alanının eğim açısında küçük değişiklikler meydana getirir.
- (ii) Düşük manyetik alanlı milisaniye pulsarlarında vorteks-arayüz etkileşme kuvveti normal pulsarlara göre altı merteye düşük olması düşük sıçrama aktivitesine yol açar.
- (iii) Vortekslerin kabuk-kor arayüzünde yok olmasıyla meydana gelen termal puls ile ısıtma termal olarak aktive olmuş sıçramaları (Link ve Epstein 1996) tetikleyebilir.

3.1.3.4. Merkezkaç Kaldırma Modeli

Carter ve diğ.'nin (2000) merkezkaç kaldırma modeli nötron akışkanının süperakışkan olmasını gerektirmez. Sadece kabuk ile nötron akışkanı arasında bir diferansiyel dönme gelişebilmesi için viskozitenin düşük olduğu mükemmel akışkanlık gereklidir. Merkezkaç kaldırma modelinde açıl momentum transferi konvektif madde hareketiyle (düşük açıl momentuma sahip kabuk maddesi yüksek açıl momentuma sahip olanla

yer değiştirir) olur ve tork kaynaklı kuvvetlerin yokluğunda bile gerçekteşebilir. Bu merkezkaç kaldırma kuvveti kabukta gerginlik birikmesine yol açar. Sonuçta bir yıldız depremi meydana gelir ve sıçrama oluşur. Bu modelde göz önüne alınan bileşenler nötron süperakışkanı (n) ile süperakışkan olmayan nötronlar, protonlar ve elektronların manyetik alanla bağlı olduğu kabuktur (c). Bu iki bileşen bağımsızdır ve Euler denklemlerini sağlarlar:

$$\rho_c(\partial_0 v_c^i + v_c^j \nabla_j v_c^i) = -\nabla^i P_c - \rho_c \nabla^i \phi + f_c^i \quad (3.43)$$

$$\rho_n(\partial_0 v_n^i + v_n^j \nabla_j v_n^i) = -\nabla^i P_n - \rho_n \nabla^i \phi + f_n^i \quad (3.44)$$

Bu denklemlerde ϕ kütleçekim potansiyeli, P ve f sırasıyla basınç ve kuvvet yoğunluğudur. Kabuktaki gerginliği belirten f_s^i kuvvet yoğunluğu terimini göz önünde bulundursak, Euler denklemleri açışal hızlar cinsinden şu hâle gelir:

$$\frac{1}{2} \Omega_c^2 \nabla^i \varpi^2 - \nabla^i (\phi + m^{-1} \mu_c) = \rho_c^{-1} (f_n^i - f_s^i) \quad (3.45)$$

$$\frac{1}{2} \Omega_n^2 \nabla^i \varpi^2 - \nabla^i (\phi + m^{-1} \mu_n) = \rho_n^{-1} f_n^i \quad (3.46)$$

Burada μ ler karşılık gelen bileşenlerin kimyasal potansiyelleridir. Bu gösterimde Magnus kuvvetinin ifadesi şu şekildedir:

$$f_j^i = \rho_n (\Omega_n - \Omega_c) \Omega_n \nabla^i \varpi^2 \quad (3.47)$$

(3.45) ve (3.46) denklemlerinden

$$\nabla^i P + \rho [\nabla^i \phi - \frac{1}{2} \Omega_c^2 \nabla^i \varpi^2] = f_j^i + f_s^i - \frac{1}{2} \rho_n [\Omega_n - \Omega_c]^2 \nabla^i \varpi^2 \quad (3.48)$$

elde edilir. f_b merkezkaç kaldırma kuvvetinden ötürü kabukta oluşun gerginlik şöyledir:

$$f_b^i = \rho_c (\Omega_n - \Omega_c) (\nabla^i (\varpi^2 \Omega_n) - \varpi^2 \nabla^i \Omega_c) \quad (3.49)$$

Kabuk katı olduğundan $\nabla^i \Omega_c = 0$ dir. Böylece

$$f_b^i \simeq \rho_c (\Omega_n - \Omega_c) \Omega_n \nabla^i \omega^2 \quad (3.50)$$

dir. (3.47) ve (3.50) denklemlerinden Magnus kuvveti ile merkezkaç kaldırma kuvvetleri arasındaki ilişki

$$f_J^i \simeq \frac{\rho_n}{\rho_c} f_b^i \quad (3.51)$$

ifadesiyle verilir.

Kabuktaki gerginliği belirten f_s kuvvetini dengeleyecek iki kuvvet vardır. Vorteks takılması yoksa, gerginlik sadece merkezkaç kaldırma sebebiyledir:

$$f_s^i \simeq f_b^i \quad (3.52)$$

Merkezkaç kaldırma etkileri ihmal edildiğinde vorteks takılması kaynaklı gerginliğe karşılık gelen değer

$$f_s^i \simeq -f_J^i \quad (3.53)$$

dir. Carter ve diğ. (2000) merkezkaç kaldırma kuvvetlerinin oluşturabildiği sıçramaların büyüklüğünü şöyle tahmin etmektedirler:

$$\Delta \Omega \geq -\varepsilon \frac{I_n}{I} \dot{\Omega} \quad (3.54)$$

Burada I ve I_n sırası ile tüm yıldızın ve nötron akışkanının eylemsizlik momentleri ve ε 0 ile 1 arasında değer alan bir katsayıdır. Ancak bu sıçrama büyüklüğünün yalnız kaba

bir nicel ölçüsüdür. Bu modelde frenleme indisinin sıçramayla değişimi $3 - n \approx -\frac{I_n}{I_c} \cot \alpha$ ile verilir.

3.1.3.5. İki-Akıntılı Model

Andersson ve diğ. (2002) Kelvin-Helmholtz kararsızlığına benzer bir “iki akıntılı” hidrodinamik kararsızlık modeli geliştirdiler. İki akışkan olarak nötron yıldızlarının dış korundaki süperakışkan nötronlar ile süperiletken protonları almışlardır. Modellerinde Andersson ve diğ. (2002) bileşenler arasındaki çekilme (entrainment) etkisinin bir hidrodinamik kararsızlık oluşturarak sıçramaları tetikleyebileceği önermişlerdir. Bu araştırmacılar kararsızlığın büyüme zamanını

$$t_e \approx (10^4/m)(P/2\pi) \quad (3.55)$$

bulmuşlardır. Kararsızlığın büyümesi için en kısa zamanın tahmini ise

$$t \approx (6.7 \times 10^{-2}/l)(\Delta\Omega/\Omega_p)(P/0.1s) s \quad (3.56)$$

verir. Kararsızlık için zaman ölçeği çok kısadır. Vela (P=89 ms) için $t_e \approx 1.4$ s verir ki bu değer pulsarın 2000 yılındaki sıçramasında ölçülen $t_{\text{sıçrama}} < 40$ s spin hızlanma zamanından çok kısadır. Kararsızlığın oluşabilmesi için modların

$$l < 90 [(\Delta\Omega/\Omega_p)/5 \times 10^{-4}] [0.1s/P] [1.4M_\odot/M] [R/10km]^5 [T/10^7K]^2 \quad (3.57)$$

olması gerekir. Yeterince soğuk nötron yıldızlarında $l > 65$ için olan tüm modlar kayma viskozitesi tarafından bastırılacaktır. Bu da soğuk yıldızlarda iki akıntılı kararsızlığın oluşamayacağı anlamına gelir ve yaşlı pulsarlarda sıçramaların yokluğu ile tutarlıdır.

Glampedakis ve Andersson (2009) ise süperakışkan nötron yıldızının salınım modlarından biri olan r –modlarının vorteks çizgilerinin ani kurtulmalarını sağlayacak kararsızlığı tetikleyebileceğini önermişlerdir. Bu kararsızlık dönme hız farkı kritik bir seviyeye erişildiğinde ortaya çıkar. Bu kararsızlığın büyüme zaman ölçeği

$$\tau \approx \frac{P}{2\pi} \sqrt{\frac{x_p}{2\Delta}} \approx 0.25 \left(\frac{x_p}{0.05} \right)^{1/2} \left(\frac{10^{-4}}{\Delta} \right)^{1/2} \left(\frac{P}{0.1s} \right) s \quad (3.58)$$

dir. Burada ρ_n ile ρ_p sırasıyla nötron süperakışkanının ve tüm yüklü parçacıkların yoğunluğu olmak üzere $x_p = \rho_p / \rho_n$, Ω_n ile $\Omega_p (= \Omega_c)$ sırasıyla nötron süperakışkanının ve normal bileşenin dönme hızları olmak üzere $\Delta = \frac{\Omega_n - \Omega_p}{\Omega_p}$ dir.

Buna göre bu yeni kararsızlık yıldızın dönme periyodu ile karşılaştırılabilir bir zaman ölçeğinde hızlıca büyüyebilir. Bu kararsızlığın hüküm sürdüğü aralık için koşul

$$m < 500 \left(\frac{0.05}{x_p} \right)^{1/2} \left(\frac{\Delta}{10^{-4}} \right)^{1/4} \left(\frac{T}{10^8 K} \right) \left(\frac{0.1s}{P} \right)^{1/2} \quad (3.59)$$

olmasıdır. Sistem kritik açısal hız farkı

$$\Delta_{kr} \approx 6 \times 10^{-5} \left(\frac{P}{0.1s} \right)^{2/3} \left(\frac{T}{10^8 K} \right)^{-4/3} \quad (3.60)$$

erişildiğinde kararsız hâle gelir. Sıçrama istatistiklerinden (Lyne ve diğ. 2000) bu değer

$$\Delta_g \approx \frac{I_c}{I_s} \frac{\Delta \Omega_c}{\Omega_c} \approx 5 \times 10^{-4} \quad (3.61)$$

dir. İki değer çok iyi uyumaktadır. Ayrıca Δ_{kr} 'nin hızlı dönen ve yüksek sıcaklığa sahip genç nötron yıldızlarında daha küçük değerlere sahip olması ve böylece bu pulsarların küçük sıçramalar göstermesinin beklenmesi Yengeç ve PSR J0537-69'un gözlemleriyle uyumludur. Bundan başka bu kritik hız farkı değerinin pulsar yaşlandıkça artması sıçrama aktivitesinin nihayetinde sonlanacağına işaret etmektedir ve bu da gözlemlerle uyumludur. Glampedakis ve Andersson'un (2009) modelleri sıçramalar arası zaman gözlemleri ile de tutarlıdır. Bu modelde sıçramalar arası zaman

$$t_g \approx 2\Delta_g \tau_c \geq 2\Delta_c \tau_c \quad (3.62)$$

olarak tahmin edilmektedir. Düzenli sayılabilecek zaman aralıklarında sıçrama yapan Vela ve PSR J0537-69 pulsarları için sırasıyla ~1000 gün ve 120 gün olan değerler için modelin tahmini çok yakın ve sırasıyla ≥ 750 gün ve ≥ 90 gündür. Tüm bunlardan yola çıkarak Glampedakis ve Andersson gözlenen sıçramalardan süperakışkan r-modu kararsızlığının büyük sıçramaları tetikleyen mekanizma olabileceği iddiasındadırlar.

3.1.3.6. Anizotropik Faz Geçişi Modeli

Peng ve diğ. (2006) nötron yıldızlarının korlarındaki ${}^3\text{PF}_2$ süperakışkan nötron vortekslerinden yayılan manyetik dipol radyasyonu tarafından ısıtılmasını göz önüne almışlardır. Bu modelde sıçramaların sebebi normal Fermi sıvısı ile geçiş sıcaklığı $T_{\text{Geçiş}}=(2-3)\times 10^8$ K olan ${}^3\text{PF}_2$ süperakışkanı arasında nötronların faz geçişinde bulunmasıdır. Ancak, sonuçlar çok kabadır ve nötron yıldızlarının neden böyle faz geçişleri silsilesi geçirdiği açık değildir.

3.2. NÖTRON YILDIZLARININ SOĞUMASI

Nötron yıldızlarının evrimini dönme, manyetik alan ve termal evrim olarak üç sınıfa ayırabiliriz. Nötron yıldızlarının dinamik özelliklerini belirleyen bu üç evrim sınıfı bağımsız olmayıp, aksine birbirlerine sıkı sıkıya bağlıdır. Örneğin süperakışkan ile kabuğun diferansiyel dönmesinden kaynaklanan etkileşme sürtünme yaratır ve süperakışkanın dönme enerjisini ısıya dönüştürür (Alpar ve diğ. 1984a, Shibazaki ve Lamb 1989). Bu yolla meydana gelen içsel ısı üretimi nötron yıldızının termal evrimini etkiler. Tersine, termal evrim nötron yıldızının dönmesini süperakışkan-kabuk kuplajı yoluyla etkiler (Link ve Epstein 1996). Manyetik alan dönmeyi ve iç sıcaklığı dış frenleme torqu (Melatos 2000) ve Joule ısı (Miralles ve diğ. 1998) yoluyla etkiler. Manyetik alanın evrimi ise termomanyetik etki (Blandford ve diğ. 1983) ve radyal olarak dışarı doğru hareket eden nötron vorteks çizgileri tarafından sürüklenen kuvantize manyetik akı tüpleri (Srinivasan ve diğ. 1990, Ruderman ve diğ. 1998) vasıtasıyla değişir. Bu yüzden nötron yıldızlarının evrimlerini doğru şekilde anlayabilmek için dönme, termal ve manyetik özellikleri birlikte göz önüne alınmalıdır. Tezin bu bölümünde nötron yıldızlarının iç yapısını araştırmada kullanılan az sayıdaki araçlardan biri olan soğumaları ele alınacaktır. Nötron yıldızlarının termal evriminin

safhaları; nötrino emisyonu ile soğuma, foton yayınlanması ile soğuma ve özellikle yaşlı yıldızlarda etkili hâle gelen yeniden ısıtma dönemleridir. Bu safhaların tümünde süperakışkanlığın önemli etkileri vardır. Konuyla ilgili daha detaylı bilgiler Pethick (1992), Tsuruta (1998), Yakovlev ve diğ. (1999b), Yakovlev ve diğ. (2001b), Yakovlev ve Pethick (2004), Page ve diğ. (2006) çalışmalarında bulunabilir.

Nötron yıldızları normal yıldızlar gibi enerji üretmediklerinden soğumak zorundadırlar. Nötron yıldızlarının sahip olduğu yüksek yoğunluk ve güçlü manyetik alan gibi çeşitli fiziksel özellikler bu süreci ilginç kılmaktadır. Bu yüzden nötron yıldızlarının doğumundan itibaren termal evrimi yıldızın yapısındaki çeşitli değişiklikleri de gözler önüne serecek şekilde farklı görüşler sağlar. Ancak, nötron yıldızlarının soğuması üzerine yapılan çalışmalar hiç de kolay değildir. Bu, yüzeylerinden çıkan ışınımın analiz edilmesindeki zorluklardan kaynaklanır. Bunlar; $t \sim 1000$ yıl yaşlarındaki genç pulsarların (örneğin Yengeç, PSR B1509-58) manyetosferlerindeki aktif süreçlerin termal radyasyonu örten güçlü termal olmayan emisyon meydana getirmesi ve $t \geq 10^6$ yıl olan yaşlı pulsarlarda (örneğin PSR B0950+08) pulsar aktivitesinden ötürü sahip oldukları sıcak kutup lekelerinden çıkan ışınımın yıldızın geri kalanından gelen termal radyasyondan daha güçlü olabilmesidir. Bundan başka termal radyasyonun sönük olması ve yıldızlararası ortamda HI kaynaklı absorpsiyon da nötron yıldızlarının yüzey sıcaklığının doğru şekilde ölçülmesinde problem yaratır. Bu yüzden termal radyasyon, yalnızca orta yaşlı ($t \sim 10^4 - 10^6$ yıl) izole nötron yıldızlarında (örneğin Vela, Geminga) güvenle tayin edilebilir.

Doğumundan itibaren nötron yıldızlarının termal evriminin önemli safhalarını şöyle sıralayabiliriz:

- i) Nötron yıldızlarının ömürlerinin başlangıcındaki termal relaksasyon safhasında nötrinolarla enerji kaybı küçük olduğundan yıldızın kabuğu koruna göre çok yavaş soğur. Kabuğun düşük termal iletkenliği kabuk ile kor arasında termal yalıtkanlık oluşturur. Bu yüzden termal relaksasyon safhasında kabuk ile kor birbirlerinden bağımsız olarak soğurlar. Bu safha $t \leq 10-100$ yıl içinde sonlanır ve yüzey sıcaklığı kabuğun termal durumunu yansıtır (Lattimer ve diğ. 1994, Gnedin ve diğ. 2001).
- ii) Süpernova patlamasından ~ 20 s sonra nötron yıldızları nötrinolara geçiş hâle gelir (Shapiro ve Teukolsky 1983). Böylece nötron yıldızları kabuklarında ve korlarında

meydana gelen reaksiyonlar sonucu üretilen nötrinoların taşıdıkları enerji ile birlikte yıldızdan uzaklaşmasıyla (emisyon ile) soğurlar. Yıldızın sıcaklığı düştükçe nötrino süreçlerinin etkinliği azalır. Nötrino emisyonuyla soğuması safhası $t \leq 10^5$ yıl için etkilidir ve nötron yıldızlarında nötrino ışımalarının (lüminoziteleri) foton ışımısından fazla olduğu ($L_\nu \gg L_\gamma$) zamanı kapsar. Bu safhada yüzey sıcaklığı nötron yıldızının iç yapısına hassastır.

iii) Nihai fotonla soğuma safhasında ($L_\nu \ll L_\gamma$, $t \geq 10^5$ yıl) yıldız yüzeyinden foton ışınmasıyla soğur. Bu yüzden sıcaklığın evrimini yıldız yüzeyinin yapısı belirler.

Nötron yıldızlarının soğuması birçok faktörden etkilenir. Bunlar arasında en önemlileri şunlardır:

- Kütlesi,
- Manyetik alanı,
- Yüzey tabakalarının kimyasal bileşimi,
- Yüzeyine yığılmış madde miktarı,
- İçerisinde meydana gelen nötrino üreten reaksiyonlar,
- Isı sığası,
- Termal iletkenlik ve opasite,
- Yeniden ısıtma mekanizmaları,
- Süperakışkanlık. Süperakışkanlığın nötrino emisyonu ve ısı sığası üzerine önemli etkileri olabilir. Ayrıca nötron yıldızlarının soğuması, nükleonların süperakışkanlığa geçiş kritik sıcaklığını belirlemede kullanılabilir (Page ve Applegate 1992).

Soğuma teorilerini gözlemlerle karşılaştırabilmek için nötron yıldızlarının yüzey sıcaklıkları ve yaşları tayin edilmelidir. Nötron yıldızları kompakt cisimler olduklarından, genel rölativitenin etkileri hesaba katılmalıdır. Uzaktaki bir gözlemci tarafından ölçülen (kırmızıya kaymış) yüzey sıcaklığı T_s^∞ ve ışınma güçleri L_γ^∞

$$T_s^\infty = T_s \sqrt{1 - \frac{r_g}{R}} \quad (3.63)$$

$$L_{\gamma}^{\infty} = L_{\gamma} \left(1 - \frac{r_g}{R} \right) \quad (3.64)$$

ifadeleriyle verilir. Burada $r_g = 2GM/c^2 \approx 2.95M/M_{\odot}$ Schwarzschild yarıçapıdır. Termal evrimin rölativistik etkileri içeren denklemleri (Thorne 1977)

$$\frac{e^{-\lambda-2\Phi}}{4\pi r^2} \frac{\partial}{\partial r} (e^{2\Phi} L_r) = -Q + Q_h - \frac{c_T}{e^{\Phi}} \frac{\partial T}{\partial t} \quad (3.65)$$

$$\frac{L_r}{4\pi \kappa r^2} = e^{-\lambda-\Phi} \frac{\partial}{\partial r} (T e^{\Phi}) \quad (3.66)$$

dir. Burada Q emisyon oranı, c_T birim hacim başına ısı sığası, κ termal iletkenlik, L_r yerel ışımaya gücü, Q_h da yeniden ısıtma süreçleri tarafından üretilen enerji oranıdır. Metrik fonksiyonlardan $\Phi(r)$ kütleçekimsel kırmızıya kaymayı, $\lambda(r)$ ise kütleçekimsel bükülmeyi belirler. Böylece termal denge denklemi (Glen ve Sutherland 1980)

$$C(T_i) \frac{dT_i}{dt} = -L_{\nu}^{\infty}(T_i) + L_h^{\infty} - L_{\gamma}^{\infty}(T_s) \quad (3.67)$$

olur. Burada $C(T_i)$ yıldızın ısı sığası, $L_{\nu}^{\infty}(T_i)$ ve $L_{\gamma}^{\infty}(T_s)$ sırasıyla nötrinoların ve fotonların ışımaya gücü ve L_h^{∞} yeniden ısıtma süreçlerinin meydana getirdiği ışımaya gücüdür.

3.2.1. Nötrino Emisyonu ile Soğuma Safhası

Nötrino emisyonu doğumundan itibaren nötron yıldızlarının soğumasını sağlar. Yıldızın korunda ve kabuğunda meydana gelen çeşitli nötrino süreçlerine değinmeden önce bir yıldızın nötron yıldızı oluşturmak üzere çökmesi esnasında ne gibi olayların cereyan ettiğine bakmak yerinde olur (Burrows ve Lattimer 1986). Evrimlerinin sonlarına doğru büyük kütleli yıldızlarda kütleçekim kuvveti, dışa doğru olan basınçtan büyük olduğundan yıldız korunun çökmesi başlar. Bu durumda yıldız maddesi beta dengesine yakındır. Beta dengesi nötron, proton ve elektron kimyasal potansiyellerinin

$$\mu_n = \mu_p + \mu_e \quad (3.68)$$

koşulunu sağlaması demektir. Bu bir nötronu bir proton ile elektrona dönüştürmek ya da tersi durumun gerçekleşmesi için ek bir enerjinin gerekmediği anlamına gelir. Çökme ile birlikte protonlar elektron yakalayarak nötronlara dönüşürler. Çökmeyi takiben bu reaksiyonlarla oluşan nötrinolar saniyeler mertebesinde bir zaman ölçeğinde kor dışına sızarlar. Nötrino emisyonu sonucunda termal büzülme, nötron yıldızlarının doğumundan birkaç yıl sonra $\dot{\Omega}$ de %50-%90 ve Ω dönme oranında ise %20-%25 e kadar değişikliklere yol açabilir. En basit nötrino emisyonu süreçleri nötronun beta bozunması ve yukarıda değindiğimiz protonun elektron yakalaması süreçleridir:

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e \quad (3.69)$$

$$p + e^- \rightarrow n + \nu_e \quad (3.70)$$

Burada n, p, e, ν_e ve $\bar{\nu}_e$ sırasıyla nötron, proton, elektron, elektron nötrinosu ve elektron antinötrinosunu göstermektedir. (3.69) ve (3.70) reaksiyonları doğrudan Urca süreçleri olarak adlandırılır (Shapiro ve Teukolsky 1983). Ancak, doğrudan Urca reaksiyonları nötron yıldızlarının soğuması ile ilgili çalışmaların başladığı 1960'larda standart süreç olarak ele alınmamıştır. Bunun sebebi doğrudan Urca sürecinin gerçekleşme koşullarına bakılarak anlaşılabilir. Reaksiyonun gerçekleşebilmesi için enerji ve momentumun eş zamanlı korunması gereklidir. Momentumun korunumu için kenarlarının uzunlukları elektron, proton ve nötron Fermi momentumları olan bir üçgen oluşturmak mümkün olmalıdır (Shapiro ve Teukolsky 1983). Bir üçgenin herhangi iki kenarının uzunlukları toplamının üçüncü kenarın uzunluğundan büyük olması gerektiğinden,

$$p_{Fp} + p_{Fe} \geq p_{Fn} \quad (3.71)$$

koşulu gerçekleşmelidir. Fermi momentumu cinsinden parçacık sayı yoğunluğu ise

$$n = p_F^3 / 3\pi^2 \hbar^3 \quad (3.72)$$

dir. Nötron yıldızlarında proton kesri düşük olduğundan, (3.71) eşitsizliğinin sağlanamayabileceği düşünülmüştür (Tsuruta 1998). Doğrudan Urca reaksiyonlarının gerçekleşmesi için minimum proton kesrini belirlemeye çalışalım (Lattimer ve diğ. 1991). Eğer nötron yıldızı maddesi sadece elektronlar, protonlar ve nötronlardan oluşmuşsa, yük nötrallığı koşulu $n_p = n_e$ veya $p_{Fp} = p_{Fe}$ verir. Dolayısıyla (3.71) ile verilen eşik koşulu

$$p_{Fp} \geq p_{Fn}/2 \quad (3.73)$$

ya da

$$n_p \geq n_n/8 \quad (3.74)$$

hâline gelir. $n=n_p+n_n$ toplam baryon yoğunluğu olmak üzere proton kesri $x = n_p / n_n \geq 1/9 \approx \%11.1$ ile verilir. Dolayısıyla doğrudan Urca sürecinin gerçekleşmesi için proton kesrinin bu eşik değeri aşması gerekir. Lattimer ve diğ.'nin (1991) gösterdiği gibi iç korda eşik proton kesri değeri aşılabılır. Urca süreci gibi nötrino üreten reaksiyonlarda enerji kaybı miktarı şu tip bir ifadeden yola çıkılarak hesaplanır (Shapiro ve Teukolsky 1983):

$$Q = 2 \int \left[\prod_{j=1}^4 \frac{d^3 p_j}{(2\pi)^3} \right] \frac{d^3 p_e}{2\varepsilon_e (2\pi)^3} \frac{d^3 p_\nu}{2\varepsilon_\nu (2\pi)^3} \varepsilon_\nu \times (2\pi)^4 \delta(E_f - E_i) \delta(\vec{p}_f - \vec{p}_i) \frac{\Xi}{2} \sum_{spin} |M|^2 \quad (3.75)$$

Burada \vec{p}_j nükleonun momentumu, \vec{p}_e ve ε_e elektronun momentumu ve enerjisi, \vec{p}_ν ve ε_ν ise nötrinoların momentumu ve enerjisidir. Delta fonksiyonları $\delta(E_f - E_i)$ ve $\delta(\vec{p}_f - \vec{p}_i)$ sırasıyla enerji ve momentumun korunumunu gösterir. Bunlardan başka Ξ nükleonların blokaj çarpanları, $|M|^2$ karesi alınmış zayıf etkileşme matris elemanıdır. Burada toplam parçacık spinleri üzerinden alınır. Nötron yıldızlarındaki nötronlar, protonlar ve elektronlar kuvvetlice dejenere olduğundan, faz uzayı ayrıştırma yöntemi uygulanabilir (Shapiro ve Teukolsky 1983) ve yukarıdaki ifade şu şekle girer:

$$Q = \frac{1}{4(2\pi)^4} T^8 A I \prod_{j=1}^5 p_{F_j} m_j^* \sum_{spin} |M|^2 \quad (3.76)$$

$$A = 4\pi \left[\prod_{j=1}^5 \int d\Omega_j \right] \delta \left(\sum_{j=1}^5 p_j \right) \quad (3.77)$$

$$I = \int_0^\infty dx_\nu x_\nu^3 \left[\prod_{j=1}^5 \int_{-\infty}^{+\infty} dx_i f_i \right] \delta \left(\sum_{j=1}^5 x_j - x_\nu \right) \quad (3.78)$$

Burada $d\Omega_j \bar{p}_j$ doğrultusundaki katı açı elemanıdır ve A ifadesi parçacık momentumları üzerinden integrasyonu içerir (j=5 elektronu gösterir). Hesaplamalarda parçacık momentumları yerine Fermi momentumları konulur. Nötrino momentumu için $\sim kT/c$ alınır. I ifadesi boyutsuz nötrino enerjisi $x_\nu = p_\nu/T = \varepsilon_\nu/T$ ve diğer parçacık türlerinin boyutsuz enerjisi $x_j = v_{F_j}(p - p_{F_j})/T$ üzerinden integraller içerir ve $f_j = [\exp(x_j) + 1]^{-1}$ dir. m_j^* Fermi yüzeyindeki etkin kütedir. I integralinin ifadesi $I = 11513\pi^8/120960$ dır. Doğrudan Urca reaksiyonları ile üretilen nötrinoların enerjisi (Pethick 1992)

$$Q_\beta = \frac{-2\pi}{\hbar} 2\Sigma G_F^2 \cos^2 \theta_C (1+3g_A^2) n_1(1-n_2)(1-n_3) x \varepsilon_4 \delta^{(4)}(p_1-p_2-p_3-p_4) \quad (3.79)$$

dir. Burada n_i Fermi fonksiyonu, p_i ler dörtlü momentum ve $i=1,2,3,4$ indisleri sırasıyla nötron, proton, elektron ve antinötrino anlamına gelmektedir. ε_4 antinötrino enerjisidir. Öndeki 2 çarpanı nötronun spin durumlarını hesaba katmak amacı ile konulmuştur. Beta bozunması matris elemanı $G_F^2 \cos^2 \theta_C (1+3g_A^2)$ dir. Burada $G_F \approx 1.436 \times 10^{-49}$ erg/cm³ zayıf kuplaj sabiti, $\theta_C \cong 0.239$ Cabibbo açısı ve $g_A \approx -1.261$ aksiyal vektör kuplaj sabitidir. Elektron ve protonlar için blokaj çarpanları $(1-n_2)$, $(1-n_3)$ ile verilir. Bu denklemden integraller nötronların, protonların ve elektronların dejenere oldukları akılda tutularak çözülebilir ve sonuç (Lattimer ve diğ. 1991)

$$Q_{DUrca} = \frac{457\pi}{10080} \frac{G_F^2 \cos^2 \theta_c (1+3g_A^2)}{\hbar^{10} c^5} m_n m_p \mu_e (kT)^6 \Theta_t \quad (3.80)$$

$$\approx 4.00 \times 10^{27} \left(\frac{n_e}{n_0} \right)^{1/3} \frac{m_n^* m_p^*}{m_n^2} T_9^6 \Theta \text{ erg/cm}^3/\text{s}$$

dir. Burada $\Theta(p_e + p_p - p_n)$ eşik çarpanıdır ve parantezin içerisi 0 dan büyükse +1, diğer durumlarda ise 0 dır. $n_0=0.16 \text{ fm}^{-3}$ dür. Parçacık etkileşmeleri bu sonucu birçok yoldan değiştirir. Bunlardan ilki, reaksiyonların nötron ve protonların çıplak kütleleri yerine etkin kütlelerine bağlı olmasıdır. İkincisi, ortamın zayıf etkileşme matris elemanlarını değiştirebilmesidir. (Yakovlev ve diğ. 2001b). Bu etkilerin ışıma gücünü 10 çarpanı kadar azaltması beklenir (Pethick 1992).

Doğrudan Urca emisyonunun sıcaklığa bağlılığı faz uzayı düşüncesinden anlaşılabilir (Lattimer ve diğ. 1991). Nötrino momentumu $\sim kT/c$ olduğundan faz uzayı hacmi $(kT/c)^3$ ile orantılı bir küredir. Reaksiyona katılan nötronlar, protonlar ve elektronlar dejeneredir. Bu yüzden her bir dejenere parçacık reaksiyona $\sim kT$ çarpanı kadar katkı sağlar. Buradan nötron yıldızları doğrudan Urca süreci ile (Pethick 1992)

$$\tau_{\text{Urca}} \sim \frac{1\text{dakika}}{T_9^4} \quad (3.81)$$

zamanda soğurlar. Yani bir nötron yıldızı doğrudan Urca süreci ile 10^9 K 'e dakikalar mertebesinde ve 10^8 K 'e haftalar mertebesinde soğur.

Doğrudan Urca süreci dışında nötron yıldızlarının soğumasına yol açan başka bir etkili reaksiyon daha vardır. Soğuma ile ilgili ilk çalışmalarda kullanılan ve doğrudan Urca sürecine göre bir nükleon daha içeren modifiye Urca süreçleri (nötron ve proton kolları)

$$n+n \rightarrow n+p+e + \bar{\nu}_e \quad (3.82a)$$

$$n+p+e \rightarrow n+n+\nu_e \quad (3.82b)$$

$$p+n \rightarrow p+p+e + \bar{\nu}_e \quad (3.82c)$$

$$p+p+e \rightarrow p+n+\nu_e \quad (3.82d)$$

dir. Bu fazla nükleonların amacı momentumun korunmasını sağlamaktır. Nötron kolu için bu sürecin emisyon oranı (Friman ve Maxwell 1979)

$$\begin{aligned}
Q^{(Mn)} &= \frac{11513}{30240} G_F^2 \cos^2 \theta_C g_A^2 m_n^{*3} m_p^* \left(\frac{f_\pi}{m_\pi} \right)^4 \frac{p_{F_p} (kT)^8}{\hbar^{10} c^8} \alpha_n \beta_n \\
&\approx 8,1 \times 10^{21} \left(\frac{m_n^*}{m_n} \right)^3 \left(\frac{m_p^*}{m_p} \right) \left(\frac{n_p}{n_0} \right)^{1/3} T_9^8 \alpha_n \beta_n \text{ erg / cm}^3 / s
\end{aligned} \tag{3.83}$$

dir. Burada $\alpha, \beta, f_\pi \sim 1$ Friman ve Maxwell'in (1979) hesaplamalarında kullandıkları bir pion değiş-tokuş tansörel etkileşme yöntemindeki parametreler ve m_π pionun kütlesidir. Bu reaksiyonlara toplam beş parçacık katıldığından, faz uzayı tartışmalarıyla emisyonun T^8 ile değiştığı görülebilir. Modifiye Urca süreciyle soğuma için zaman ölçeği (Pethick 1992)

$$\tau_{\text{mod Urca}} \sim \frac{1 \text{ yıl}}{T_9^6} \tag{3.84}$$

dir. Gerçekleşmesi durumunda doğrudan Urca süreci, diğer hâllerde de modifiye Urca süreci nötron yıldızlarında baskın nötrino üreten reaksiyonlardır. Bunlar dışında etkinliği farklı çok sayıda nötrino süreci vardır. Şimdi nötron yıldızlarının kabuğunda ve korunda meydana gelen diğer nötrino reaksiyonlarını ele alalım.

3.2.1.1. Kabukta Meydana Gelen Nötrino Reaksiyonları

Nötron yıldızlarının kabuğunda meydana gelen nötrino üreten reaksiyonlar şunlardır:

- 1)Elektron-pozitron çifti yok olması : $e^- + e^+ \rightarrow \nu + \bar{\nu}$
- 2)Plazmon bozunması: $\gamma \rightarrow \nu + \bar{\nu}$
- 3)Elektron senkrotron nötrino emisyonu: $e^- \rightarrow e^- + \nu + \bar{\nu}$
- 4)Fotonötrino emisyonu: $e^- + \gamma \rightarrow e^- + \nu + \bar{\nu}$
- 5)Elektron-atom çekirdeği bremsstrahlungu: $e^- + (A, Z) \rightarrow e^- + (A, Z) + \nu + \bar{\nu}$
- 6)Nükleonların Cooper çifti oluşturması: $n + n \rightarrow \nu + \bar{\nu}$, $p + p \rightarrow \nu + \bar{\nu}$
- 7)Nötron-atom çekirdeği bremsstrahlungu: $n + (A, Z) \rightarrow n + (A, Z) + \nu + \bar{\nu}$

Her bir reaksiyon için nötron yıldızlarında etkili olduğu koşullar ve enerji kaybı ifadesi verilecektir. Daha ayrıntılı formülasyon ilgili referanslarda bulunabilir.

Elektron-pozitron çifti yok olması süreci en fazla pozitron kesrinin yüksek olduğu düşük yoğunluktaki ve yüksek sıcaklıktaki plazmada etkindir. Bu süreç, sıcaklığı $T \geq 10^{10} K$ ve dejenere olmayan bir plazmada etkilidir (Beudet ve diğ. 1967). Çünkü elektronların dejenere olması durumunda pozitron kesri küçüktür. Elektron-pozitron çifti yok olması için emisyon ifadesi

$$Q^{e^-e^+} = \frac{G_F^2}{\hbar} \left(\frac{m_e c}{\hbar} \right)^9 \frac{x_r^3 t_r^{3/2}}{6\pi^5} \sqrt{2\pi} (C_+^2 + C_-^2) \exp\left(-\frac{2}{t_r}\right) \quad (3.85)$$

dir.

Plazmon bozunması nötron yıldızlarının kabuğundaki yüksek sıcaklıkta ve düşük yoğunluktaki bölgelerde etkindir. Bu süreç için emisyon ifadesi

$$Q^{plazmon} = \frac{G_F^2}{\hbar} \left(\frac{m_e c}{\hbar} \right)^9 \frac{1}{96\pi^4 \alpha_f} I_{pl} \sum_v C_v^2 \quad (3.86)$$

dir. $\rho \geq 10^8 \text{ gr/cm}^3$ için $I_{pl} = t_r^9 (16,23 f_p^6 + 4,604 f_p^{15/2}) \exp(-f_p)$ dir (Yakovlev ve diğ. 2001b). Yüksek sıcaklıklarda $Q^{plazmon} \propto \rho^2$ dir. Düşük sıcaklıklarda ise plazmonların sayısı azdır ve sürecin etkinliği üstel olarak azalır. Bu yüzden plazmon bozunması sadece nötron yıldızlarının soğumasının erken safhalarında etkilidir.

Senkrotron emisyonu güçlü bir \bar{B} manyetik alanında bulunan rölativistik, dejenere elektronların alan çizgileri boyunca dönmeye zorlanması sonucu meydana gelir. Bezchastnov ve diğ. (1997) senkrotron emisyonunu

$$T_p = \frac{3\hbar\omega_B^* x_r^3}{2k} = \frac{3}{2} T_B x_r^3 \approx 2,02 \times 10^9 B_{13} x_r^2 \text{ K} \quad (3.87)$$

$$T_B = \frac{\hbar\omega_B^*}{k} = 1,34 \times 10^9 \frac{B_{13}}{\sqrt{1+x_r^2}} \text{ K} \quad (3.88)$$

ile ayrılan üç sıcaklık bölgesinde Landau seviyelerinin elektronlar tarafından işgal edilmesine bağlı olarak incelemiştir. Yüksek sıcaklık limitinde ($T_p \ll T \ll T_F$) çok yüksek olmayan yoğunluk ve manyetik alanda nötrino emisyonu oranı

$$Q^{\text{senkrotron}} = \frac{2}{189\pi^5} \frac{G_F^2 m_e^2 \omega_B^6 x_r^8 kT}{c^5 \hbar^4} (25C_+^2 - 21C_-^2) \quad (3.89)$$

dir. Orta sıcaklık limitinde ($T_B \leq T \ll T_p$ ve $T \ll T_F$) ise ifade

$$Q^{\text{senkrotron}} = \frac{2\zeta(5)}{9\pi^5} \frac{e^2 G_F^2 B^2}{c^7 \hbar^8} C_+^2 (kT)^5 \approx 9,04 \times 10^{14} B_{13}^2 T_9^5 \text{ erg} / \text{cm}^3 / \text{s} \quad (3.90)$$

şeklinindedir. Burada $\zeta(5) = 1,037$ dir. $T \leq T_B$ düşük sıcaklık limitinde ise senkrotron emisyonu üstel olarak azalır. Bu süreç $B \geq 10^{13} G$ ve $\rho = 10^8 - 10^9 \text{ gr} / \text{cm}^3$ için herhangi bir sıcaklık değerinde kabukta önemli olabilir.

Fotonötrino emisyonu nötron yıldızlarının soğumasında etkili değildir. Ek bir elektronun varlığı sıcak, düşük yoğunluklu bir plazmada fotonötrino emisyonunu plazmon bozunmasına göre daha etkin yapsa da bu süreç soğuk, yüksek yoğunluklu bir plazmada etkili değildir (Itoh ve diğ. 1996).

Elektron-atom çekirdeği bremsstrahlungu elektronların bir Coulomb sıvısı ya da atom çekirdeklerinden bir kristalle etkileşmesi ile nötrino çifti meydana getirmesi reaksiyonudur. Bu süreç nötron yıldızlarının kabuğundaki en büyük enerji kaybı mekanizmalarından biridir. Bremsstrahlung ile elektronların atom çekirdekleri ile elektromanyetik etkileşmesi kastedilmektedir. Bremsstrahlung Coulomb kristalinde Coulomb sıvısına göre yapısal olarak farklıdır. Kabuk kristalinde sürece elektron-fonon saçılması ve statik örgü katkısı (elektronların Bragg kırılması) olmak üzere iki katkı vardır (Pethick ve Thorsson 1997). Elektron-atom çekirdeği bremsstrahlungundan nötrino emisyon oranı (Haensel ve diğ. 1996)

$$Q_{bremsstrahlung}^{e^-(A,Z)} = \frac{8\pi G_F^2 Z^2 e^4 C_+^2}{567\hbar^9 c^8} (kT)^6 n_i L \approx 3,23 \times 10^{17} \rho_{12} Z Y_e T_9^6 L \text{ erg/cm}^3/\text{s} \quad (3.91)$$

dır. Burada n_i iyonların sayı yoğunluğu, $Y_e = n_e/n_b$ baryon başına elektron sayısı, L boyutsuz bir fonksiyondur. Kaminker ve diğ. (1999b) $10^9 \text{gr/cm}^3 \leq \rho \leq 1,4 \times 10^{14} \text{gr/cm}^3$ ve $5 \times 10^7 \text{K} \leq T \leq 2 \times 10^9 \text{K}$ için yaptıkları hesaplamalarda

$$\log Q_{bremsstrahlung}^{e^-(a,Z)} = 11,204 + 7,304\tau + 0,2976r - 0,370\tau^2 + 0,188\tau r - 0,103r^2 + \quad (3.92)$$

$$+ 0,0547\tau^2 r - 6,77 \log(1 + 0,228\rho/\rho_0)$$

bulmuşlardır. Burada $\tau = \log T_8$, $r = \log \rho_{12}$ dir. Bu süreç $T \leq 10^9 \text{K}$ için nötron yıldızının kabuğundaki en önemli nötrino mekanizmalarındandır.

Nötronların Cooper çifti oluşturması nötrino emisyonu için bir başka mekanizmadır. Bu mekanizma Flowers ve diğ. (1976) tarafından önerilmiştir. Bu süreç sonunda meydana gelen enerji kaybı oranı $\text{erg/cm}^3/\text{s}$ biriminde

$$\dot{E}_{cooper} = \frac{64}{15\pi^3} \left(\frac{G_F g_n}{\sqrt{2}} \right) v(0) (kT)^7 F(\beta\Delta) \quad (3.93)$$

$$= 4.88 \times 10^{27} T_{10}^7 (m^*/m)^2 (v_n/c) F(\beta\Delta)$$

dir. Burada G_F zayıf etkileşmeler için Fermi sabiti, $g_n=1/2$ nötronlar için indirgenmiş zayıf nötral akımı kuplaj sabiti, Δ süperakışkan enerji aralığı, v_n nötronların Fermi hızı, k_n nötronların Fermi dalga sayısı ve m^* etkin kütlesi olmak üzere $v(0)=m^*k_n\pi^{-2}$ ve $F(\beta\Delta \equiv \Delta/kT)$ 1S_0 veya 3P_2 kanalında süperakışkan olma durumuna göre farklı değerler alan düzeltme çarpanıdır. Bu süreç $T < T_{kr}$ için sıcaklık düşükçe artan nötrino emisyonu verir, $T \sim 0,8T_{kr}$ 'de maksimum olur ve daha sonra üstel olarak azalır (Yakovlev ve diğ. 1999a). Maksimum emisyon oranı çok büyüktür ve elektron-atom çekirdeği bremsstrahlungu tarafından üretileni 2-3 merteye aşabilir. Nötrino emisyonu kuvvetli olabilmesine rağmen bunu gerçekleştiren bölge çok küçüktür. Bundan başka protonların çift oluşturmasından dolayı nötrino emisyonu da vardır (Kaminker ve diğ. 1999a).

Nötron-atom çekirdeği bremsstrahlungu süreci yalnızca Flowers ve Sutherland (1977) tarafından göz önüne alınmıştır ve nötrino emisyonu oranı

$$\begin{aligned}
 Q^{\text{nötron-iyon}} &= \frac{G_F^2}{63^2 \hbar^9 c^6} \left(1 + \frac{11}{5} g_A^2\right) \mathfrak{S}_\nu n_i \left(\frac{p_{F_n}}{m_n^* c}\right)^2 (p_{F_n}^2 \sigma_{tr}) (kT)^6 \\
 &\approx 5,5 \times 10^{18} \mathfrak{S}_\nu \rho_{14} \left(\frac{200}{A}\right) \left(\frac{m_n}{m_n^*}\right)^2 \left(\frac{n_n}{n_0}\right)^{2/3} \left(\frac{p_{F_n}^2 \sigma_{tr}}{\hbar^2}\right) T_9^6 \text{ erg} / \text{cm}^3 / \text{s}
 \end{aligned} \tag{3.94}$$

dir. Burada $R_i = 1,4 \times A^{1/3}$ fm atom çekirdeği yarıçapı, η 1/4-1 aralığında değişen ve nötronların elastik saçılması-atom çekirdeği tarafından tamamen absorpsiyonunu belirleyen parametredir. Flowers ve Sutherland (1977) $p_{F_n}^2 \sigma_{tr} / \hbar^2 = 4\pi\eta p_{F_n} R_i / \hbar$ almışlardır. Süperakışkanlığın yokluğunda bu süreç kabukta önemli olabilir. Ancak süperakışkanlık ihmal edilebilir emisyon verir.

3.2.1.2. Korda Meydana Gelen Nötrino Reaksiyonları

Nötron yıldızlarının korlarında meydana gelen başlıca nötrino üretim mekanizmaları; doğrudan Urca, modifiye Urca, baryon ve Coulomb bremsstrahlungu, elektron-manyetik akı tüpü saçılması reaksiyonlarıdır. Doğrudan Urca ve modifiye Urca süreçlerini daha önceden incelemiştik. Bu yüzden burada diğer reaksiyonları göz önüne alacağız.

Baryon-baryon bremsstrahlungu nötronlar ve protonların güçlü etkileşmelerini içerir. $n + n \rightarrow n + n + \nu + \bar{\nu}$, $n + p \rightarrow n + p + \nu + \bar{\nu}$, $p + p \rightarrow p + p + \nu + \bar{\nu}$ reaksiyonlarından herhangi biri nötron yıldızlarının korunda meydana gelebilir. Bu reaksiyonların emisyon ifadeleri (Friman ve Maxwell 1979, Yakovlev ve Levinfish 1995)

$$\begin{aligned}
 Q^{(nn)} &= \frac{41}{14175} \frac{G_F^2 g_A^2 m_n^{*4}}{2\pi \hbar^{10} c^8} \left(\frac{f^\pi}{m_\pi}\right)^4 p_{F_n} \alpha_{nn} \beta_{nn} (kT)^8 \mathfrak{S}_\nu \\
 &\approx 7,5 \times 10^{19} \left(\frac{m_n^*}{m_n}\right)^4 \left(\frac{n_n}{n_0}\right)^{1/3} \alpha_{nn} \beta_{nn} \mathfrak{S}_\nu T_9^8 \text{ erg} / \text{cm}^3 / \text{s}
 \end{aligned} \tag{3.95}$$

$$\begin{aligned}
Q^{(np)} &= \frac{82}{14175} \frac{G_F^2 g_A^2 m_n^{*2} m_p^{*2}}{2\pi\hbar^{10} c^8} \left(\frac{f^\pi}{m_\pi}\right)^4 p_{F_p} \alpha_{np} \beta_{np} (kT)^8 \mathfrak{S}_v \\
&\approx 1,5 \times 10^{20} \left(\frac{m_n^* m_p^*}{m_n m_p}\right)^2 \left(\frac{n_p}{n_0}\right)^{1/3} \alpha_{np} \beta_{np} \mathfrak{S}_v T_9^8 \text{ erg/cm}^3 / s
\end{aligned} \tag{3.96}$$

$$\begin{aligned}
Q^{(pp)} &= \frac{41}{14175} \frac{G_F^2 g_A^2 m_p^{*4}}{2\pi\hbar^{10} c^8} \left(\frac{f^\pi}{m_\pi}\right)^4 p_{F_p} \alpha_{pp} \beta_{pp} (kT)^8 \mathfrak{S}_v \\
&\approx 7,5 \times 10^{19} \left(\frac{m_p^*}{m_p}\right)^4 \left(\frac{n_p}{n_0}\right)^{1/3} \alpha_{pp} \beta_{pp} \mathfrak{S}_v T_9^8 \text{ erg/cm}^3 / s
\end{aligned} \tag{3.97}$$

dir. $\rho = \rho_0$ için $\alpha_{nn} = 0.59$, $\beta_{nn} = 0.56$, $\alpha_{np} = 1.06$, $\beta_{np} = 0.66$, $\alpha_{pp} = 0.11$, $\beta_{pp} = 0.7$ dir. Baryon-baryon bremsstrahlungu modifiye Urca sürecine göre iki merteye daha az etkilidir.

Coulomb bremsstrahlungu yüklü parçacıkların Coulomb etkileşmelerini içerir. Bu reaksiyonlar arasında en önemlisi elektronların protonlarla çarpışması



reaksiyonudur ve emisyon oranı (Kaminker ve Haensel 1999)

$$\begin{aligned}
Q^{(ep)} &= \frac{41\pi^4 G_F^2 e^4 C_+^2 m_p^{*2}}{11340\hbar^9 c^8 y_s p_{F_e}^4} n_p (kT)^8 \\
&\approx \frac{3,7 \times 10^{14}}{y_s} \left(\frac{m_p^*}{m_p}\right)^2 \left(\frac{n_0}{n_p}\right)^{1/3} T_9^8 \text{ erg/cm}^3 / s
\end{aligned} \tag{3.99}$$

dir. Burada $C_+^2 = \sum_\nu (C_V^2 + C_A^2) \approx 1,678$ ve perdeleme ile ilgili y_s parametresi j 1/2 spinli, yüklü fermiyonlar üzerinden toplam olmak üzere

$$y_s^2 = \frac{e^2}{\pi\hbar c} \sum_j \frac{m_j^* p_{F_j}}{m_e^* p_{F_e}} \tag{3.100}$$

dir. Elektron-proton bremsstrahlungunun nötrino emisyonu nükleon-nükleon bremsstrahlungundan birkaç mertebe zayıftır. Elektron-elektron çarpışmaları için nötrino emisyon oranı ise (Kaminker ve Haensel 1999)

$$Q^{(ee)} = \frac{41\pi^4 G_F^2 e^4 C_+^2}{7560 \hbar^9 c^{10} y_s P_{F_e}} n_e (kT)^8 \quad (3.101)$$

$$\approx \frac{0,69 \times 10^{14}}{y_s} \left(\frac{n_e}{n_0} \right)^{1/3} T_9^8 \text{ erg/cm}^3 / s$$

dir.

Elektronların (e) nötron yıldızlarının korundaki manyetik akı tüplerinden (f) saçılması

$$e^- + f \rightarrow e^- + f + \nu + \bar{\nu} \quad (3.102)$$

nötrino emisyonunu meydana getirir. Bu reaksiyon Kaminker ve diğ. (1997) tarafından ele alınmıştır. Bu sürecin emisyon ifadesi

$$Q^{e\text{-akı tüpü}} = \frac{G_F^2 e^2 \phi_o C_+^2}{2268 \hbar^9 c^8} (kT)^6 q_0 \mathfrak{S}_\nu L \quad (3.103)$$

$$\approx 2,66 \times 10^{16} B_{13} T_9^6 \left(\frac{n_p m_p}{n_0 m_p^*} \right)^{1/2} \alpha_T L \text{ erg/cm}^3 / s$$

dir ve süperiletkenliğe bağlıdır. Elektron akı tüpü saçılması $B \geq 10^{12} G$ için baskın olur.

3.2.1.3. Egzotik Hâllerle Soğuma

Nötron yıldızlarının iç korundaki egzotik madde fazları (pion yoğunlaşması, kaon yoğunlaşması, kuvark maddesi ve hiperon maddesi) doğrudan Urca süreciyle karşılaştırılabilir hızlı nötrino emisyonuna yol açar (Prakash ve diğ. 1992).

Bahcall ve Wolf (1965) pionlardan Bose yoğunlaşması durumunu ele almışlar ve bunun modifye Urca süreci ile karşılaştırıldığında daha büyük nötrino emisyonuna yol açabileceği sonucuna varmışlardır. Pion yoğunlaşması ile nötrino emisyonu oranı

nükleonlar için doğrudan Urca sürecine benzer bir tartışma ile hesaplanabilir (Maxwell ve diğ. 1977). Pion yoğunlaşmasının şiddeti bir θ_π açısı tarafından ölçülür ve emisyon oranı doğrudan Urca süreci cinsinden (Maxwell ve diğ. 1977)

$$Q^{(\pi)} = Q^{(DU)} \left(\frac{m_n^*}{m_p^*} \right) \left(\frac{\mu_\pi^2}{k_\pi m_e^*} \right) \frac{\theta_\pi^2}{16} \left[1 + \left(\frac{g_A k_\pi}{\mu_\pi} \right)^2 \right] \quad (3.104)$$

dir. Tipik değerler için pion yoğunlaşmasının nötrino emisyonu oranı doğrudan Urca sürecinden bir merteye azdır.

Yoğun maddenin bir diğer muhtemel egzotik durumu kaon yoğunlaşmasıdır. Bu durumda nötrino emisyonu oranı (Brown ve diğ. 1988)

$$Q^{(K)} = Q^{(DU)} \left(\frac{m_n^*}{m_p^*} \right) \frac{\theta_K^2}{16} \tan^2 \theta_c \quad (3.105)$$

dir. Burada θ_K kaon yoğunlaşma açısıdır ve pion yoğunlaşması için olan θ_π 'ye benzerdir. $\theta_K \approx 0.1$ için kaon yoğunlaşması nötrino emisyonu oranı doğrudan Urca sürecininin yaklaşık binde biri civarındadır.

Yüksek yoğunluklarda madde için bir başka olasılık kuvark maddesidir. Bu durumun nötrino üreten reaksiyonları Iwamoto (1980) tarafından ele alınmıştır. Temel süreçler

$$d \rightarrow u + e^- + \bar{\nu}_e \quad (3.106)$$

$$u + e^- \rightarrow d + \nu_e \quad (3.107)$$

şeklindedir. Kuvark maddesinin meydana getirdiği nötrino emisyonu oranı (Iwamoto 1980)

$$Q^{(Dd)} = \frac{914 G_F^2 \cos^2 \theta_c}{315 \hbar^{10} c^6} \alpha_c p_{F_d} p_{F_u} p_{F_e} (kT)^6 \quad (3.108)$$

dir. p_{Fu}/c ve p_{Fd}/c m_n den az ve α birim mertebesinde olduğundan, kuvark maddesinin nötrino emisyonunun düşük olması beklenir.

Egzotik hâller için bir başka örnek hiperonlardır (Haensel ve Gnedin 1994, Schaab ve diğ. 1998). Nükleer madde yoğunluğunun yukarısında Λ ve Σ^- hiperonları ortaya çıkabilir. Bu hiperonlar

$$\Lambda \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e \quad (3.109)$$

$$\Sigma^- \rightarrow n + e^- + \bar{\nu}_e \quad (3.110)$$

reaksiyonlarını meydana getirebilirler. Nükleonlar için doğrudan Urca sürecinde olduğu gibi bu süreçler Fermi momentumlarının üçgen eşitsizliğini sağlaması şartıyla izinlidirler. Bundan başka hiperon Urca süreçlerinde acayıplıkta değişme vardır. Böylece nötrino emisyonları $\sin^2\theta_C$ ile orantılıdır ve doğrudan Urca sürecinin onda birinden daha azdır. Buna rağmen hiperon Urca süreçleri tüm sıcaklıklarda modifiye Urca sürecinden daha etkilidir.

3.2.1.4. Süperakışkanlığın Nötrino Emisyonuna Etkileri

Nötron yıldızlarının kabuklarında ve korlarında meydana gelen nötrino üreten süreçler reaksiyonlara katılan baryonların süperakışkanlığından kuvvetlice etkilenir, hatta bazı durumlarda etkisiz olurlar. Şimdi süperakışkanlığın nötrino reaksiyonlarına etkilerini ve getirdiği düzeltme (indirgenme) çarpanlarını görelim.

Öncelikle süperakışkanlık sebebiyle doğrudan Urca sürecinin nasıl değiştiğine bakalım. Levinfish ve Yakovlev (1994) 1S_0 süperakışkanlığı (A), 3P_2 ($m_j=0$) süperakışkanlığı (B), 3P_2 ($m_j=2$) süperakışkanlığı (C) için indirgenme faktörlerinin aşağıdaki analitik fonksiyonlarla ifade edilebileceğini bulmuşlardır:

$$R_A^{(DU)} = \frac{252}{457\pi^6} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \nu^{5,5} \exp(-\nu) = \frac{0,0163}{\tau^{5,5}} \exp\left(-\frac{1,764}{\tau}\right) \quad (3.111)$$

$$R_B^{(DU)} = \frac{126}{457\pi^5 \sqrt{3}} \nu^5 \exp(-\nu) = \frac{0,00123}{\tau^5} \exp\left(-\frac{1,188}{\tau}\right) \quad (3.112)$$

$$R_C^{(DU)} = \frac{6029\pi^2}{5484\nu^2} = 2,634\tau^2 \quad (3.113)$$

Burada $\tau = \frac{T}{T_{kr}}$ ve $\nu = \frac{\Delta(T)}{kT}$ dir. Süperakışkanlık nötrino emisyonunu üstel olarak azaltır. Son ifadedeki indirgeme faktörünün güç kanunu şeklinde oluşu enerji aralığının C modeli için $\vartheta = 0$ ve π de düğümlere sahip olmasından kaynaklanır.

Modifiye Urca reaksiyonları durumunda ise süperakışkanlık için indirgenme faktörleri (Yakovlev ve Levinfish 1995)

$$R_{pA}^{(Mn)} = \frac{72\sqrt{2\pi}}{11513\pi^8} \nu^{7,5} \exp(-\nu) = \frac{1,166 \times 10^{-4}}{\tau^{7,5}} \exp\left(-\frac{1,764}{\tau}\right) \quad (3.114)$$

$$R_{pA}^{(Mp)} = \frac{120960}{11513\pi^8} \zeta \nu^7 \exp(-2\nu) = \frac{0,00764}{\tau^7} \exp\left(-\frac{3,528}{\tau}\right) \quad (3.115)$$

$$R_{nB}^{(Mp)} = \frac{72}{11513\pi^7\sqrt{3}} \nu^7 \exp(-\nu) = \frac{3,99 \times 10^{-6}}{\tau^7} \exp\left(-\frac{1,188}{\tau}\right) \quad (3.116)$$

$$R_{nB}^{(Mn)} = \frac{120960}{11513\pi^8} \frac{2}{3\sqrt{3}} \zeta \nu^6 \exp(-2\nu) = \frac{1,156 \times 10^{-4}}{\tau^6} \exp\left(-\frac{2,376}{\tau}\right) \quad (3.117)$$

dir. Burada $\zeta = 0,130$ dir. Ayrıca $R_{nA}^{(Mp)}(\nu_A) = R_{pA}^{(Mn)}(\nu_A)$ ve $R_{nA}^{(Mn)}(\nu_A) = R_{pA}^{(Mp)}(\nu_A)$ dır.

Çeşitli baryon çarpışmaları için süperakışkanlıktan ötürü indirgenme faktörleri ise (Gusakov 2002)

$$R_{pA}^{(np)} = \frac{945}{164\pi^8} \zeta_1 \nu \exp(-\nu) = \frac{0,910}{\tau} \exp\left(-\frac{1,764}{\tau}\right) \quad (3.118)$$

$$R_{pA}^{(pp)} = \frac{8505}{41\pi^6} \nu^2 \exp(-2\nu) = \frac{0,671}{\tau^2} \exp\left(-\frac{3,528}{\tau}\right) \quad (3.119)$$

şeklindedir. Burada $\zeta_1 \approx 849$ dur. Ayrıca $R_{nA}^{(np)}(\nu_A) = R_{pA}^{(np)}(\nu_A)$ ve $R_{nA}^{(nm)}(\nu_A) = R_{pA}^{(pp)}(\nu_A)$ dir.

3.2.1.5. Manyetik Alanın Nötrino Emisyonuna Etkileri

Manyetik alan, nötrino emisyonunun spektrumunu anizotropik yapar. Manyetik alan doğrudan Urca sürecinin eşik değerini değiştirerek alan olmaması ($B=0$) durumunda gerçekleşmeyecek reaksiyonu işler kılar. Manyetik alanın varlığında doğrudan Urca reaksiyonuna gelen indirgenme çarpanının yaklaşık ifadeleri (Baiko ve Yakovlev 1999)

$$R_B^{(DU)} = \left\{ \begin{array}{ll} 1 - \frac{\cos\varphi}{(0,5816 + |x|)^{1,192}}, & -20 \leq x \leq 0 \\ \frac{3x + 6,8}{(x_c + 6,8)(3 + x\sqrt{12})} \exp\left(-\frac{x_c}{3}\right), & 0 < x \end{array} \right\} \quad (3.120)$$

dir. Bu ifadelerde

$$x = \frac{p_{F_n}^2 - (p_{F_p} + p_{F_e})^2}{p_{F_p}^2 N_{F_p}^{-2/3}} \quad (3.121)$$

$$\varphi = \frac{1,211 + 0,4823|x| + 0,8453|x|^{2,533}}{1 + 1,438|x|^{1,209}} \quad (3.122)$$

ve $x_c = x\sqrt{x + 0,4176}$ dir. Yukarıdaki ifadelerde $N_p = p_{p\perp}^2 / (2eB)$ ve $N_e = p_{e\perp}^2 / (2eB)$ sırasıyla Landau seviyelerini işgal eden proton ve elektronların sayısıdır. Doğrudan Urca eşığının manyetik genişlemesi $x \leq 10$, yani $\Delta p / p_{F_n} \leq N_{F_p}^{-2/3}$ için başlayacaktır. Örnek olarak $N_{F_p} \sim 300$ ve $\Delta p / p_{F_p} \leq 1/25$ ise $B = 10^{16} G$ 'luk bir manyetik alan $B=0$ durumunda gerçekleşmeyen doğrudan Urca reaksiyonlarını işler kılar.

3.2.2. Foton Yayınlanması ile Soğuma Safhası

Nötrino emisyonu ile soğuma nötron yıldızının sıcaklığı düştükçe ve $\sim 10^5$ yıla gelindiğinde etkisini kaybeder. Yerini fotonla soğuma safhası alır. Foton yayınlanması ile soğuma safhasında nötron yıldızının yüzeyi kritik bir öneme sahip olduğundan yüzey tabakasının fiziksel yapısına değinmekte fayda vardır. Yaşlı nötron yıldızlarında ısıca yalıtkan yüzey tabakası aşırı ince hâle gelir (Tsuruta 1998). Yıldız yüzeyine yığılmış zarf H, He, C, O ve Fe şeklinde bir tabakalar serisi olarak modellenir. Nötron yıldızı zarfı boyunca ısı esas olarak yüksek yoğunluklarda elektronlar ve yüzey yakınında fotonlar tarafından taşındığından, termal iletkenliği ve opasiteyi radyatif (r) ve elektron (e) bileşenleri cinsinden $\kappa = \kappa_r + \kappa_e$, $K^{-1} = K_r^{-1} + K_e^{-1}$ şeklinde ayırmak doğru olur. Elektronların dejenere olmadığı yıldızın dış katmanlarında termal iletkenlik radyatifdir. Kabuğun daha derinlerinde termal iletkenlik elektronlar tarafından sağlanırken, korda elektronlar, nötronlar ve diğer baryonlardan gelir (Potekhin ve diğ. 1997).

Foton yayınlanması ile soğuma safhasında yıldızın yüzeyini örten bir zarfın (ya da atmosferin) ve manyetik alanın aldığı ışınımı yıldızın yüzeyinden çıkan gerçek ışınımından farklılaştırması, hatta anizotropik yapması gibi etkileri vardır. Bu yüzden de örtücü bir zarfın ve manyetik alanın nötron yıldızının soğumasına etkileri ayrıca ele alınmalıdır.

3.2.3. Örtücü bir zarfın ve Manyetik Alanın Soğumaya Etkileri

Öncelikle örtücü bir zarfın ya da atmosferin özelliklerini ve soğumaya etkilerini göz önüne alalım. Nötron yıldızını örten bir zarfın soğumayı etkileyebilecek parametreleri; yığılmış madde ve miktarı, kuvantize manyetik alandaki termal iletkenlik, kuvvetli manyetik alanda radyatif opasite ve durum denklemdir.

Bir nötron yıldızının termal spektrumu bir kara cisim ya da atmosfer modeli (manyetik alanlı olsun ya da olmasın) spektrumu ile sağlanır. Nötron yıldızlarında böyle bir atmosfer ciddi olarak ilk kez Romani (1987) tarafından çalışılmıştır. En ayrıntılı çalışılan atmosfer modelleri hidrojenden oluşmuş olanlardır. Hidrojen atmosferi modellerinden tahmin edilen T_s değerleri bir kara cisim spektrumu kullanılarak elde edilenin yarısı kadardır. Demir atmosferinin davranışı kara cisme yakındır, fakat ilave

spektral çizgiler vardır (Mori ve Ho 2007). Mevcut teorik atmosfer modelleri özellikle soğuk ($T_s < 10^6$ K) ve yüksek manyetik alanlı ($B \geq 10^{12}$ G) nötron yıldızlarında başarılı değildir (Potekhin ve diğ. 2003).

Şimdi böyle örtücü bir zarfın termal evrim çalışmalarında nasıl değerlendirildiğine bakalım. Bir nötron yıldızında örtücü zarf $R_b \leq R$ yarıçapında alınır. Bu R_b sınır yarıçapı $\rho \sim 10^{10}$ g/cm³ (yüzeyin ~100 metre altında) yoğunluğa karşılık gelir (Potekhin ve diğ. 1997). T_s yüzey sıcaklığını zarfın T_b sıcaklığına ilişkilendirmek için örtücü zarf düzlem paralel atmosfer yaklaşımında çalışılır. Böylece bir boyutlu yaklaşımda ısı difüzyon denklemi elde edilir:

$$F = \kappa \frac{dT}{dz}, \quad \kappa = \frac{16\sigma T^3}{3K\rho} \quad (3.123)$$

Burada K ortalama opasite, z derinlik, κ yüzey normal boyunca termal iletkenlik ve σ Stephan-Boltzman sabitidir. Van Riper (1988) sıcaklık gradyentinin yüzey sıcaklığına bağlılığını

$$\frac{d \log T}{d \log P} = \frac{3}{16} \frac{PK}{\rho} \frac{T_s^4}{T^4} \quad (3.124)$$

bulmuştur. $T_s \geq 2 \times 10^5$ K için demirden bir zarfta $T_s - T_b$ ilişkisi Gudmundsson ve diğ. (1983) tarafından elde edilmiştir:

$$T_b = 1.288 \times 10^8 \left(\frac{T_s^4}{g_{14}} \right)^{0.455} \text{ K} \quad (3.125)$$

Burada g_{14} yüzey gravitesi $g = GMe^{-\Phi(R)}/R^2$ 'nin 10^{14} birimindeki değeridir.

Potekhin ve diğ. (1997) esas olarak hidrojen ve helyumdan oluşan yığılma sonucu meydana gelmiş hafif elementlerden ince bir tabakayı ele almışlardır. $\rho > 10^{10}$ g/cm³'de hafif elementlerin nükleer yanmasından dolayı zarfının kütlesi $\Delta M \leq 10^{-7} M_\odot$ ile

sınırlanmıştır. Potekhin ve diğ. (2003) $10^{-6}M_{\odot} \leq M \leq 10^{-7}M_{\odot}$ kadar az miktarda yığılmış maddenin yüksek T_s değeri vereceğini bulmuşlardır. Bunun sonucunda yıldız lüminozitesi nötrino ile soğumanın baskın olduğu erken safhalarda yüksek, sonraki fotonla soğuma safhasında düşüktür. Bu çalışmadan çıkan önemli bir sonuç soğumanın hidrojenenden oksijene kadar elementlerin toplam kütlesi ΔM 'ye bağlı olması ve tüm hidrojen helyum ile değiştirildiğinde $T_b - T_s$ ilişkisinin değişmemesidir.

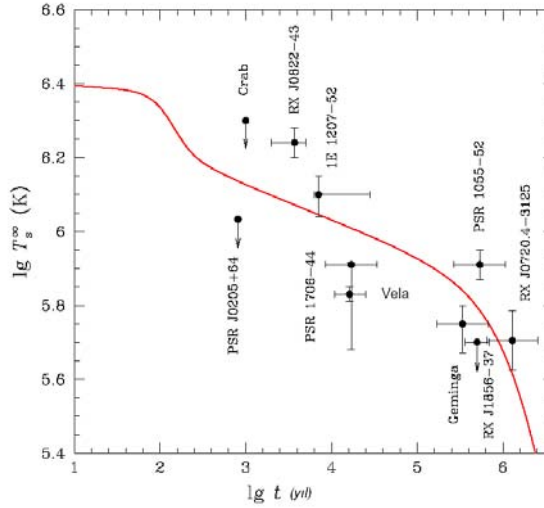
Şimdi manyetik alanın örtücü zarfa ve nötron yıldızının soğumasına etkilerini ele alalım. Manyetik alan yüzey tabakalarının termal iletkenliğini etkiler ve özellikle de anizotropik olmasına yol açar. Etki iki türdür (Yakovlev ve Pethick 2004):

- 1) Klasik etkiler manyetik alana dik doğrultudaki elektronların siklotron hareketiyle meydana gelir. Bu etkiler manyetik alana çapraz doğrultuda elektron termal iletkenliğini azaltır. Sonuçta ekvatorial bölgeler ısıyı daha az iletir ve etkin sıcaklık düşer.
- 2) Kuantum etkileri elektron hareketinin Landau seviyelerine kuantizasyonu ile ilişkilidir. Dejenere elektronların boylamsal termal iletkenliğinin artırır. Bu etki manyetik kutuplar yakınında önemlidir. Kuantum etkileri yüzey sıcaklığını artırır.

$B \leq 10^{13}$ G'luk manyetik alan sıcak bir nötron yıldızının örtücü zarfını ısıca daha az iletken yapar. Bu T_s 'yi nötrino soğuması safhasında düşürür ve foton soğuması süresince artırır. Karşıt olarak $B \geq 10^{13}$ G'luk güçlü bir manyetik alan örtücü zarfı ısıca daha iyi iletken yapar. Böylece T_s yüzey sıcaklığını nötrino soğuması safhasında artarken, fotonla soğuma safhasında düşer (Potekhin ve Yakovlev 2001).

3.2.4. Nötron Yıldızlarının Soğuması için Süperakışkan Olmayan Modeller ve Proton Süperiletkenliği ile Nötron Süperakışkanlığının Soğumaya Etkileri

Süperakışkan olmayan nötron yıldızları için modifiye Urca ve doğrudan Urca süreçlerinden kaynaklanan yavaş ve hızlı soğuma vardır. Eğer doğrudan Urca reaksiyonları gerçekleşmiyorsa nötron yıldızlarının soğuma eğrileri kütleden bağımsız olup, neredeyse aynıdır (Page ve Applegate 1992). Örnek bir soğuma eğrisi Şekil 3.9'da verilmiştir. Süperakışkan olmayan modeller nötron yıldızlarının soğumasını açıklamakta başarılı değildir.



Şekil 3.9: Süperakışkan olmayan bir nötron yıldızı modeli için standart soğuma eğrisi. Yakovlev ve Pethick (2004)’den alınmıştır.

Nötron yıldızlarının soğumasıyla ilgili bir başka düşünce Page ve diğ. (2004) tarafından geliştirilmiş minimal soğuma paradigmasıdır. Minimal soğuma paradigması yüklü mezon yoğuşmaları, hiperonlar ve kuvark maddesi gibi egzotik madde hâllerinin iç korda bulunmadığını varsayar. Bununla beraber simetri enerjisinin yoğunlukla artışının yeterince yavaş olduğunu, yani nükleon doğrudan Urca sürecinin yasaklanmış olduğunu farz eder. Böylece bu model “Standart Soğuma”nın modern bir versiyonu olarak görülebilir, fakat aralarında nükleonların çift oluşturma etkilerinin (özellikle Cooper çifti oluşumu) hesaba katılması gibi önemli fark vardır. Bu modelde korda meydana gelen nötrino üreten reaksiyonlar modifiye Urca süreçlerinin proton ile nötron kolu ve daha az etkili nötron-nötron, nötron-proton ve proton-proton bremsstrahlung süreçleridir. Minimal soğumanın öngörülmesi hafif element zarfları ile birlikte değerlendirildiğinde PSR B1055-52 ve RX J0720.4-3125 pulsarları tahminlere göre sıcaktırlar. Bundan dolayı bu pulsarlarda içsel ısıtma olmalıdır. Vela ve PSR B1706-44 pulsarları ise çok soğuktur ve zenginleşmiş nötrino emisyonuna ihtiyaç duyarlar. PSR J0205+6449 ve RX J0007.0+7302 pulsarları ise minimal soğuma modeliyle açıklanamamaktadır.

Nötron yıldızlarında süperakışkanlığın en önemli etkilerinden biri ısı sığasına katkısıdır. Süperakışkanlığın yokluğunda birim hacim başına ısı sığası $c = m^* p_{Fk}^2 T / (3\hbar^3)$ dir. Süperakışkan olmayan bir korda ısı sığasına esas katkı nötronlardan gelirken, protonlarla elektronların katkıları sırasıyla $\sim 25\%$ ve $\sim 5\%$ tir. Sıcaklık süperakışkanlığa geçiş kritik sıcaklığının aşağısına düştüğünde ısı sığası önce süresiz olarak sıçrar (2.2-

2.4 çarpanıyla), fakat $T \ll T_{kr}$ 'de kuvvetlice azalır (Yakovlev ve diğ. 1999b). Nükleonların süperakışkanlığı ısı sığasını indirger ve soğumayı hızlandırır.

Kaminker ve diğ. (2001) proton süperakışkanlığa geçiş için maksimum kritik sıcaklığı $T_{kr}(\rho) \sim 5 \times 10^9$ K ve nötron süperakışkanlığına geçiş sıcaklığı $T_{kr} < 10^8$ K olarak zayıf ya da hiç nötron süperakışkanlığı olmaması durumunda nötron yıldızlarının soğumasını incelemişlerdir. Güçlü proton süperakışkanlığı artan nötron yıldızı kütlesiyle birlikte yavaş soğumadan hızlı soğumaya düzgün bir geçiş yapmak için gereklidir. Genç ve sıcak RX J0822-43 ile soğuk ve yaşlı PSR B1055-52, RX J1856-3754 pulsarları için $\sim 1.2M_{\odot}$, daha soğuk Vela ve Geminga pulsarları için de $\sim 1.45M_{\odot}$ kütleli nötron yıldızları bu model çerçevesinde açıklanabilmektedir. Kaminker ve diğ.'nin (2001) modelleri nötron yıldızlarının korunda sadece nötron, proton ve elektron bulunmasına izin vermesi bakımından bir basitleştirme değildir, ancak nötron yıldızlarının gözlemlerini değiştirebilir tek parametre olarak kütleli olarak açıklayabilmektedir. Daha sonra Kaminker ve diğ. (2002) nötron yıldızlarının soğumasını kütlelerine göre üç kategoriye ayırmıştır. Bu kategoriler ve soğumalarını açıklayabildikleri nötron yıldızları şöyledir:

- 1) Düşük kütleli yavaş soğuyan nötron yıldızları. Bu yıldızlarda doğrudan Urca süreci gerçekleşmez. Proton süperiletkenliği etkilidir. Örnekler RX J0822-43, PSR B1055-52 ve RX J1856-3754.
- 2) Orta kütleli nötron yıldızları. Bu yıldızlar proton süperiletkenliğinin etkisini azalttığı doğrudan Urca süreciyle orta şiddette soğuma gösterirler. Örnekler 1E 1207-52, RX J0002+62, PSR B0656+14, Vela ve Geminga.
- 3) Büyük kütleli nötron yıldızları. Bu yıldızlar süperakışkanlıkla etkisini hafifçe kaybetmiş doğrudan Urca süreciyle hızlı soğuma gösterirler. Bu türe örnek bir nötron yıldızı gözlenmemiştir.

1S_0 nötron süperakışkanlığı ise orta yaşlı ve düşük kütleli nötron yıldızlarının soğumasını önemli ölçüde etkiler. 1S_0 süperakışkanlığının etkisi $t \leq 3 \times 10^5$ yıl için nötronların çift oluşturmasıyla nötrino emisyonu meydana getirerek yüzey sıcaklığını düşürmesi ve $t \geq 3 \times 10^5$ yıl için kabuktaki nötronların ısı sığasını indirgeyerek yüzey sıcaklığını daha da düşürmesidir (Yakovlev ve diğ. 2001).

3.2.6. Yeniden Isıtma Süreçleri

Nötron yıldızlarının standart soğuma modelleri $t > 10^7$ yıl için $T < 10^4$ K sıcaklıkları tahmin etmektedir. Ancak, $t \sim 7 \times 10^9$ yıl olan PRS J0437-4715 milisaniye pulsarından alınan termal radyasyon $T \sim 10^5$ K sıcaklığına işaret etmektedir (Kargaltsev ve diğ. 2004). Dolayısıyla teori ile gözlemler arasında daha iyi bir uyum elde edebilmek için soğuma modellerine ısıtma mekanizmaları dahil edilmelidir.

Yeniden ısıtma mekanizmaları arasında manyetik alanın bozunması (Goldreich ve Reisenegger 1992, Thompson ve Duncan 1996, Pons ve diğ. 2007) karanlık madde yığılması (de Lavallaz ve Fairbairn 2010, Kouvaris ve Tinyakov 2010), kabuk kırılması (Baym ve Pines 1971, Cheng ve diğ. 1992), tırmanma sebebiyle süperakışkan nötron vorteks çizgilerinin sürtünmesel hareketi (Alpar ve diğ. 1984, Shibazaki ve Lamb 1989, Larson ve Link 1999) kimyasal dengenin dönme sebebiyle bozulması (Reisenegger 1995, Fernandez ve Reisenegger, 2005, Petrovich ve Reisenegger 2010) ve daha tartışmalı gravitasyonel sabitin zamanla değişmesi (Jofre ve diğ. 2007) gibi hipotezler vardır. Başka bir olasılık yıldızın süperakışkan olmayan korunda güçlü bir manyetik alanda bir yakadan diğer yakaya geçen elektrik direncinin artmasından ötürü manyetik alanın Ohmik kaybıdır (Haensel ve diğ. 1990). Kabukta manyetik alanın Ohmik kaybı da ayrıca yıldızı ısıtabilir (Miralles ve diğ. 1998). Şimdi bu mekanizmaları ve öngörülerini biraz ayrıntıyla görelim.

Manyetik alanın bozunması bir ısı kaynağı olarak birçok araştırmacı tarafından ele alınmıştır. Buna göre R yarıçaplı ve manyetik enerjisi $E_B \sim (4\pi R^3/3) \langle B^2 \rangle / 8\pi$ olan bir nötron yıldızında bir t zamanda manyetik alanın bozunmasının neden olduğu lüminozite

$$L \sim E_B/t \sim \frac{4\pi R^3}{3} \frac{B^2}{8\pi} \quad (3.126)$$

dir. PSR 1929+10 ve PSR 0950+08 pulsarlarının ölçülen sıcaklıkları göz önüne alındığında, gözlemleri açıklamak için gerek duyulan alanlar sırası ile $\sim 10^{16}$ G ve $\sim 10^{17}$ G olarak bulunur (Larson ve Link 1999). Oysaki bu pulsarlar için dipol modelinden çıkarılan dipol alanları $\sim 10^{11}$ G tur. Dolayısıyla manyetik alanın bozunmasıyla ısıtma pulsarlar için mümkün bir ısı kaynağı değildir.

Karanlık madde yığılması tartışmalı bir konu olsa da nötron yıldızlarının ısıtılması için bir mekanizma olarak Kouvaris ve Tinyakov (2010) ile de Lavallaz ve Fairbairn (2010) tarafından ele alınmıştır. Bir nötron yıldızı üzerine olası yığılmanın maksimum oranı

$$dM/dt \approx \rho_{KM} v \pi b^2 \quad (3.127)$$

dir. Burada ρ_{KM} karanlık madde yoğunluğu, v karanlık madde parçacıkları ile nötron yıldızı arasındaki göreceli hız, b nötron yıldızına çarpan bir karanlık madde parçacığı için darbe parametresidir. Samanyolunun rotasyon eğrisinden Güneş komşuluğundaki karanlık madde yoğunluğu $\rho_{KM} \sim 10^{-2} M_{\odot}/pc^3$ olarak tahmin edilmektedir. Karanlık madde yığılma oranı için üst limit $dM/dt \leq 9 \times 10^{-25} M_{\odot}/yıl$ dir. Bu miktarda yığılma nötron yıldızları için $\sim 10^3$ K yüzey sıcaklıklarına karşılık gelir. Dolayısıyla karanlık madde yığılması nötron yıldızlarında önemli bir etkiye sahip değildir.

Kabuk kırılması mekanizmasında dönen bir nötron yıldızının yavaşlaması sonucu kabuğunun elipsoidallikten küresel bir şekle doğru bir değişimi ele alınır. Bu, nötron yıldızının kabuğunda gerginliğin artmasına yol açar. Kabuk kritik bir noktaya eriştiğinde kırılır. Kırılmayla salınan gerilme enerjisi miktarı (Baym ve Pines 1971)

$$\Delta E = -2B(\varepsilon_0 - \varepsilon) \Delta(\varepsilon_0 - \varepsilon) \quad (3.128)$$

ve ardışık depremler arasındaki zaman

$$\Delta t \approx 2A \left[\frac{\Delta(\varepsilon_0 - \varepsilon)}{\Omega \dot{\Omega}} \right] \left(\frac{\partial I}{\partial \varepsilon} \right)^{-1} \quad (3.129)$$

dir. Burada $B \sim \mu V_c / 42$ (V_c kabuğun hacmi) ve A yıldızın kütleçekim enerjisindeki artışı belirten büyüklüktür. Eğer $(\varepsilon_0 - \varepsilon)$ basınlıktaki fark kritik gerilme açısı mertebesinde olursa, bu sürecin meydana getirdiği ışımaya miktarı (Cheng ve diğ. 1992)

$$L_{kk} \sim \frac{\Delta E}{\Delta t} \sim \frac{B}{A} I \theta_{kr} \Omega |\dot{\Omega}| \quad (3.130)$$

olur. Horowitz ve Kadau'nun (2009) nötron yıldızlarının kabuğundaki Coulomb örgüsü için elde ettikleri büyük maksimum gerilme açısı $\theta_{kr} \sim 10^{-1}$ değeri için bile bu mekanizmanın verdiği ısıtma miktarı yüksek değildir. $1.4M_{\odot}$ kütleindeki bir nötron yıldızı için kabuk kırılması lüminozitesi $L_{kk} \sim 10^{26} (dP/dt)_{-20} / P_{5ms}^3$ erg/s dir. Bu yüzden kabuk kırılması nötron yıldızlarında aktif bir ısıtma mekanizması değildir.

Vorteks tırmanması sürecinde kristal örgüsündeki atom çekirdeklerine vorteks çizgilerinin takılması ve kurutulması enerji salınmasına sebep olur ve yıldızı. Enerji kaybı oranına vorteks tırmanması ile ilgili kısımda değinmiştik. Burada sadece vorteks tırmanması lüminozitesinin (Alpar ve diğ. 1984a) $L \simeq (10^{29} - 10^{31}) |(\dot{\Omega})_{-14}|$ erg/s olduğunu belirtecek ve farklı olarak bu mekanizmadan dolayı ortaya çıkabilecek bir kararsızlığın nötron yıldızının termal evrimine etkisini göz önüne alacağız. Nötron yıldızının termal evrimindeki kritik bir sorun olası termal kararsızlıkların gelişebilmesidir. Shibasaki ve Mochizuki (1995) belirli koşullar altında eğer süperakışkanın kabuğa sürtünmesel kuplajı sıcaklığa yeterince hassassa yıldızın termal ve dönme durumları arasında geri besleyici bir kararsızlığın gelişebileceğini göstermişlerdir. Isı üretildikçe sürtünmesel kuplaj artar ve bu da daha fazla ısı üretir. Yıldız böylece kararlı olduğu sıcaklık civarında bir sıcaklık salınımı yapar ve buna dönme oranındaki salınımlar eşlik eder. Larson ve Link (1999) $\sim 10^5$ yıldan yaşlı pulsarlarda süperakışkanın kabuğa kuplajının neredeyse sıcaklıktan bağımsız olduğunu ve yıldızın termal ile dönme evrimini etkin olarak birbirinden ayırttığını göstermişlerdir. Van Riper ve diğ. (1995) ise sürtünmesel ısıtmanın yumuşak durum denklemleriyle nötron yıldızlarının yüzey sıcaklığını açıklayabildiği görüşündedir. Ancak nötron yıldızlarının yumuşak durum denklemine sahip olması mümkün gözükmemektedir.

Rotochemical ısıtma süreci ilk kez Reisenegger (1995) tarafından ele alınmıştır. Bir nötron yıldızında denge hâlinde kimyasal potansiyeller $\eta_{npe} \equiv \mu_n - \mu_p - \mu_e = 0$ koşulunu sağlar. Ancak yıldızın dönmesi yavaşlıyorsa merkezkaç kuvvet azalır, yıldızın merkezi yoğunluğu artar ve $\eta_{npe} \neq 0$ olur. Denge durumu değiştikçe nötron yıldızı beta ve ters

beta bozunmalarıyla nötrinolar formunda enerji salacaktır. Kimyasal dengesizliğin evrimi (Fernandez ve Reisenegger 2005)

$$\dot{\eta}_{npe} = -A(\eta_{npe}, T) - R_{npe} \Omega \dot{\Omega} \quad (3.131)$$

şeklindedir. Burada A fonksiyonu kimyasal dengeyi yeniden sağlamaya yönelik reaksiyonların etkisini, R_{npe} ise yıldızın açısal hızındaki değişimden ötürü dengeden ayrılmayı belirler. Bu mekanizma tarafından üretilen lüminozite

$$L = (\Gamma_{n \rightarrow pev} - \Gamma_{pe \rightarrow nv}) \eta_{npe} \quad (3.132)$$

dir. Burada $\Gamma_{n \rightarrow pev}$ nötronları protonlar ve leptonlara dönüştüren reaksiyonların oranı ve $-\Gamma_{pe \rightarrow nv}$ de karşıt süreç için orandır. Reisenegger (1995) bu yolla nötron yıldızının ısınmasının ve soğumasının dengelendiği bir kuvazi durağan duruma erişeceğini göstermiştir. Kuvazi durağan duruma erişmek için karakteristik zaman ölçeği $\tau \simeq 2 \times 10^7 [P_{ms}^3 / (\dot{P})_{-20}]^{6/7}$ yıldır. Fernandez ve Reisenegger (2005) süperakışkan olamayan nötron yıldızında kuvazi durağan durumda ısıtma miktarını şöyle bulmuşlardır:

$$L \simeq (10^{30} - 10^{31}) \left[\frac{\dot{P}_{-20}}{P_{ms}^3} \right]^{8/7} \text{ erg/s} \quad (3.133)$$

Fernandez ve Reisenegger (2005) rotochemical ısıtmanın kuvazi durağan duruma varıldığında termal evrimin başlangıç koşullarından bağımsız olup yalnızca $\Omega \dot{\Omega}$ çarpımının şimdiki değeriyle belirleneceğini ifade etmişlerdir. Petrovich ve Reisenegger (2010) ise süperakışkanlığın rotochemical ısıtma üzerine etkilerini ele almışlardır.

Gravitochemical ısıtma Jofre ve diğ. (2006) tarafından ele alınmıştır. Hidrostatik dengeyi değiştirdiğinden dolayı G kütleçekim sabitinin zamanla değişimi nötron yıldızı maddesinin beta dengesinden ayrılmasına neden olur. Çünkü kütleçekim sabitindeki bir değişiklik yıldız maddesinin yoğunluğunda değişim meydana getirir. Parçacık kimyasal potansiyelleri yoğunluğa bağlı olduğundan, sistem beta dengesinden uzaklaşır. G sürekli

olarak değişirse yıldız her zaman dengeden uzak olacaktır. Bu da nötrino emisyonuyla enerji salınmasına ve böylece nötron yıldızının ısınmasına yol açar. Bu modele göre kimyasal dengesizliğin evrimi

$$\dot{n}_{npl} = -[A_{D,l}(\eta_{npe}, T) + A_{M,l}(\eta_{npe}, T)] - [B_{D,l}(\eta_{np\mu}, T)] + C_{npl}\dot{G} \quad (3.134)$$

denklemleri ile verilir. Burada D ve M alt indisleri sırasıyla doğrudan Urca ve modifiye Urca reaksiyonlarını göstermektedir. A ve B fonksiyonları kimyasal dengeyi tekrar kurmaya yönelik reaksiyonların etkisini verir. C_{npl} sabiti \dot{G} dan ötürü dengeden sapmayı işaret eder, pozitif işaretlidir ve yıldız modeline (durum denklemlerine) bağlıdır. Gravitochemical ısıtmanın önemli bir özelliği tıpkı rotochemical ısıtmada olduğu gibi yıldızın son sıcaklığının başlangıç koşullarından bağımsız oluşudur. Bu modelde nötron yıldızının yüzey sıcaklığı

$$T_s \approx 7.7 \times 10^4 \left(\frac{|\dot{G}/G|}{10^{-12} / \text{yıl}} \right)^{2/7} \text{ K} \quad (3.135)$$

ifadesi ile verilir. Gravitochemical ısıtma mekanizmasının uygulanabilmesi için durağan duruma eriştiğine güvenle bakabileceğimiz yaşlı bir pulsarın yüzey sıcaklığının en azından bir üst sınırına ihtiyaç vardır. Bu koşulları sağlayan tek pulsar Güneş sistemine en yakın milisaniye pulsarı olan PSR J0437-4715 tir. Jofre ve diğ. (2006) PSR J0437-4715'nin gözlemlerinden kütleçekim sabitinin değişimi için eğer doğrudan Urca reaksiyonları gerçekleşirse $|\dot{G}/G| < 2 \times 10^{-10} / \text{yıl}$, gerçekleşmezse $|\dot{G}/G| < 4 \times 10^{-12} / \text{yıl}$ üst sınırlarını elde etmişlerdir.

3.3. NÖTRON YILDIZLARININ PRESESYONU

Presesyon, katı bir cismin açısal hızının herhangi bir esas eksenle yönlenmediği dönme modudur. Bir başka deyişle presesyon, küresel olmayan katı bir cismin esas eksenini dışındaki herhangi bir eksen etrafında dönmeye zorlandığı harekettir. Cisim \hat{s} ($\equiv z = x_3$) simetri ekseninden farklı bir eksen etrafında $\vec{\omega}$ açısal hızı ile dönsün. Herhangi bir anda açısal momentum \vec{L} , $\vec{\omega}$ ve \hat{s} bir düzlem oluştururlar. Düzlemsel bir

hareket olan presesyon zamanlama verilerinde kendisini sinüzoidal olmayan bir yapı olarak gösterir. Yıldızın presesyonu manyetosferinde değişiklikler meydana getirebilir. Böylece emisyon bölgesinin geometrisini etkileyebilir. Emisyon bölgesindeki değişiklikler puls varış zamanına katkılar getirir. Böylece yıldız presesyonda bulunuyormuş gibi görülebilir (Gil ve Ruderman 2006).

Nötron yıldızlarında presesyon için en güçlü kanıt PSR B1828-11'den gelmektedir. Bu pulsar puls fazında ~500 günlük periyodik değişimler ve bununla bağlantılı ışın genişliğinde değişiklikler göstermektedir (Stairs ve diğ. 2000). PSR B1828-11'in zamanlama verisi yüksek derecede periyodik fakat sinüsoidal olmayan harmonik bir yapıya işaret eder. Presesyonun geometrisi ve PSR B1828-11'in zamanlama verisi bu bölümün sonunda Şekil 3.10'da verilmiştir. PSR B1642-03 de puls fazında periyodik değişiklikler gösterir, ancak bu sefer ışın genişliğinde değişiklikler tayin edilememiştir (Shabanova ve diğ. 2001). RX J0720.9-3125 presesyon gösteren ilk X-ışın pulsarıdır. Presesyon periyodu ~7 yıldır ve çizgi derinliğinde değişimler vardır (Haberl ve diğ. 2006). Vela pulsarında da zamanlama artıkları görülmüştür (Deshpande ve McCulloch 1996). Bundan başka yığılma güçlü pulsar Her X-1 için de 35 günlük presesyon önerilmiştir (Staubert ve diğ. 2009).

Presesyonun gözlemi nötron yıldızının iç yapısını araştırmakta kullanılabilir. Presesyondan elde edilebilecek nötron yıldızının dinamik özellikleri; manyetik dipol torkunun zamanla değişimi, kabuktaki vorteks takılmasının etkinliği, kabuk-kor kuplajı, kabuğun deformasyonu, kabuk-kabuk süperakışkanı etkileşmesi, vorteks çizgilerinin ve manyetik akı tüplerinin tırmanması, kor süperiletkeninin türü (tip I ya da II), kor manyetik alanının şiddeti ve gravitasyonel radyasyondur. Örneğin presesyon periyodu yıldızın deformasyonu, yani kabuk ve kordaki gerginlik tarafından belirlenir. Çok hızlı dönen ve presesyonda bulunan bir nötron yıldızı LIGO ya da LISA ile tayin edilebilecek gravitasyonel dalgaların güçlü bir kaynağı olabilir.

Şimdi nötron yıldızının kabuğundaki bozulmaların presesyonda oynadığı rolü görelim. Bir nötron yıldızının presesyonda bulunması için deformasyona sahip olmalıdır. Kabuktaki bozulmalar nötron yıldızının spin yavaşlamasından dolayı üzerinde gerginlik birikmesinden kaynaklanır. Dönmemesi durumunda eylemsizlik momenti I_0 olan bir

nötron yıldızının dönmesi durumunda eylemsizlik momenti $I_0(1 + \varepsilon)$ dir. Burada ε yıldızın yayvanlığıdır. Buna bağlı olarak bir nötron yıldızının toplam enerjisi (Baym ve Pines 1971)

$$E = E_0 + \frac{J^2}{2I_0(1 + \varepsilon)} + A\varepsilon^2 + B(\varepsilon - \varepsilon_0)^2 \quad (3.136)$$

dir. Burada ilk terim yıldızın küresel olması durumunda enerjisi, ikinci terim kinetik enerjisi, üçüncü terim kütleçekim enerjisi ve son terim elastik gerilme enerjisidir. Bu ifadelerde A ve B nötron yıldızının durum denkleminde bağlı sabitler olmak üzere sırasıyla yıldızın kütleçekim bağlanma enerjisi ve kabuk örgüsünün elektrostatik bağlanma enerjisi mertebesindedir. Ayrıca ε_0 nötron yıldızının başlangıç yayvanlığıdır. Yıldızın mevcut şekli sabit açısal momentum koşulu altında

$$\left(\frac{\partial E}{\partial \varepsilon} \right) = 0 \quad (3.137)$$

ifadesinden elde edilir ve akışkan bir koru çevreleyen katı bir kabuk için

$$\varepsilon = \frac{I_0 \Omega^2}{4(A + B)} + \frac{B}{A + B} \varepsilon_0 \quad (3.138)$$

şeklindedir. Son ifadede ilk terimin katkısı merkezkaç kuvvet, ikinci terimin katkısı kabuktaki gerginlik sebebiyledir ve presesyondan sorumludur. Buradan presesyonu tarif etmede $b = \frac{B}{A + B}$ şeklinde bir rijitlik parametresi türetilebilir (Jones ve Andersson 2001). Sabit yoğunluğa ve sabit kayma modülüne sahip bir yıldız için $b = (57/10)\mu V / |E_g|$ dir. Baym ve Pines (1971) tipik nötron yıldızı parametreleri için

$$b \approx \frac{57}{10} |E_g|^{-1} \int \mu dV \quad (3.139)$$

olarak, $b \sim 10^{-5}$ hesaplamışlardır. Cutler ve diğ. (2003) Baym ve Pines'in (1971) değerinden ~ 40 kat daha düşük rijitlik parametresi, $b \sim 2 \times 10^{-7}$ elde etmişlerdir. Realistik nötron yıldızı durum denklemleri için $b \approx 1,6 \times 10^{-5} R_6^5 M_{1,4}$ dir (Jones ve Andersson 2001).

Presesyonda bulunan bir nötron yıldızının yalpalama açısı ve manyetik dipol eksenini ile presesyonda bulunduğu esas eksen arasındaki açı (Jones ve Andersson 2001)

$$\hat{\theta} \approx \frac{\Delta I_d}{I_0} \theta \quad (3.140)$$

$$\dot{\psi} \approx -\frac{\Delta I_d}{I_0} \dot{\phi} \quad (3.141)$$

şeklinde değişir. Eğer bu deformasyona karşılık gelen eylemsizlik momenti ΔI_d ($\Delta I_d = b I_\Omega$) ise presesyon periyodu

$$P_p = P(I_c / \Delta I_d) \quad (3.142)$$

dir. PSR B1828-11'in presesyon periyodu kabuğun ortalama kritik gerginliği için şu eşitsizliği verir (Cutler ve diğ.2003):

$$\theta_c \geq 5 \times 10^{-5} (P_p / 511 \text{ gün})^{-1} [(I_c / I) / 0.01] \quad (3.143)$$

Nötron yıldızının presesyona sebep olan deformasyonun tek sebebi kabuktaki gerginlikler değildir. Wasserman'ın (2003) işaret ettiği gibi manyetik alan da presesyona sebep olabilecek bozulmalar meydana getirebilir. Manyetik gerginlikten dolayı yıldızda meydana gelen bozukluklar nötron yıldızının kabuğundaki deformasyondan yaklaşık 100-1000 kat büyüktür. Wasserman'a (2003) göre manyetik gerginlikler yeterince büyükse presesyon kaçınılmazdır. Bu ise korun bir tip II süperiletkeni ya da $\sim 10^{14} G$ 'luk toroidal manyetik alana sahip olmasıyla gerçekleşebilir.

Link ve Epstein (2001) presesyonu yıldıza etkiyen torkta meydana gelen değişiklikler cinsinden yorumlamışlardır. Spin oranında tork indüklü değişimin ifadesi (Link ve Epstein 2001)

$$\frac{\Delta\dot{\omega}}{\omega} = \frac{\theta}{2\tau_c} \left[\text{Sin}2\chi\text{Cos}(\omega_p t + \beta) + \frac{\theta}{2} \text{Sin}^2\chi\text{Cos}(2\omega_p t + \beta) \right] \quad (3.144)$$

dir. Bu tork değişimlerinin sebebi ω cisim boyunca presesyonda bulunduğundan, $\vec{\omega}$ ile \vec{m} arasındaki açının değişmesidir. Link ve Epstein (2001) PSR 1828-11 için $\chi=89^\circ$, $\theta\approx 3,2^\circ$, $P_p=511$ gün bulmuşlardır.

Son olarak vorteks takılması ve tırmanmasının presesyon için getirdiği kısıtlamalara bakalım. İlk önce vorteks takılmasının presesyon ile ilişkisini inceleyelim. Vorteks çizgilerinin takılması presesyon frekansını artırır. Shaham'ın (1977) gösterdiği gibi vorteks takılması yıldızın en fazla ≈ 100 spin periyodu presesyonda bulunmasına izin verir. Sedrakian ve diğ. (1999) vorteks çizgileri tamamen takılmamışsa, ama vorteks sürüklenmesi güçlü ise yine presesyonun meydana gelmeyeceğini göstermişlerdir. Ayrıca vorteks sürüklenmesi zayıf olsa bile presesyonun çabuk söneceğini göstermişlerdir. Yani ilk bakışta vorteks çizgilerinin takılması presesyon ile uyumsuz gözükmektedir. Link ve Cutler (2002) presesyonda bulunan bir nötron yıldızında vorteks çizgilerinin takılmış kalamayacağını göstermişlerdir. Böylece vorteks takılmasının presesyonla olan uyumsuzluk giderilmiştir.

Şimdi vorteks tırmanmasının presesyonda oynadığı role bakabiliriz. Presesyonun vorteks tırmanması cinsinden yorumlanışı ilk kez Alpar ve Ögelman (1987) tarafından yapılmıştır. Alpar (2005) vorteks tırmanmasının hızlı presesyon problemini çözeceğini önermiştir. Ancak, Link (2003, 2006) kordaki vorteks çizgilerinin takılmış oldukları akı tüplerine karşı tırmanrsa dahi presesyon frekansının hâlâ bir ~ 10 çarpanı kadar hızlı olacağını göstermiş ve presesyonun nötron yıldızlarının korundaki vorteks çizgilerinin akı tüplerine karşı tırmanması durumuyla çeliştiği iddiasında bulunmuştur. Bu güçlü iddia Link (2003, 2006) çalışması temel alınarak aktarılmaya çalışılacaktır. Bunun için

ilk önce Sedrakian ve diğ.'nin (1999) çalışmasında tarif edilmiş vorteks sürüklenmesi kavramına değinelim. Buna göre nötron vorteks çizgilerinin birim uzunluğu başına

$$\vec{f}_{sür} = -\eta(\mathbf{v}_v - \vec{v}_n) - \eta' \vec{\kappa} \times (\mathbf{v}_v - \mathbf{v}_n) \quad (3.145)$$

şeklinde bir sürüklenme kuvveti vardır. Burada \vec{v}_v bir vorteks çizgisinin hızı, \vec{v}_n vortekslerin kendisine karşı sürüklendiği normal maddenin (durumumuzda akı tüplerinin) hızı, η ve η' sürüklenme katsayılarıdır. Bu noktada boyutsuz sürüklenme katsayıları tanımlamak uygundur:

$$\beta = [\eta \rho_s \kappa / (\rho_s \kappa - \eta')^2 + \eta^2] \quad (3.146)$$

$$\beta' = 1 - [\rho_s \kappa (\rho_s \kappa - \eta') / (\rho_s \kappa - \eta')^2 + \eta^2] \quad (3.147)$$

Vorteks tırmanması $\vec{v}_n \cong \vec{v}_v$ anlamına gelir ve bu durumda $\eta / \kappa \rho_s \gg 1$ dir. Bu yüzden vorteks tırmanması yüksek sürüklenme limitindedir. Yüksek sürüklenme limitinde $\eta \gg \eta'$ ve böylece

$$\beta' = \rho_s \kappa / \eta \ll 1 \quad 1 - \beta' = \beta^2 \quad (3.150)$$

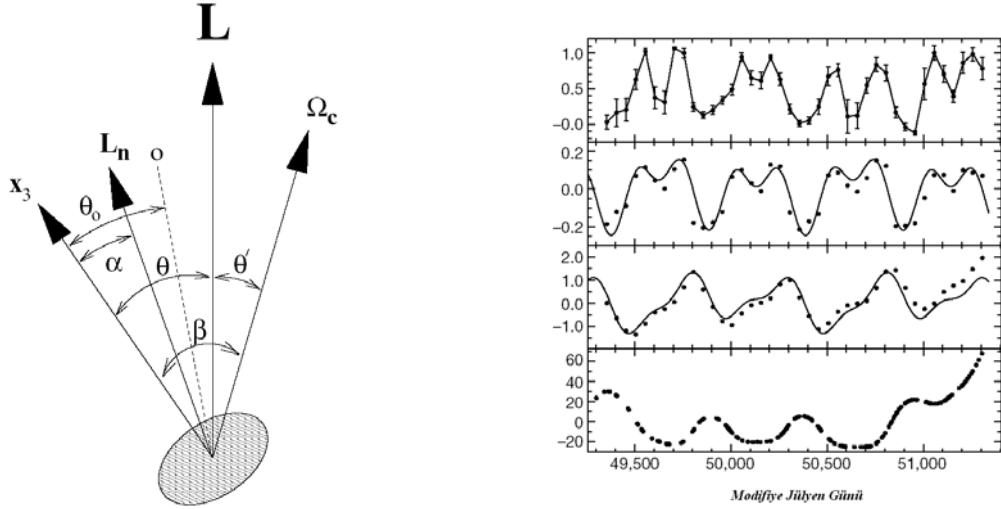
dir. Sedrakian ve diğ. (1999) vortekslerin (3.145) denklemindeki sürüklenme kuvvetine göre hareket ettiği iki bileşenli bir yıldız göz önüne almışlardır ve sistemin modlarını elde etmişlerdir. Yüksek sürüklenme limitinde karmaşık frekanslı bir mod vardır ($\omega_f \equiv -i p_p$):

$$\omega_f = I_p / I_b + i \beta (1 + I_p / I_b) \quad (3.151)$$

Bu frekansın reel kısmı presesyon frekansını, sanal kısım sönüm oranını verir. Ancak, bu mod bir çevrim dahi tamamlayamadan çabuk söner. Bu yüzden uzun periyotlu presesyon dış kordaki vorteks çizgilerinin küçük bir sürüklenme ile hareket etmesini gerektirir. Yani, vorteks çizgileri tırmanmaz. Bu yüzden dış korda vorteks çizgileri ve

akı tüpleri birlikte yer alamazlar (Link 2003). Uzun periyotlu presesyon ile tutarlı olabilecek olasılıklar şunlardır (Link 2003, 2006):

- 1) Korun normal nötronlar, süperiletken protonlardan oluşması,
- 2) Korun süperakışkan nötronlar, tip I protonlardan oluşması
- 3) Korun süperakışkan nötronlar, normal protonlardan oluşması
- 4) Kor manyetik alanı bir şekilde neredeyse tamamen uzaklaştırılmış olmalıdır.



Şekil 3.10 Solda presesyonun geometrisi Link (2003)'den alınmıştır. Sağda PSR 1828-11 in puls şeklindeki modülasyon Stairs ve diğ. (2000)'den alınmıştır.

4. BULGULAR

4.1. SIÇRAMA İSTATİSTİĞİ

İlk gözleendiği 1969 yılından bu yana pulsar sıçramaları büyük ilgi uyandırmış ve astronomlar dışında dünyada laboratuvar şartlarında erişilemeyecek şartlarda fiziksel ortamın sağlanması, özellikle de yoğun madde kuramlarının oluşturulması ve sınanması bakımından fizikçilerin de dikkatini çekmiştir. Nötron yıldızlarında süperakışkan iç yapının varlığı için gözlemsel delil olan pulsar sıçramaları yoğun uğraşlara rağmen hâlâ tamamen açığa kavuşmamış güncel bir araştırma konusudur. Özellikle İngiltere'deki Jodrell Bank Gözlemevi, Güney Afrika'daki HartRAO (Hartebeesthoek Radio Astronomy Observatory), Avustralya'daki ATNF (Australia Telescope National Facility) gibi merkezlerde tahsis edilmiş radyo teleskopları ile birçok pulsar sıçraması gözlenmiştir ve meydana geldikten hemen sonra yakalayabilmek arzusuyla gözlemlerin yapılmasına devam edilmektedir. Gözlem tekniklerinin ve galaktik pulsar taramalarının sayısının artmasıyla hem keşfedilmiş pulsar sayısında hem de kaydedilen pulsar sıçramalarında büyük artış olmuştur. Artan verilerin sonucu olarak pulsar sıçramaları hakkında istatistik çalışmaların yapılması olanağı doğmuştur. Literatürdeki sıçrama istatistiklerine bakmadan önce sıçramalarda gözlenen ortak özelliklere değinelim.

Sıçramaların genel özellikleri şöyledir:

- 128 pulsarda toplam 394 sıçrama gözlenmiştir. Bunlar arasında 8 tane manyetar vardır ve toplamda 17 sıçraması gözlenmiştir. Ayrıca 1 tane yığılma güçlü pulsarda da (Galloway ve diğ. 2004) sıçrama gözlenmiştir. Sıçrama yapan pulsarlar ve ilgili referanslar Ek A'da verilmiştir.
- Pulsar sıçramaları en çok karakteristik yaşları $\tau_c \sim 10$ kyıl olan pulsarlarda görülürken (Wang ve diğ. 2000), artan yaşla azalır ve $\tau_c > 20$ Myıl olan pulsarlarda kaybolur. Aynı zamanda sıçrama aktivitesi $\tau_c < 1$ kyıl olan pulsarlarda (Yengeç pulsarı buna istisnai bir durum oluşturur) daha küçüktür (Shemar ve Lyne 1996).

- Pulsar sıçramaları $\sim 10\text{--}100 \mu\text{Hz}$ dönme frekansı aralığında gözlenir (Espinoza ve diğ. 2011).
- $|\dot{\nu}_{-15}| < 0.5 \text{ Hz s}^{-1}$ olan pulsarlarda sıçrama gözlenmemiştir.
- Büyük frekans sıçramalarına $(\Delta\nu/\nu)$ büyük frekans türevi sıçramaları $(\Delta\dot{\nu}/\dot{\nu})$ eşlik eder.
- Milisaniye pulsarları sıçrama yapmıyor görünse de PSR B1821–24 (Cognard ve Backer 2004) buna aykırı bir durum oluşturur. Sebebi bu pulsarın diğer milisaniye pulsarlarına göre büyük \dot{P} değerine ve küçük bir karakteristik yaşa ($\tau_c=30 \text{ Myl}$) sahip olması olabilir.
- En fazla sıçrama yapan pulsar PSR B1737–30 olup, bu pulsarın toplamda 32 sıçraması kaydedilmiştir.
- Kaydedilen en büyük sıçrama PSR J1718-3718 pulsarında olup kesirsel büyüklüğü $\Delta\Omega/\Omega = (33.25 \pm 0.01) \times 10^{-6}$ dır (Hobbs ve Manchester 2011). Kaydedilen en küçük sıçrama ise bir milisaniye pulsarı olan PSR B1821–24'e ait olup kesirsel büyüklüğü $\Delta\Omega/\Omega = 0.0095 \times 10^{-9}$ dır (Cognard ve Backer 2004).
- Normal bir radyo pulsarında sıçrama ile bağlantılı puls profilinde ya da radyo akısı yoğunluğunda bir değişme bildirilmemiştir (Lyne ve diğ. 2000). Ancak, PSR J119-6127 istisnai bir durum oluşturmaktadır (Weltevrede ve diğ. 2011). Bu pulsarda sıçrama sonrasında üç aya kadar emisyon özelliklerinde değişimler gözlenmiştir ve muhtemelen manyetik alanın yeniden yapılanmasından kaynaklanmaktadır. Buna karşılık, bazı yüksek manyetik alana sahip pulsarlarda X-ışın akısında artış gözlenmiştir (Israel ve diğ. 2007, Livingstone ve diğ. 2010). Bu özellik sadece yüksek manyetik alana sahip nötron yıldızlarına ait görünmektedir.
- Eğer bir sıçrama iki ana bileşen arasındaki açısal hız farkı azaldığında meydana geliyorsa, sıçrama aktivitesi, yani sıçramanın büyüklüğü ve sıklığı pulsarın spin yavaşlama oranı $|dv/dt|$ ile azalmalıdır (McKenna ve Lyne 1990).
- Sıçramadan ötürü spin hızlanma oranı, $|\Delta\dot{\nu}| \sim 10^{-14}\text{--}10^{-11} \text{ Hz s}^{-1}$ aralığında değişen pulsarlar için $|\dot{\nu}|$ ile orantılıdır (Lyne ve diğ. 2000).
- Karakteristik yaşı τ_c olan bir pulsar yıl başına en fazla $(6 \pm 2) \times \tau_c^{-0.48(4)}$ kez sıçrama yapar (Espinoza ve diğ. 2011).

Sıçramaların Bölüm 3.1’de incelediğimiz modellerinden araştırmacılar iki tip büyüklükte (Vela ve Yengeç büyüklüğünde) sıçrama olması, spin hızlanma zamanı, sıçramayı tetikleyen mekanizma, sıçramalar arası zaman, sıçrama aktivitesinin yaşla değişimi, $\Delta\dot{\nu}/\dot{\nu}$ daki kalıcı kaymalar, frenleme indisinin sıçramayla değişimi gibi özellikleri açıklayabilme çabasındadırlar. Tablo 4.1’de bu sıçrama modelleriyle yukarıdaki özelliklerin açıklanıp açıklanmadığına, açıklandıysa da bunun doğru olup olmadığına bakılmıştır. Bu tabloda “evet” ilgili özelliğin model çerçevesinde açıklanabildiğini, “hayır” öngörülerinin yanlış olduğunu ve “-” işareti modelde bu özellik ile ilgili bir çalışma yapılmadığını göstermektedir.

Tablo 4.1: Tezde incelediğimiz modellerinin sıçrama özellikleri hakkında öngörülleri.

Sıçrama Modeli	Vela Büyüklüğündeki Sıçramalar	Yengeç Büyüklüğündeki Sıçramalar	Sıçramayı Tetikleyen Mekanizma	Spin Hızlanma Zamanı	Sıçramalar Arası Zaman	$\Delta \dot{\nu} / \dot{\nu}$ daki Kalıcı Kayma	Sıçrama Aktivitesinin Yaşla Değişimi	Frenleme İndisinin Değişimi
Kabuk Kırılması	Hayır	Evet	Evet	-	-	Evet	-	Evet
İki Bileşenli	Hayır	Hayır	Evet	-	-	-	-	-
Vorteks Tırmanması	Evet	Evet	Evet	-	Evet	Evet	Evet	Evet
Eş Dönen Vorteksler	Evet	-	-	-	-	-	-	-
Termal Sıçrama	Evet	Evet	Evet	Evet	-	-	-	-
Kor Depremi	Evet	Hayır	Evet	-	-	-	Evet	-
Akı Tüpü	Evet	Evet	Evet	-	Evet	Evet	Evet	Evet
Akı Tüpü Yok Olması	Evet	-	Evet	Evet	Evet	-	-	-
Merkezkaç Kaldırma	Evet	-	Evet	-	-	-	-	Hayır
Hidrodinamik Kararsızlık	Evet	Evet	Evet	Hayır	Evet	-	Evet	-
Anizotropik Faz Geçişi	-	-	Evet	-	-	-	Evet	-

Şimdi literatürde yapılmış sıçrama istatistiklerine dönebiliriz. Pulsar sıçramalarının gözlemlerinden hem tek tek pulsarların özellikleri hem de sıçrama yapan tüm pulsarlar hakkında istatistikî çalışmalar ortaya konmuştur. Bunlardan bazıları aşağıda verilmektedir.

Sıçramalar ile ilgili ilk istatistikî çalışma olarak sayabileceğimiz Alpar ve Ho (1983) tarafından yapılmış olanıdır. Bu çalışmada büyük sıçramaların olasılık hesabıyla birlikte beklenebilirliği üzerinde durulmuştur ve yıldız depremleri ile vorteks takılması-kurtulması modellerinin sıçrama istatistiğiyle uyumluluğu tartışılmıştır. Daha sonra Alpar ve Baykal (1994) bu çalışmayı aradan geçen zamanı da göz önünde bulundurarak tekrar ele almıştır. Bu iki istatistikî çalışmadan sıçramaların hangi pulsarlarda ve ne büyüklükte bekleneceği hakkında kesin kısıtlamalar elde edilememiştir. Ancak, var olan sıçrama modellerinin sıçrama istatistiklerine göre uygun olup olmadığını gösterilmesi ve içlerinden uygun olmayanların elenmesinin (örneğin kor depremleri ve büyük sıçramalar için kabuk depremleri) nasıl yapılabileceğini vurgulanması bakımından bu çalışmalar önemlidir.

Cordes ve diğ. (1988) Vela pulsarının 1969–1985 yılları arasındaki JPL (Jet Propulsion Laboratory) gözlemlerini analiz ederek o zamana değin meydana gelmiş 7 sıçramayı göz önüne alarak her bir Vela sıçraması için yıldızın eylemsizlik momentinin yaklaşık \sim %1.7 kadarının kullanıldığı sonucuna varmışlardır. Link ve diğ. (1999) daha sonra Vela pulsarında meydana gelen sıçramaları göz önünde bulundurarak sıçramaların bir bekleme zamanı zarfında hazırlanan kendini düzenleyen bir kararsızlık sonucunda oluştuğuna ve açısal momentumun korunumu şartının bu olayı devam ettiren mekanizmanın yıldızın eylemsizlik momentinin \geq %1.4 kadarını içerdiğine işaret etmişlerdir.

Vela pulsarı ile birlikte yaptıkları sıçramalar arasındaki zaman yaklaşık sabit olan PSR J0537-6910 pulsarı bu bakımdan ilgi çekicidir. PSR J0537-6910 pulsarı için bir sıçramadan sonrakine kadar geçen zaman, ilk sıçramanın büyüklüğü ile kuvvetli lineer korelasyon içindedir ve ortalama eğim (korelasyon katsayısı 0.94) 6.5 gün μHz^{-1} olmak üzere bu pulsarda sıçramalar arası zaman daha önce başka hiçbir pulsarda görülmemiş

doğrulukla, birkaç günlük yanılma payıyla tahmin edilebilmektedir ve 120 güne karşılık gelmektedir (Middleditch ve diğ. 2006).

Lyne ve diğ. (2000) o zaman için bilinen sıçrama yapmış pulsarların tüm gözlemsel geçmişini göz önünde bulundurarak sıçrama aktivitesi sebebiyle spin yavaşlamasının ortalama olarak $\approx 1,7 \times 10^{-2}$ lik bir oranda hızlandığını bildirmişlerdir.

Son yıllarda Andrew Melatos ve çalışma arkadaşları sıçrama yapmış pulsarların sıçrama yapmayanlardan farkı, sıçrama büyüklüklerinin pulsarlara göre dağılımı gibi konularda çeşitli istatistikî çalışmalar yapmışlardır. Melatos ve Peralta (2007) nötron yıldızının dış koru gibi Reynolds numarası $[Re = R^2 \Omega \rho_n = 1.8 \times 10^{11} (T/10^8 K) (\Omega/10^2 rad/s)]$ çok yüksek olan diferansiyel dönmede bulunan küresel bir kabukta süperakışkan türbülansının mevcut olacağını göstermişler ve sıçrama yapanlarla yapmayanlar arasındaki farktan sıçrama aktivitesinin bu yüksek Reynolds sayısının bir fonksiyonu olacağını önermişlerdir. Melatos ve diğ. (2008) sıçramaların büyüklük ve bekleme zamanı dağılımlarının analizini yaparak sıçrama büyüklükleri için pulsardan pulsara farklılaşan ve $0.13 \leq a \leq 2.4$ aralığında değişen güç kanunu üsteline sahip olasılık yoğunluğu fonksiyonu elde etmişlerdir. Melatos ve Warszawski (2009) bazı pulsarların gözlenen sıçrama aktivitelerinin termal dalgalanmalar ve Magnus kuvvetinden kaynaklanan vorteks kurtulmasıyla açıklanabileceğini göstermişlerdir.

McKenna ve Lyne (1990) ise PSR B1737–30 pulsarında meydana gelen pulsar sıçramalarını verdikleri çalışmalarında ellerindeki az sayıdaki sıçrama verisine rağmen bir istatistik geliştirmişlerdir. Buna göre, bir pulsarın dönme periyodunda yıl başına sıçrama sebebiyle meydana gelen kesirsel değişikliği niteleyen ve sıçrama aktivitesi olarak adlandırılan A_g parametresini geliştirmişlerdir:

$$A_g = \frac{N}{t_{göz}} \frac{\Delta\Omega}{\Omega} \quad (4.1)$$

Burada $t_{göz}$ pulsarın toplam gözlendiği zaman, N toplam sıçrama sayısı ve $\Delta\Omega/\Omega$ da sıçramanın büyüklüğüdür. Bu parametre pulsarın yaptığı sıçramaların büyüklüğü ile sıklığını ifade etmede kullanışlıdır. Elleriindeki veriyi kullanarak McKenna ve

Lyne(1990) yukarıda sıçramaların genel özelliklerinde de belirtildiği gibi spin yavaşlama oranı daha büyük olan pulsarlarda sıçrama aktivitesinin daha büyük olduğu sonucuna varmışlardır. Ayrıca genç pulsarlardaki sıçrama aktivitesinin düşüklüğünün sahip oldukları yüksek sıcaklıktan ötürü vorteks takılmasının bu pulsarların kabuklarında görece önemsiz olmasından ve süperakışkan vorteks çizgileri tarafından kabuğa düzenli açısız momentum transferinden kaynaklandığını ileri sürmüşlerdir. Böylece sıçramaya yol açan büyük gerginlikler kabukta birikmez. Sıçrama aktivitesine dayanan bu istatistiği daha sonra Shemar ve Lyne (1996) ve Lyne ve diğ. (2000) artan sıçrama verisiyle birlikte tekrar ele almış ve yine benzer sonuçlar elde etmişlerdir.

Urama ve Okeke (1999) o zamana değin meydana gelmiş pulsar sıçramalarını (30 pulsarda 71 adet) ele alarak Vela benzeri genç (10^4 - 10^5 yıl yaşlarındaki) ve büyük sıçrama yapan pulsarlarda A_g sıçrama aktivitesi ile spin yavaşlama oranı $\dot{\nu}$ arasındaki ilişkiyi incelemişlerdir. Bunun sonucunda 10^4 yıldan yaşlı tekrarlanmış sıçrama yapmış pulsarlar (ki o zaman sayısı 10 idi) için sıçrama aktivitesi ile spin yavaşlama zamanının logaritması arasında oldukça iyi korelasyona sahip (korelasyon katsayısı=0.89) lineer bir ilişki bulmuşlardır:

$$A_g \approx 41.4 + 3.22 \log |\dot{\nu}| \quad (4.2)$$

Böylece Urama ve Okeke (1999) (4.1) denkleminde sıçramanın büyüklüğü için $\Delta\Omega/\Omega \sim 2 \times 10^{-6}$ Vela pulsarı değeri ve N için her bir pulsar için bu büyüklükteki sıçramaların sayısı alınarak Vela büyüklüğündeki sıçramalar arasında geçen zamanın spin yavaşlaması oranının bilinmesinden itibaren teorik olarak öngörülebileceğini ileri sürmüşlerdir. Aynı zamanda çalışmalarından çıkan sonuçla Vela dışında 6 pulsarın (PSR B1046–58, PSR B1338–62, PSR B1706–44, PSR B1757–24, PSR B1800–21 ve PSR B1823–13) 3–4 yılda bir Vela büyüklüğünde sıçrama yapabileceği iddiasında bulunmuşlardır.

Bu çalışmamızda Urama ve Okeke'nin (1999) çalışması temel alınarak böyle bir ilişkinin geçen 12 yıl içinde hâlâ korunup korunmadığına bakılmıştır. Tüm pulsar sıçramaları göz önüne alındığında 10^4 – 10^5 yıl yaş aralığında olan 34 pulsarda sıçrama gözlenmiştir. Bu pulsarlar ve özellikleri Tablo 4.2 de verilmiştir.

Tablo 4.2: 10^4 - 10^5 yıl yaş aralığındaki sıçrama yapan pulsarların listesi. Tablodaki yaşlar klasik $\tau_c = P/2\dot{P}$ karakteristik yaş formülünden hesaplanmıştır. T pulsarın toplam sıçrama sayısını ve N de Vela büyüklüğünde ($\Delta\Omega/\Omega \sim 10^{-6}$) sıçramaların sayısını göstermektedir

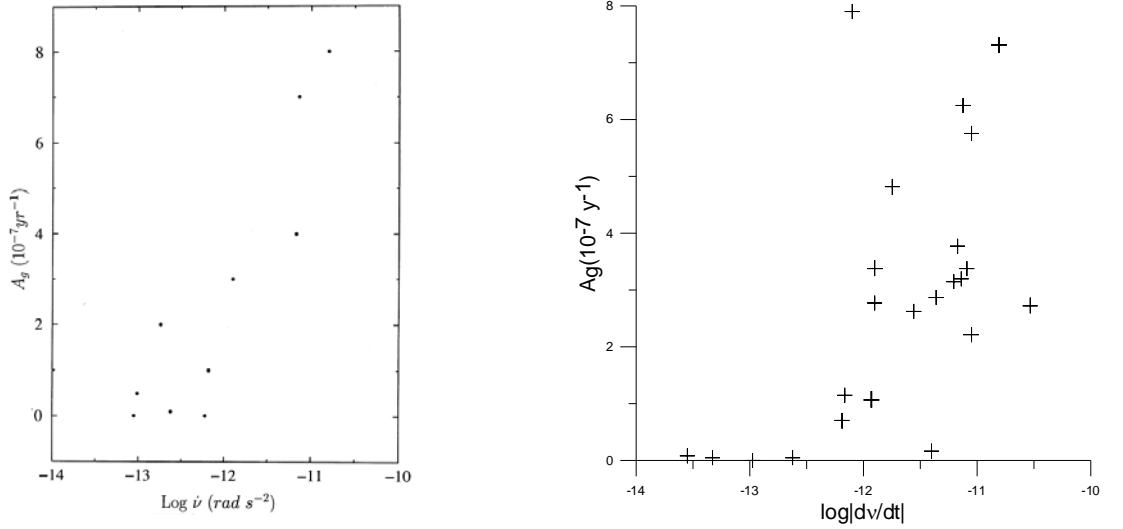
Pulsar	Yaş (10^3 yıl)	N	T	$\log \dot{\nu} $	A_g
J0007+7303	13.9	0	1	-11,4421	1,878622
J0631+1036	43.6	2	15	-11,898	2,780194
J0729-1448	35.2	1	5	-11,7474	4,815156
B0833-45	11.3	14	17	-10,8074	7,312435
B1046-58	20.4	2	4	-11,2025	3,149325
J1105-6107	63.3	0	3	-11,4025	0,177283
B1338-62	12.1	4	14	-11,1692	3,771393
J1410-6132	24.8	0	1	-10,8972	0,673798
J1413-6205	62.9	1	1	-11,6386	7,85981
J1420-6048	13.0	0	1	-10,749	0,722863
J1617-5055	80.8	0	1	-10,5482	0,437775
B1706-44	17.4	2	2	-11,0524	2,215048
B1727-33	26.0	2	2	-11,3604	2,873245
B1727-47	80.3	0	3	-12,6242	0,062146
B1737-30	20.6	3	32	-11,8974	3,388676
J1737-3137	51.4	1	3	-12,165	1,153863
B1757-24	15.4	4	5	-11,0874	3,379307
B1758-23	58.4	0	10	-12,1852	0,706072
B1800-21	15.8	4	5	-11,1242	6,246303
J1806-2125	65	1	1	-12,2964	11,37264
J1809-1917	51.3	1	1	-11,4284	1,183585
J1813-1246	43.4	1	1	-11,1192	3,939699
J1814-1744	85	0	6	-13,3278	0,059349
B1823-13	21.4	3	5	-11,1375	3,199895
J1838-0453	52.2	1	2	-12,0983	7,895295
J1841-0524	30.2	1	3	-11,9295	1,079995
J1847-0130	83.3	0	2	-13,5476	0,09378
B1853+01	20.3	1	1	-11,5356	5,051497
J1909+0912	98.7	0	1	-12,1425	0,003825
J1913+0446	91.8	0	2	-12,9715	0,007387
B1930+22	40	2	3	-11,5593	2,625329
J2021+3651	17	2	3	-11,0511	5,753386
J2229+6114	10.5	2	5	-10,5321	2,734761
B2334+61	41	1	1	-12,107	7,158691

Tabloya göz atıldığında bazı özellikler kendisini belli etmektedir:

- 1) Genç pulsarlarda 56 tanesi Vela büyüklüğünde olmak üzere toplam 162 sıçrama gözlenmiştir.
- 2) Bu pulsarların 11 tanesinde Vela büyüklüğünde sıçrama görülmemiştir.
- 3) Bu pulsarlardan 11 tanesi sadece bir kez sıçrama yapmıştır ve bunların 6 sı Vela büyüklüğündedir.
- 4) Yalnızca Vela büyüklüğündeki sıçramalara bakılırsa yaş aralığı 11–26 kyıl olan genç pulsarlarda birden fazla sıçrama gözlenmiştir.

- 5) Vela büyüklüğünde sıçrama yapmış genç pulsarların spin yavaşlama oranlarına bakıldığında $\log|\dot{\nu}| \sim -11$ civarında toplanmış oldukları gözükmektedir.
- 6) Vela büyüklüğünde sıçramalara bakıldığında ~ 50 kyıl dan sonra bu büyüklükte sıçrama yapma oranı minimum olur.
- 7) Tablodaki pulsarlara bakıldığında bazılarının spin yavaşlama oranları düşük olmasına rağmen sıçrama aktivitelerinin yüksek olduğu görülmektedir. Bu, söz konusu pulsarlardan bazılarının (PSR J1806–2125, PSR B2334+61, PSR J1838–0453, PSR B1853+01) $\Delta\Omega/\Omega \sim 10^{-5}$ gibi çok büyük sıçrama yapmalarından kaynaklanmaktadır. Spin yavaşlama oranı düşük bu pulsarların yaptıkları sıçrama sayısının çok az, hatta 1 tane olmasına muhtemelen uzun dönemde yapacakları sıçramaların tamamını tek seferde gerçekleştirmeleri neden olmuştur.

Tablo 4.2 deki pulsarların spin yavaşlama oranlarının sıçrama aktivitelerine karşı çizdirilmesinden Şekil (4.1) deki grafikler elde edilir.

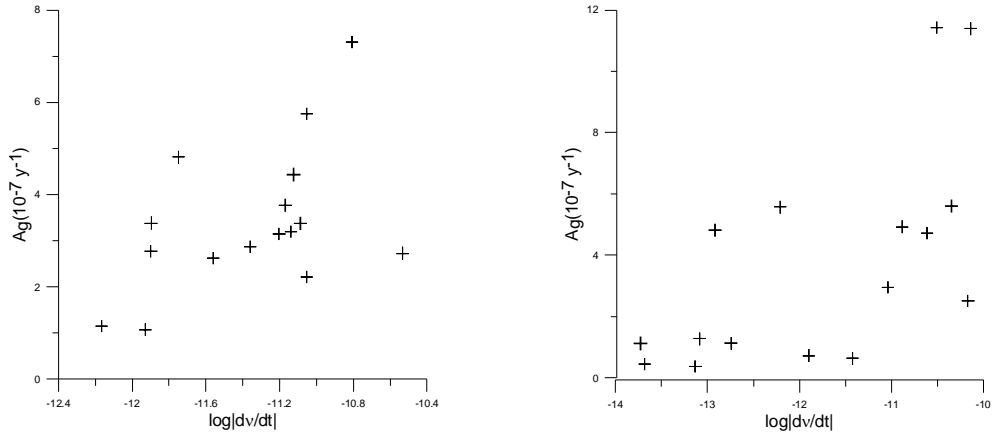


Şekil 4.1: Vela yaş aralığındaki pulsarlar için sıçrama aktiviteleri ile spin yavaşlama oranlarının logaritması arasındaki ilişki. Solda Urama ve Okeke (1999) çalışması, Sağda Tablo 4.2 den elde edilen sonuçlar verimiştir.

Grafik incelendiğinde Vela yaş aralığındaki pulsarlarda sıçrama aktivitesi ile spin yavaşlama oranının logaritması arasında Urama ve Okeke'nin (1999) bulduğu lineer ilişki bozulmuştur ve (4.2) denkleminin yerine artık

$$A_g \approx 21.5 + 1.6 \log |\dot{\nu}| \quad (4.3)$$

ifadesiyle (korelasyon katsayısı 0.32) verilmektedir. Karşılaştırma yapmak üzere Vela büyüklüğünde ve Vela yaş aralığında olmayıp bu büyüklükte sıçrama yapmış pulsarların sıçrama aktivitelerinin spin yavaşlama oranlarına göre değişimi Şekil 4.2 de verilmiştir.



Şekil 4.2: Vela büyüklüğünde (solda) ve Vela yaş aralığında olmayıp bu büyüklükte sıçrama yapmış pulsarlar için sıçrama aktivitesinin spin yavaşlama oranının logaritmasına göre değişimi

Sıçrama istatistiği ile ilgili son olarak sıçramalar arasındaki zamanın bölüm 3.1 de verilen modellerden ve sıçrama aktivitesinden tahmin edilip edilemeyeceğine değinelim. Daha önce de değindiğimiz gibi sıçramalar arası zaman değişiklik göstermektedir ve Vela ile PSR J0537-6910 dışında tek bir sıçrama arası zaman ile tanımlayabileceğimiz başka bir pulsar yoktur. Ancak Ek A da verilen tablodaki her bir pulsar için son sıçrama ile ilk sıçrama arasında geçen zamanı sıçrama sayısının bir eksiğine bölerek sıçrama arası zaman için kabaca bir ifade elde edebiliriz (sadece bir kez sıçrama yapmış pulsarlar için bir sıçrama arası zaman hesaplanmadığından istatistiğimize dahil edilmemişlerdir). Bunu karşılaştırmak üzere Tablo 4.2 deki her bir pulsar için üç farklı yolla sıçrama arası zaman hesaplanmıştır.

Birinci yol Alpar ve diğ. (1984a, 1993) gibi bir süperakışkan bileşenden normal bileşene açısal momentum transferini içeren modellerde açısal momentumun korunması koşulundan çıkan

$$\frac{\Delta\Omega}{\Omega} \frac{1}{\tau_g} \sim \frac{I_s}{I} \frac{\dot{\Omega}}{\Omega} \quad (4.4)$$

ifadesinden hesaplamaktır. Hesaplarda kabuk süperakışkanının eylemsizlik momentinin yıldızın eylemsizlik momentine oranı için Lyne ve diğ. (2000) tarafından verilmiş $I_s/I \approx 1,7 \times 10^{-2}$ değeri kullanılmıştır. Sıçramalar arasındaki ortalama zamanın elde edilmesinde her bir pulsara ait ortalama $\Delta\Omega/\Omega$ değeri kullanılmıştır. Vela büyüklüğündeki sıçramalar arası zamanın hesaplanmasında ise sıçrama büyüklüğü olarak Urama ve Okeke'nin (1999) yaptığı gibi, tipik bir Vela sıçramasının büyüklüğü $\Delta\Omega/\Omega \approx 2 \times 10^{-6}$ ortak değeri alınmış ve sonuçlar parantez içerisinde verilmiştir. Bu yolla elde edilen sonuçlar A ile isimlendirilmiştir.

İkinci yol Ruderman ve diğ.'nin (1998) akı tüpü modelidir. Bu modelde yavaşlayan bir nötron yıldızında dışarı doğru açılan nötron vorteks çizgilerinin beraberinde sürüklediği akı tüpleri, kabuğu kırılma noktasının ötesine gererek kırar ve sıçrama meydana getirir. Bu modelde sıçrama arası zaman

$$\tau_g \sim \frac{4\tau_c \Delta s}{R} \frac{|\vec{v}_v|}{|\vec{v}_\phi|} \quad (4.5)$$

ile verilir. Burada vorteks çizgilerinin hızının akı tüplerinin hızına oranı için Vela temel alınarak hesaplanmış $|\vec{v}_\phi|/|\vec{v}_v| \sim 0.8$ değeri kullanılmıştır. Ruderman ve diğ.'nin (1998) belirttiği gibi bu değer dipol değeri 3 den çıkarılması pulsarın frenleme indisini verir ve 2 civarındadır. İstatistikteki pulsarların her birinin frenleme indisi bilinmediğinden böyle bir ortak değer alınmıştır. Ayrıca hareket eden kabuk plakasının yıldız yarıçapına oranı için tipik $\Delta s/R \sim 10^{-4}$ değeri alınmıştır. Bu yolla elde edilen sonuçlar B ile isimlendirilmiştir.

Son yol (4.3) denklemiyle spin yavaşlama oranından elde edilen sıçrama aktivitesi değerini (4.1) denkleminde kullanmaktır. N için Vela büyüklüğündeki sıçramaların sayısı ve sıçrama büyüklüğü olarak yine tipik Vela değeri alınmıştır. Böylece tek bir parametre ile, spin yavaşlama oranı değeriyle sıçramalar arasındaki zamanı ve

dolayısıyla bir sonraki sıçrama zamanını tahmin edip edemeyeceğimize bakabiliriz. Bu yolla elde edilen sonuçları da C ile isimlendirilmiştir.

Dikkat edilirse her üç yolla da kabaca sonuçlar elde edilir. Çünkü sıçrama büyüklüğü olarak tipik Vela değeri ve değişken ifadeler için benzer şekilde tek bir büyüklük almak çok da doğru değildir. Ancak, bu şekilde elde edilen sonuçlar istatistiğe dahil edilen pulsarlar için hem tek tip (Vela benzeri) bir sıçrama mekanizması olup olmadığının görülmesi hem de modellerin değerlendirilmesi bakımından önemli olabilir. Sonuçlar Tablo 4.3 de verilmiştir.

Tablo 4.3 Vela yaş aralığında ve tekrarlamış sıçrama yapmış pulsarlar için sıçramalar arası zaman ve üç farklı yolla elde edilmiş tahminleri.

Pulsar	τ_g (yıl)	A	B	C
J0631+1036	1.08(13.62)	1.75(10.25)	(13.95)	1.38(8.12)
J0729-1448	1.85(10.82)	5.56(8.27)	(11.26)	4.95(7.4)
B0833-45	2.59(2.96)	2.46(2.65)	(3.6)	4.39(4.75)
B1046-58	5.06(14.95)	4.11(4.79)	(6.53)	4.78(5.59)
J1105-6107	5.88(17.22)	0.76(14.88)	(20.26)	0.31(6.14)
B1338-62	1.45(6.28)	1.49(2.84)	(3.87)	2.22(5.51)
B1706-44	16.25(16.25)	4.93(4.09)	(5.57)	6.3(5.24)
B1727-33	11.24(11.24)	9.56(6.11)	(8.32)	9.38(6.02)
B1727-47	4.22(42.87)	0.84(18.87)	(27.7)	0.68(15.37)
B1737-30	0.73(7.96)	0.66(4.84)	(6.59)	1.1(8.12)
J1737-3137	3.82(9.64)	3.2(12.08)	(16.45)	2.59(9.82)
B1757-24	3.56(4.75)	3.67(3.62)	(4.93)	5.37(5.32)
B1758-23	2.57(29.88)	1.45(13.72)	(18.7)	1.05(9.98)
B1800-21	5.15(6.87)	5.96(3.71)	(5.06)	7.56(5.40)
J1814-1744	2.68(13.65)	0.14(19.98)	(27.2)	0.77(113.95)
B1823-13	4.95(9.89)	4.13(5.03)	(6.85)	4.45(5.43)
J1838-0453	5.42(10.06)	30.52(12.27)	(16.7)	23.13(9.33)
J1841-0524	1.28(6.42)	1.29(7.08)	(9.66)	1.51(8.29)
J1847-0130	3.72(10.13)	0.47(19.58)	(26.66)	-
J1913+0446	5.14(11.51)	0.7(21.57)	(29.38)	0.06(26.82)
B1930+22	5.85(10.5)	14.97(9.4)	(12.8)	10.55(6.66)
J2021+3651	3.4(6.8)	3.72(4)	(5.44)	4.86(5.24)
J2229+6114	1.74(6.95)	0.72(2.47)	(3.36)	1.24(4.3)

5. TARTIŞMA VE SONUÇ

Bu tezde, 1959 yılında Migdal tarafından teorik olarak önerilmesinden bu yana çok çalışılan ve güncel bir araştırma alanı olan nötron yıldızlarının süperakışkanlığı çalışılmıştır. Nötron yıldızlarının süperakışkanlığı ile ilgili başlıca araştırma konularını, a) Yüksek yoğunluklardaki nükleer maddenin yapısını ve enerji aralığını tayin etme çalışmaları, b) Pulsar sıçramaları ve nötron yıldızlarının termal evrimi, c) Nötron yıldızlarının süperakışkan korunun dinamiği olmak üzere üç başlık altında toplayabiliriz (Andersson ve Comer 2001). Hepsi de güncelliğini koruyan ve yoğun olarak çalışılan bu konularda incelediğimiz literatür kapsamında çok sayıda teori ve model bulunmasına rağmen yanıtlanamamış ve cevap bulmayı bekleyen birçok açık problem olduğu görülmüştür. Bunların bazılarını şöyle sıralayabiliriz:

- 1- Nötron yıldızlarının özellikle kor bölgelerinde erişilen yüksek yoğunluklardaki maddenin ve nükleer etkileşmelerin doğası, dolayısıyla da nötron yıldızlarının durum denklemi bilinmemektedir (Yakovlev ve diğ. 1999b).
- 2- Nötron yıldızı içerisinde hangi yoğunluklarda ve sıcaklıklarda süperakışkanlık fazına geçişin olduğu tartışmalıdır (Guskov ve diğ. 2002, Page ve diğ. 2004).
- 3- Süperakışkanlıkta hayati rol oynayan enerji aralığının tam değeri ve hesaplamalarda kullanılan metotlardan (yakınlık etkisi, ortalama alan metodu, tansör etkileşmeleri vb.) hangilerinin doğru şekilde işin içine katılacağı bilinmemektedir (Schaab ve diğ. 1997).
- 4- Kabuk kuplaj mekanizmalarında ve vorteks takılmasında önemli etkileri olacak kirlilik oranının hesaplanması üzerine yapılan çalışmalar (Jones 1998b, 2001) henüz başlangıç aşamasındadır ve mükemmellikten uzaktır.
- 5- Nötron yıldızlarının iç kabuğundaki vortex çizgilerinin kristal örgüsüne gerçekten takılmadığına ait görüşler olmakla birlikte (Jones 1997, 1998a, Donati ve Pizzochero 2006), etkin olarak takılabileceğine dair çalışmalar da mevcuttur (Pizzochero ve diğ. 1997, Hirashawa ve Shibasaki 2001). Gözlemleri en iyi açıklayan sıçrama modeli (Alpar ve diğ. 1984a) takılmış vorteks çizgilerinden

kabuğa ani açısal momentum transferine dayandığından, vortekslerin takılıp takılmadığı görüşü kritiktir.

- 6- Pulsar sıçramalarının Tablo 4.1. de verilen özelliklerin tamamını açıklayan evrensel bir model henüz mevcut değildir. Buna rağmen, kökeni kor veya kabuğa dayanan 11 farklı sıçrama mekanizmasının (bkz. Bölüm 3.1.), sıçramaların bazı özelliklerini açıklayabildiği yine aynı tablodan görülmektedir. Genç ve yaşlı pulsarların farklı özelliklerinden dolayı ortak bir sıçrama modelinin ortaya çıkarılmasının pek de mümkün olmadığı söylenebilir. Ayrıca manyetarların ve normal radyo pulsarlarının sıçramaların farklı olması beklendiğinden, bunun da açıklanması gerekir.
- 7- Nötron yıldızlarının soğumasında süperakışkanlığın gerekli olduğu Cassiopeia A süpernova kalıntısındaki nötron yıldızının gözlenen soğumasından artık bilinmektedir (Page ve diğ. 2011, Yakovlev ve diğ. 2011). Ancak, nötron yıldızları içerisinde soğumayı hızlandıracak maddenin egzotik hâllerinin ortaya çıkıp çıkmayacağı hâlâ açıklığa kavuşmamıştır.
- 8- Presesyonun nötron yıldızının dinamiği, özellikle de korun fiziği hakkında Link (2003,2006) tarafından elde edilmiş çıkarımları, genel kabulün aksine proton süperiletkenliğinin tip I olmasını gerektirmektedir. Bunun nötron yıldızlarında manyetik alan evrimi üzerine önemli etkileri olacaktır.
- 9- Süperakışkanlığın laboratuvar çalışmaları ve bilgisayar simülasyonlarının, nötron yıldızlarının dinamik özelliklerine, bilhassa sıçramaları verecek şekilde uygulanması (Larson ve Link 2002, Peralta ve diğ. 2005,2006 Warszawski ve Melatos 2011) henüz yeni başlamış bir araştırma alanıdır. Bu alanda yapılacak daha ileri araştırmalar gözlemlerle karşılaştırıldığında nötron yıldızlarında etkili olan kuplaj mekanizmalarındaki katsayıların belirlenmesi, sıçramanın yerinin (kabuk ya da kor) anlaşılması, spin hızlanma zaman ölçeğine yol açan mekanizmanın bulunması, farklı sıçrama büyüklüklerine yol açan etmenlerin ortaya çıkarılması ve sıçramalar arası zamanın hesaplanması ve hatta nötron yıldızının durum denklemini elde etme gibi çok sayıda konuda yardımcı olabilir.

Bu tezde süperakışkanlığın nötron yıldızlarının dinamik özelliklerine etkisi hakkında literatürdeki düşüncelerin derlenerek sunulmasına ek olarak pulsarların sıçramalarının özelliklerini belirlemeye yönelik bir sıçrama istatistiği çalışması yapılmıştır. Öncelikle Kasım 2011 itibariyle 128 pulsarda 394 tane sıçrama meydana geldiğini ve bunlar

arasında 45 pulsarın 85 devasa büyüklükte sıçraması olduğunu not düşelim. İstatistik çalışmamızda elde edilen sonuçlar şöyle sıralanabilir:

- 1- Urama ve Okeke'nin (1999) Vela yaş aralığında (10^4 - 10^5 yıl) tekrarlamış sıçrama yapmış pulsarlar ile ilgili istatistik çalışmasının geçen 12 yıl içerisinde, pulsar sayısının artması ile birlikte, geçerliliğini koruyup korumadığına bakılmıştır. Bu araştırmacılar 10 pulsar için sıçrama aktivitesi ile spin yavaşlama oranının logaritması arasında (4.2) denklemiyle verilen çok iyi bir lineer ilişki (korelasyon katsayısı 0.89) olduğunu bulmuşlardır. Bu çalışmamızda ise 23 pulsar (bkz. Tablo 4.2) için (4.3) denkleminde (korelasyon katsayısı 0.32) anlaşılacağı üzere lineer ilişkinin bozulduğu görülmüştür. Urama ve Okeke'nin (1999) çalışmasıyla bu tezde elde ettiğimiz sonuçların karşılaştırması Şekil 4.1 de verilmiştir.
- 2- Bu tezde sıçrama istatistiği ile ilgili iki farklı duruma daha bakıldı. İlkinde Vela büyüklüğünde sıçrama yapmış ve Vela yaş aralığındaki 16 pulsar için sıçrama aktivitesi ile spin yavaşlama oranının logaritması arasındaki ilişki incelenmiştir. İkinci durumda ise yine Vela büyüklüğünde sıçrama yapmış fakat Vela yaş aralığında olmayan 16 pulsar için aynı ilişkiye bakılmıştır. Bu iki duruma karşılık gelen $A_g \approx 22.36 + 1.67 \log |\dot{\nu}|$, $A_g \approx 24.12 + 1.73 \log |\dot{\nu}|$ ifadeleri elde edilmiştir. Sıçramalarının büyüklüğü Vela mertebesinde olan toplamda 32 pulsarın yaş aralıklarına göre ayrılmış iki farklı grubuna ait 0.23 ve 0.39 korelasyon katsayılarından söz konusu ilişkilerin çok iyi olmadığı görülmektedir.
- 3- Çalışmamızda son olarak Tablo 4.2 deki tekrarlamış sıçrama yapan 23 pulsar için sıçramalar arasındaki ortalama zaman hesaplanmış ve bazı sıçrama modellerinin her bir pulsar için verdiği tahminlerle karşılaştırılması yapılmıştır (bkz. Tablo 4.3). Buradan elde edilen sonuçlar şöyle özetlenebilir:

- Süperakışkan bileşenden kabuğa açısal momentum transferini varsayan sıçrama modelleri (Alpar ve diğ. 1984a, 1993), sıçramalar arası zaman değerleriyle genel olarak çok iyi uyum içindedir. Özellikle de PSR J0631+1036, PSR B0833-45, PSR J1841-0524 için neredeyse aynı olduğu görülmektedir.
- Alpar ve diğ. (1984a, 1993) modelinin Vela büyüklüğünde hiç sıçraması olmayan 6 pulsar için verdiği sıçramalar arası zaman tahmini ve gözlenen ortalama değer arasında büyük farklılık vardır. Bu pulsarlar için başka bir

mekanizmanın da işin içinde olması (muhtemelen kabuk kırılması ya da plastik akış gibi) gerekmektedir.

- Alpar ve diğ. (1984a, 1993) modelinin Vela büyüklüğünde sıçramalar arası zaman için verdiği tahminlerin bazıları gözlenen ortalama değerinin altında kalmaktadır. Bunu Vela büyüklüğünde sıçramalar arasında meydana gelen küçük sıçramaların kabuk ile süperakışkan bileşeni arasındaki açısal hız farkının gelişimini etkilemesine ve böylece kritik açısal hız farkının oluşumunu geciktirmesine bağlayabiliriz.
 - Alpar ve diğ. (1984a, 1993) modeli sadece yaptığı iki sıçraması da Vela büyüklüğünde ve yaşı Vela'ya yakın olan PSR B1706-44 nin gözlenen sıçramalar arası zamanı için yeterince iyi tahmin vermemektedir. Muhtemelen söz konusu pulsarın sıçramalarında kullanılan süperakışkan miktarındaki farklılık (~3,5 kat daha az) bu duruma yol açmaktadır. Yine de sağlıklı bir karara varabilmek için PSR B1706-44 nin daha fazla sayıda sıçramasını gözlemek ve yorumu buna göre yapmak gerekmektedir.
 - Ruderman ve diğ.'nin (1998) modeli Vela büyüklüğünde sıçramalar arasındaki zaman için aykırı tahminler vermemektedir. Ancak, daha önce de değindiğimiz gibi büyük belirsizlik içeren vorteks çizgilerinin hızının akı tüplerininkine oranı için Vela'nın ölçülen frenleme indisinden yola çıkılarak elde edilen değer kullanılması ve açık olarak bunun Vela yaş aralığındaki tüm pulsarlar için aynı olmasını beklemenin çok büyük bir basitleştirmeye yol açacağı her zaman akılda tutulması gerekir
 - Sadece pulsarların spin yavaşlama oranının bilinmesiyle hesaplanan sıçrama aktivitesi değeri (4.3) ifadesinde yerine konularak elde edilen sıçramalar arası zaman aralıkları (bkz. Tablo 4.2. C modeli), gözlenenler ile çok da uyumlu olmamasına rağmen, PSR B1737-30 ve PSR J2229+6114 pulsarlarına ait sıçramalar arası zaman aralıklarını Alpar ve diğ. (1984a, 1993) modeline göre daha iyi vermektedir.
- 4- Bu istatistik çalışmamızdan spin yavaşlama oranı gibi tek bir parametreden yola çıkılarak bir sonraki sıçramanın kabaca ne zaman meydana geleceğini kestirmenin mümkün olmadığı sonucuna varırız. Bundan başka her ne kadar Vela yaş aralığındaki pulsarlarda ortak birtakım özellikler mevcut olsa da, daha iyi istatistikî çalışmalar yapılabilmesi için başka parametreler de göz önüne alınmalıdır.

EK A

Tablo: Pulsar sıçramaları ve sıçrama yapan pulsarların bazı özellikleri*.

Pulsar Adı	PSR J	Sıçrama Zamani(MJD)	$\Delta\Omega/\Omega$ (10^{-9})	$\Delta\Omega/\Omega$ (10^{-3})	τ (gün) ve Q değerleri	P(s)	Yaş (kyıl)	Referans
J0007+7303	0007+7303	54952.652	556(1)	0.97(6)	- -	0.316	13.88	Abdo ve diğ. 2011
4U_0142+61	0146+6145	51141(248)	650	14	- -	8.69	70	Morii ve diğ. 2005
4U_0142+61	0146+6145	53809.18584	110(10)	11.65	Q=1.07(2) $\tau=17.0(1.7)$	8.69	70	Gavriil ve diğ. 2011
B0144+59	0147+5922	53682(15)	0.056(3)	-0.21(5)	- -	0.1963	12100	Yuan ve diğ. 2010
B0154+61	0157+6212	48504(5)	2.46(6)	-0.04(1)	- -	2.352	200	Krawczyk ve diğ. 2003
J0205+6449	0205+6449	52555(17)	340(110)	5(1)	- -	0.065	5.4	Livingstone ve diğ. 2009
J0205+6449	0205+6449	52920(144)	3800(400)	12(1)	- -	0.065	5.4	Livingstone ve diğ. 2009
J0205+6449	0205+6449	54907(3)	1773(6)	6(1)	- -	0.065	5.4	Espinoza ve diğ. 2011
J0205+6449	0205+6449	55720(7)	120(15)	-	- -	0.065	5.4	Espinoza ve diğ. 2011
B0355+54	0358+5413	46079(7)	5.56(3)	1.8(2)	- -	0.156	560	Lyne1987
B0355+54	0358+5413	46469(36)	4376(10)	105(45)	Q=0.0011 $\tau=165(10)$	0.156	560	Lyne1987
B0355+54	0358+5413	51673(15)	0.04(2)	-	- -	0.156	560	Janssen ve Stappers 2006
B0355+54	0358+5413	51965(14)	0.030(2)	-0.102 (7)	- -	0.156	560	Janssen ve Stappers 2006
B0355+54	0358+5413	52941(9)	0.04(1)	0.13(4)	- -	0.156	560	Janssen ve Stappers 2006
B0355+54	0358+5413	53216(11)	0.10(2)	-0.03 (4)	- -	0.156	560	Janssen ve Stappers 2006
B0402+61	0406+6138	53041(6)	0.62(4)	0.5(1)	- -	0.595	1690	Yuan ve diğ. 2010a
B0458+46	0502+4654	52616(2)	0.33(2)	0.7(2)	- -	0.638	1812.4	Espinoza ve diğ. 2011
B0525+21	0528+2200	42057(14)	1.2(2)	2(2)	Q=0.5 $\tau=150$	3.745	1480	Shemar ve Lyne 1996
B0525+21	0528+2200	52280(4)	1.53(5)	0.9(1)	Q=0.44(5) $\tau=650(50)$	3.745	1480	Yuan ve diğ. 2010a
B0525+21	0528+2200	53379	0.17(5)	-	- -	3.745	1480	Janssen ve Stappers 2006
B0525+21	0528+2200	53980(12)	0.5(1)	0.13(12)	- -	3.745	1480	Yuan ve diğ. 2010a
B0531+21	0534+2200	40493.4	4.0(4)	-	Q=0.94(1) $\tau=5(2)$	0.0334	0.958	Lohsen 1981
B0531+21	0534+2200	41161.98(4)	1.9(1)	0.17(1)	- -	0.0334	0.958	Espinoza ve diğ. 2011
B0531+21	0534+2200	41250.32(1)	2.1(1)	0.11(1)	- -	0.0334	0.958	Espinoza ve diğ. 2011
B0531+21	0534+2200	42448	44(6)	0.22(2)	Q=0.707(2) $\tau=15.5(2)$	0.0334	0.958	Lohsen 1981
B0531+21	0534+2200	46664.42(5)	4.1(1)	2.5(2)	Q=0.1 $\tau=9.3(2)$	0.0334	0.958	Lyne ve diğ. 1993
B0531+21	0534+2200	47768.40(2)	85(4)	-	Q=0.89 $\tau=18(2)$	0.0334	0.958	Lyne ve diğ. 1992
B0531+21	0534+2200	48947.0(2)	10(2)	-	Q=0.87 -	0.334	0.958	Wong ve diğ. 2001
B0531+21	0534+2200	50020.6(3)	2.7(7)	-	Q=0.8 -	0.334	0.958	Wong ve diğ. 2001
B0531+21	0534+2200	50259.9(2)	22(1)	-	Q=0.6 -	0.334	0.958	Wong ve diğ. 2001
B0531+21	0534+2200	50459.15(5)	7.7(3)	-	Q=0.87 -	0.334	0.958	Wong ve diğ. 2001
B0531+21	0534+2200	50489(2)	2	-	- -	0.334	0.958	Wong ve diğ. 2001
B0531+21	0534+2200	50812(1)	9(2)	-	Q=0.92 -	0.334	0.958	Wong ve diğ. 2001
B0531+21	0534+2200	51452(1)	1(2)	-	Q=0.83 -	0.334	0.958	Wong ve diğ. 2001

B0531+21	0534+2200	51709	24(8)	5(2)	Q=0.80	0.334	0.958	Wang ve diğ. 2001
B0531+21	0534+2200	51804.75(2)	3.5(1)	0.53(3)	-	0.334	0.958	Espinoza ve diğ. 2011
B0531+21	0534+2200	52084.072(1)	22.6(1)	2.07(3)	-	0.334	0.958	Espinoza ve diğ. 2011
B0531+21	0534+2200	52146.7580(3)	8.9(1)	0.57(1)	-	0.334	0.958	Espinoza ve diğ. 2011
B0531+21	0534+2200	52498.257(2)	3.4(1)	0.70(2)	-	0.334	0.958	Espinoza ve diğ. 2011
B0531+21	0534+2200	52587.20(1)	1.7(1)	0.5(1)	-	0.334	0.958	Espinoza ve diğ. 2011
B0531+21	0534+2200	53067.0780(2)	214(1)	6.2(2)	-	0.334	0.958	Espinoza ve diğ. 2011
B0531+21	0534+2200	53254.109(2)	4.9(1)	0.2(1)	-	0.334	0.958	Espinoza ve diğ. 2011
B0531+21	0534+2200	53331.17(1)	2.8(2)	0.7(1)	-	0.334	0.958	Espinoza ve diğ. 2011
B0531+21	0534+2200	53970.1900(3)	21.8(2)	3.1(1)	-	0.334	0.958	Espinoza ve diğ. 2011
B0531+21	0534+2200	54580.38(1)	4.7(1)	0.2(1)	-	0.334	0.958	Espinoza ve diğ. 2011
B0531+21	0534+2200	55875.5(1)	49.2(3)	-	-	0.334	0.958	Espinoza ve diğ. 2011
J0537-6910	0537-6910	51285.7(8.6)	681(65)	0.42(62)	-	0.0161	5	Middleditch ve diğ. 2006
J0537-6910	0537-6910	51569.0(6.8)	449(8)	0.75(5)	-	0.0161	5	Middleditch ve diğ. 2006
J0537-6910	0537-6910	51711.1(6.7)	315(9)	0.61(7)	-	0.0161	5	Middleditch ve diğ. 2006
J0537-6910	0537-6910	51826.3(7.1)	140(7)	0.40(8)	-	0.0161	5	Middleditch ve diğ. 2006
J0537-6910	0537-6910	51881.3(5.5)	141(20)	0.19(33)	-	0.0161	5	Middleditch ve diğ. 2006
J0537-6910	0537-6910	51960.1(4.9)	456(46)	0.53(65)	-	0.0161	5	Middleditch ve diğ. 2006
J0537-6910	0537-6910	52170.6(8.3)	185(6)	0.64(2)	-	0.0161	5	Middleditch ve diğ. 2006
J0537-6910	0537-6910	52241.6(7.8)	427(6)	0.17(4)	-	0.0161	5	Middleditch ve diğ. 2006
J0537-6910	0537-6910	52386.0(5.7)	168(20)	0.61(24)	-	0.0161	5	Middleditch ve diğ. 2006
J0537-6910	0537-6910	52453.3(6.9)	217(30)	0.34(35)	-	0.0161	5	Middleditch ve diğ. 2006
J0537-6910	0537-6910	52545.3(6.2)	421(18)	0.36(17)	-	0.0161	5	Middleditch ve diğ. 2006
J0537-6910	0537-6910	52739.8(5.3)	144(6)	0.56(3)	-	0.0161	5	Middleditch ve diğ. 2006
J0537-6910	0537-6910	52819.0(3.6)	256(16)	0.40(21)	-	0.0161	5	Middleditch ve diğ. 2006
J0537-6910	0537-6910	52886.9(4.5)	234(23)	0.56(26)	-	0.0161	5	Middleditch ve diğ. 2006
J0537-6910	0537-6910	53014.0(9.5)	338(10)	0.71(8)	-	0.0161	5	Middleditch ve diğ. 2006
J0537-6910	0537-6910	53125.4(2.8)	18(14)	0.62(24)	-	0.0161	5	Middleditch ve diğ. 2006
J0537-6910	0537-6910	53145.2(2.7)	392(8)	-0.10 (23)	-	0.0161	5	Middleditch ve diğ. 2006
J0537-6910	0537-6910	53288.3(2.4)	395(10)	0.68(6)	-	0.0161	5	Middleditch ve diğ. 2006
J0537-6910	0537-6910	53445.6(1.7)	259(16)	0.70(12)	-	0.0161	5	Middleditch ve diğ. 2006
J0537-6910	0537-6910	53550.8(4.4)	322(26)	0.59(20)	-	0.0161	5	Middleditch ve diğ. 2006
J0537-6910	0537-6910	53699.2(3.9)	402(8)	0.64(17)	-	0.0161	5	Middleditch ve diğ. 2006
J0537-6910	0537-6910	53860.1(1.5)	236(20)	0.62(18)	-	0.0161	5	Middleditch ve diğ. 2006
J0537-6910	0537-6910	53951.2(1.5)	18(20)	-	-	0.0161	5	Middleditch ve diğ. 2006
B0540-69	0540-6919	51335(12)	1.4(2)	0.133(2)	-	0.0504	1.7	Livingstone ve diğ. 2005
B0559-05	0601-0527	51665.2(1)	0.2(1)	-0.7(1)	-	0.396	4818.2	Espinoza ve diğ. 2011
J0631+1036	0631+1036	50183.5(2)	4.7(1)	-0.7(1)	-	0.2877	43.6	Espinoza ve diğ. 2011
J0631+1036	0631+1036	50480.1(1)	4.2(2)	0.1(2)	-	0.2877	43.6	Espinoza ve diğ. 2011
J0631+1036	0631+1036	50608.277(1)	57.3(1)	1.2(1)	-	0.2877	43.6	Espinoza ve diğ. 2011
J0631+1036	0631+1036	50729(1)	1662.7(1)	3.5(2)	-	0.2877	43.6	Espinoza ve diğ. 2011

J0631+1036	0631+1036	51909.7(1)	1.4(1)	0.26(4)	-	0.2877	43.6	Espinoza ve diğ. 2011
J0631+1036	0631+1036	52852.0(2)	17.6(9)	3.3(2)	Q=0.62 τ=120(20)	0.2877	43.6	Yuan ve diğ. 2010a
J0631+1036	0631+1036	53229(10)	1.5(4)	-0.08(5)	-	0.2877	43.6	Yuan ve diğ. 2010a
J0631+1036	0631+1036	53366(1)	1.9(1)	0.3(1)	-	0.2877	43.6	Espinoza ve diğ. 2011
J0631+1036	0631+1036	53622.6(2)	1.1(1)	0.20(3)	-	0.2877	43.6	Espinoza ve diğ. 2011
J0631+1036	0631+1036	54099(2)	0.4(1)	-0.2(1)	-	0.2877	43.6	Espinoza ve diğ. 2011
J0631+1036	0631+1036	54195(65)	6.6(4)	-2.5(2)	-	0.2877	43.6	Yuan ve diğ. 2010a
J0631+1036	0631+1036	54632.41(14)	44(2)	5.7(5)	Q=0.13(2) τ=40(15)	0.2877	43.6	Yuan ve diğ. 2010a
J0631+1036	0631+1036	55118.83(1)	11.0(1)	1.3(1)	-	0.2877	43.6	Espinoza ve diğ. 2011
J0631+1036	0631+1036	55278.24(4)	7.0(2)	2.8(2)	-	0.2877	43.6	Espinoza ve diğ. 2011
J0631+1036	0631+1036	55702(3)	3280(1)	-	-	0.2877	43.6	Espinoza ve diğ. 2011
J0633+1746	0633+1746	50382	0.62	-	-	0.237	342.3	Jackson ve diğ. 2002
B0656+14	0659+1414	50197(8)	0.6(4)	0.3(5)	-	0.385	110.87	Espinoza ve diğ. 2011
B0656+14	0659+1414	51017(3)	1.3(1)	2(1)	-	0.385	110.87	Espinoza ve diğ. 2011
B0727-18	0729-1836	51422(1)	1.0(0.5)	-2(3)	-	0.5101	426.38	Espinoza ve diğ. 2011
B0727-18	0729-1836	52150(3)	4(1)	6(2)	-	0.5101	426.38	Espinoza ve diğ. 2011
J0729-1448	0729-1448	52010(1)	24.8(4)	1.6(3)	-	0.2516	35.196	Espinoza ve diğ. 2011
J0729-1448	0729-1448	54317.7(2)	23(1)	4(3)	-	0.2516	35.196	Espinoza ve diğ. 2011
J0729-1448	0729-1448	54483.6(3)	13(1)	1(1)	-	0.2516	35.196	Espinoza ve diğ. 2011
J0729-1448	0729-1448	54592(1)	12(1)	-2(2)	-	0.2516	35.196	Espinoza ve diğ. 2011
J0729-1448	0729-1448	54711(21)	6620.3(4)	13.86(5)	-	0.2516	35.196	Wetevrede ve diğ. 2010
B0740-28	0742-2822	47625(3)	1.2(1)	-0.8(3)	-	0.1668	157.0	D'Alessandro ve diğ. 1993
B0740-28	0742-2822	48331.7(3)	1.2(1)	-1(1)	-	0.1668	157.0	D'Alessandro ve diğ. 1993
B0740-28	0742-2822	51770(20)	1.0(3)	0.9(2)	-	0.1668	157.0	Janssen&Stappers 2006
B0740-28	0742-2822	52027(5)	2.1(2)	-1.1(2)	-	0.1668	157.0	Janssen ve Stappers 2006
B0740-28	0742-2822	53090.2(2.6)	2.9(1)	0.39(3)	-	0.1668	157.0	Janssen ve Stappers 2006
B0740-28	0742-2822	53469.7(8.1)	1.1(2)	-	-	0.1668	157.0	Janssen ve Stappers 2006
B0740-28	0742-2822	55020.469(4)	92(2)	-372 (96)	-	0.1668	157.0	Espinoza ve diğ. 2011
B0756-15	0758-1528	49963(4)	0.11(3)	2(2)	-	0.682	6677.3	Espinoza ve diğ. 2011
B0833-45	0835-4510	40280(4)	2338(9)	10.1(3)	Q=0.03(1)	0.0893	11.3	Cordes ve diğ. 1988
B0833-45	0835-4510	41192(8)	2047(30)	14.8(2)	Q=0.035(1)	0.0893	11.3	Cordes ve diğ. 1988
B0833-45	0835-4510	41312(4)	12(2)	1.9(2)	Q=0.55(21)	0.0893	11.3	Cordes ve diğ. 1988
B0833-45	0835-4510	42683(3)	1987(8)	11(1)	Q=0.088(8)	0.0893	11.3	Cordes ve diğ. 1988
B0833-45	0835-4510	43693(12)	3063(65)	18.3(2)	Q=0.024(5)	0.0893	11.3	Cordes ve diğ. 1988
B0833-45	0835-4510	44888.4(4)	1138(9)	8.43(6)	Q=0.183(1)	0.0893	11.3	Cordes ve diğ. 1988
B0833-45	0835-4510	45192.1(5)	2051(3)	23.1(3)	Q=0.044(3)	0.0893	11.3	Cordes ve diğ. 1988
B0833-45	0835-4510	46259(2)	1346(5)	6.16(3)	Q=0.158(1)	0.0893	11.3	McCulloch ve diğ. 1987
B0833-45	0835-4510	47519.80360(8)	1805.2(8)	77(6)	-	0.0893	11.3	McCulloch ve diğ. 1990
B0833-45	0835-4510	48457.4(10)	2715(2)	600(60)	-	0.0893	11.3	Flanagan 1991
B0833-45	0835-4510	49559.0(2)	835(2)	0(5)	-	0.0893	11.3	Flanagan 1994a
B0833-45	0835-4510	49591.82	199(2)	120(20)	-	0.0893	11.3	Flanagan 1994b

B0833-45	0835-4510	50369.345(2)	2110(17)	5.95(3)	Q=0.38(2) $\tau=916(48)$	0.0893	11.3	Wang ve diğ. 2000
B0833-45	0835-4510	51559.3190(5)	3085.72(4)	6.73	-	0.0893	11.3	Dodson ve diğ. 2002
B0833-45	0835-4510	53193.09	2100	-	-	0.0893	11.3	Dodson ve diğ. 2004
B0833-45	0835-4510	53959.93	2620	230(40)	-	0.0893	11.3	Flanagan ve Buchner 2006
B0833-45	0835-4510	55408	1940	75(1)	-	0.0893	11.3	Buchner 2010
B0919+06	0922+0638	48545	1.42	-	- $\tau=377$	0.43	496.57	Shabanova 2010
B0919+06	0922+0638	49134	1.34	-	-	0.43	496.57	Shabanova 2010
B0919+06	0922+0638	49593	1.81	-	- $\tau=300$	0.43	496.57	Shabanova 2010
B0919+06	0922+0638	50194	1.38	-	- $\tau=374$	0.43	496.57	Shabanova 2010
B0919+06	0922+0638	50723	1.42	-	- $\tau=523$	0.43	496.57	Shabanova 2010
B0919+06	0922+0638	51386	1.51	-	- $\tau=459$	0.43	496.57	Shabanova 2010
B0919+06	0922+0638	51992	1.29	-	- $\tau=457$	0.43	496.57	Shabanova 2010
B0919+06	0922+0638	52664	1.38	-	- $\tau=456$	0.43	496.57	Shabanova 2010
B0919+06	0922+0638	53330	1.25	-	- $\tau=221$	0.43	496.57	Shabanova 2010
B0919+06	0922+0638	53726	1.51	-	- $\tau=442$	0.43	496.57	Shabanova 2010
B0919+06	0922+0638	54320	1.98	-	- $\tau=450$	0.43	496.57	Shabanova 2010
B0919+06	0922+0638	54920	1.59	-	-	0.43	496.57	Shabanova 2010
B0919+06	0922+0638	55139.8(1)	1257(1)	-7(1)	-	0.43	496.57	Shabanova 2010
J1023-5746	1023-5746	55041	3600(1)	-	-	0.1114	4.6	Saz Parkinson ve diğ. 2010
B1046-58	1048-5832	48944(2)	25(2)	0.3(1)	-	0.1237	20.4	Wang ve diğ. 2000
B1046-58	1048-5832	49034(9)	2995(7)	3.7(1)	Q=0.025(3) $\tau=100$	0.1237	20.4	Wang ve diğ. 2000
B1046-58	1048-5832	50788(3)	771	4.62(6)	Q=0.245(3) $\tau=400$	0.1237	20.4	Wang ve diğ. 2000
B1046-58	1048-5832	54495(10)	3043.1(2)	4.77(2)	-	0.1237	20.4	Weltevrede ve diğ. 2010
1E_1048.1-5937	1048-5937	52386.0(15)	2910(9)	-	-	6.4578	3-7	Dib ve diğ. 2009
1E_1048.1-5937	1048-5937	54185.91	16300(200)	-73(48)	-	6.4578	3-7	Dib ve diğ. 2009
J1052-5954	1052-5954	54526(22)	6747.8(7)	14.1(4)	-	0.1806	143.18	Weltevrede ve diğ. 2010
J1105-6107	1105-6107	50417(16)	281(3)	1.3(29)	-	0.0632	63.3	Wang ve diğ. 2000
J1105-6107	1105-6107	50610(3)	1.3(2)	0.19(1)	-	0.0632	63.3	Wang ve diğ. 2000
J1105-6107	1105-6107	54711(21)	23(1)	0.0(3)	-	0.0632	63.3	Weltevrede ve diğ. 2010
J1119-6127	1119-6127	51398(4)	4.4(4)	0.039(5)	-	0.407	1.6	Camilo ve diğ. 2000
J1119-6127	1119-6127	53290	321(33)	6(1)	Q=1.01(1) $\tau=63(8)$	0.407	1.6	Weltevrede ve diğ. 2011
J1119-6107	1119-6107	54240	5419(794)	197.8(4)	Q=1.1(1) $\tau=23(3)$	0.407	1.6	Weltevrede ve diğ. 2011
J1123-6259	1123-6259	49705.87(1)	749.12(12)	1.0(4)	Q=0.0026(1) $\tau=840(100)$	0.2714	818.6	Wang ve diğ. 2000
J1124-5916	1124-5916	55191	15.99(9)	-4.73(2)	-	0.1354	2.852	Ray ve diğ. 2011
J1141-3322	1141-3322	50521.31(3)	0.4(1)	-4(5)	-	0.2915	9964.17	Espinoza ve diğ. 2011
J1141-6545	1141-6545	54277(20)	589.0(6)	5.0(9)	Q=0.0040(7) $\tau=495(140)$	0.394	1400	Manchester ve diğ. 2010
B1259-63	1302-6350	50690.7(7)	3.20(5)	2.5(1)	-	0.0477	330	Wang ve diğ. 2004
B1325-43	1328-4357	43590(24)	116	-	-	0.5357	2796	Newton ve diğ. 1981
B1338-62	1341-6220	47989(21)	1507(1)	0.15(6)	-	0.1933	12.1	Wang ve diğ. 2000
B1338-62	1341-6220	48453(12)	24.2(9)	0.50(7)	-	0.1933	12.1	Wang ve diğ. 2000
B1338-62	1341-6220	48645(10)	990(3)	0.7(1)	Q=0.020(3)	0.1933	12.1	Wang ve diğ.

					$\tau=75$			2000
B1338-62	1341-6220	49134(22)	10(2)	0.6(2)	-	0.1933	12.1	Wang ve diğ. 2000
B1338-62	1341-6220	49363(130)	142(21)	0.68(16)	-	0.1933	12.1	Wang ve diğ. 2000
B1338-62	1341-6220	49523(17)	33(3)	-0.55(9)	-	0.1933	12.1	Wang ve diğ. 2000
B1338-62	1341-6220	49766(2)	11(1)	-0.26(6)	-	0.1933	12.1	Wang ve diğ. 2000
B1338-62	1341-6220	49904(16)	16(7)	-1.9(4)	-	0.1933	12.1	Wang ve diğ. 2000
B1338-62	1341-6220	50008(16)	1636(13)	3.3(4)	Q=0.004(1) $\tau=300$	0.1933	12.1	Wang ve diğ. 2000
B1338-62	1341-6220	50321.7(6)	27(1)	0.61(6)	-	0.1933	12.1	Wang ve diğ. 2000
B1338-62	1341-6220	50528.9(8)	20(4)	1.0(4)	-	0.1933	12.1	Wang ve diğ. 2000
B1338-62	1341-6220	50683(13)	703(4)	1.2(3)	-	0.1933	12.1	Wang ve diğ. 2000
B1338-62	1341-6220	54468(18)	3078.2(3)	-	-	0.1933	12.1	Weltevrede ve diğ. 2010
B1338-62	1341-6220	54870(11)	3066.7(3)	-	-	0.1933	12.1	Weltevrede ve diğ. 2010
J1357-6429	1357-6429	52021(16)	2425(16)	5.38(2)	-	0.166	7.3	Camilo ve diğ. 2004
J1357-6429	1357-6429	54803(17)	1752(7)	2.8(2.8)	-	0.166	7.3	Weltevrede ve diğ. 2010
J1410-6132	1410-6132	54652(19)	272.6(5)	-3.31(5)	-	0.05	24.78	Weltevrede ve diğ. 2010
J1413-6205	1413-6205	54735	1700(1)	-	-	0.1097	62.9	Saz Parkinson ve diğ. 2010
J1420-6048	1420-6048	54652(20)	937.1(3)	2.95(1)	-	0.0682	13.0	Weltevrede ve diğ. 2010
B1508+55	1509+5531	41732(58)	0.22	-6	-	0.1502	2340	Manchester ve Taylor 1974
B1530+27	1532+2745	49732(3)	0.29(4)	-1(2)	-	1.1248	22861.5	Espinoza ve diğ. 2011
B1535-56	1539-5626	48165(15)	2793(1)	1.1(6)	Q \leq 0.001	0.2434	795.2	Johnston ve diğ. 1995
B1610-50	1614-5048	49803(16)	6456(56)	9.7(2)	Q=0.538(11) $\tau=2000$	0.2316	7.4	Wang ve diğ. 2000
J1617-5055	1617-5055	49960(760)	600(5)	-	$\tau=700$	0.069	80.8	Torii ve diğ. 2000
B1641-45	1644-4559	43390(63)	191(1)	1.6(5)	-	0.4551	358.8	Manchester ve diğ. 1978
B1641-45	1644-4559	46453(35)	803.6(1)	0.5(3)	-	0.4551	358.8	Flanagan 1993
B1641-45	1644-4559	47589(4)	1.61(4)	1.1(1)	-	0.4551	358.8	Flanagan 1993
B1642-03	1645-0317	40920	0.89(2)	-	Q \sim 0.9	0.388	3400	Shabanova 2009
B1642-03	1645-0317	41806	1.47(2)	-	Q \sim 0.9	0.388	3400	Shabanova 2009
B1842-03	1645-0317	43388	1.98(2)	-	Q \sim 0.9	0.388	3400	Shabanova 2009
B1642-03	1645-0317	45489	2.60(2)	-	Q \sim 0.9	0.388	3400	Shabanova 2009
B1642-03	1645-0317	48021	2.25(2)	-	Q \sim 0.9	0.388	3400	Shabanova 2009
B1642-03	1645-0317	50147	1.43(2)	-	Q \sim 0.9	0.388	3400	Shabanova 2009
B1642-03	1645-0317	51595	2.64(2)	-	Q \sim 0.9	0.388	3400	Shabanova 2009
CXO_J164710.2-455216	1647-4552	53999	65000(3000)	6.46(5)	$\tau=1.4(1)$	10.610	108.461	Israel ve diğ. 2007
B1702-19	1705-1906	48902(1)	0.4(1)	1(1)	-	0.2989	1144.83	Espinoza ve diğ. 2011
J1705-3423	1705-3423	51956(1)	0.59(4)	1(1)	-	0.2554	3760	Espinoza ve diğ. 2011
J1705-3423	1705-3423	54384(10)	0.51(4)	-0.51(4)	-	0.2554	3760	Yuan ve diğ. 2010a
B1706-44	1709-4429	48775(15)	2057(2)	4.0(1)	Q=0.133(7) $\tau=1420(90)$	0.1024	17.4	Johnston ve diğ. 1995
B1706-44	1709-4429	54710(22)	2749.7(1)	4.95(1)	-	0.1024	17.4	Weltevrede ve diğ. 2010
1RXS_J1708-4009	1708-4009	51459(13)	620(30)	13.8(25)	-	10.999	9.2	Kaspi ve diğ. 2000
1RXS_J1708-4009	1708-4009	52014	140(30)	6.37	Q=0.96 $\tau=50(4)$	10.999	9.2	Kaspi ve Gavriil 2003
1RXS_J1708-4009	1708-4009	52990	308(44)	-	-	10.999	9.2	Dib ve diğ. 2008
1RXS_J1708-	1708-4009	53366	572(66)	12(8)	-	10.999	9.2	Dib ve diğ. 2008

4009					-				
1RXS_J1708-4009	1708-4009	53549	2707(99)	12(12)	-	10.999	9.2	Dib ve diğ. 2008	
1RXS_J1708-4009	1708-4009	53636	737(33)	-36(3)	-	10.999	9.2	Dib ve diğ. 2008	
J1718-3718	1718-3718	54610(244)	33250(1)	6(3)	-	3.378	34	Hobbs ve Manchester 2011	
B1717-16	1720-1633	51169(1)	1.5(2)	8(3)	-	1.5656	4278.29	Espinoza ve diğ. 2011	
B1718-35	1721-3532	49971(2)	7.5(3)	0.3(4)	-	0.2804	176.408	Espinoza ve diğ. 2011	
B1727-33	1730-3350	48000(10)	3033(8)	3.5(6)	Q=0.008	0.1394	26.0	Johnston ve diğ. 1995	
B1727-33	1730-3350	52107(19)	3202(1)	5.9(1)	-	0.1394	26.0	Espinoza ve diğ. 2011	
B1727-47	1731-4744	49387.68(3)	137.40(6)	1.28(2)	Q=0.079(3) τ=263(23)	0.8297	80.3	D'Alessandro ve McCulloch 1997	
B1727-47	1731-4744	50703(5)	2.6(6)	0.8(1)	Q=0.25(13) τ=250	0.8297	80.3	Wang ve diğ. 2000	
B1727-47	1731-4744	52472.70(2)	126.4(3)	3.4(2)	-	0.8297	80.3	Espinoza ve diğ. 2011	
B1736-29	1739-2903	46956(6)	2.9(2)	1.0(2)	-	0.3229	651.7	Shemar ve Lyne 1996	
B1737-30	1740-3015	47003(50)	420(20)	2.8(8)	-	0.6068	20.6	McKenna ve Lyne 1990	
B1737-30	1740-3015	47281(2)	33(5)	1.7(4)	-	0.6068	20.6	McKenna ve Lyne 1990	
B1737-30	1740-3015	47332(16)	7(5)	-	-	0.6068	20.6	McKenna ve Lyne 1990	
B1737-30	1740-3015	47458(2)	30(8)	0(4)	-	0.6068	20.6	McKenna ve Lyne 1990	
B1737-30	1740-3015	47670.2(2)	600.9(6)	2.0(4)	-	0.6068	20.6	McKenna ve Lyne 1990	
B1737-30	1740-3015	48158(1)	10(1)	12(2)	-	0.6068	20.6	Espinoza ve diğ. 2011	
B1737-30	1740-3015	48186(6)	642(16)	-5(12)	-	0.6068	20.6	Shemar ve Lyne 1996	
B1737-30	1740-3015	48218(2)	48(10)	8(12)	-	0.6068	20.6	Shemar ve Lyne 1996	
B1737-30	1740-3015	48431(2)	15.7(5)	0.8(3)	-	0.6068	20.6	Shemar ve Lyne 1996	
B1737-30	1740-3015	49046(4)	10.0(4)	0.01(6)	-	0.6068	20.6	Shemar ve Lyne 1996	
B1737-30	1740-3015	49239(2)	169.6(3)	0.8(1)	-	0.6068	20.6	Shemar ve Lyne 1996	
B1737-30	1740-3015	49451.7(4)	9.5(5)	-0.32(2)	-	0.6068	20.6	Krawczyk ve diğ. 2003	
B1737-30	1740-3015	49543.93(8)	3.0(6)	-0.68(2)	-	0.6068	20.6	Krawczyk ve diğ. 2003	
B1737-30	1740-3015	50574.5497(4)	439.3(2)	1.261(2)	-	0.6068	20.6	Krawczyk ve diğ. 2003	
B1737-30	1740-3015	50941.6182(2)	1443.0(3)	1.231(5)	-	0.6068	20.6	Krawczyk ve diğ. 2003	
B1737-30	1740-3015	51685(21)	0.7(4)	0.09(7)	-	0.6068	20.6	Janssen ve Stappers 2006	
B1737-30	1740-3015	51827(7)	0.8(3)	-0.07(7)	-	0.6068	20.6	Janssen ve Stappers 2006	
B1737-30	1740-3015	52007(6)	0.7(1)	-0.08(2)	-	0.6068	20.6	Janssen ve Stappers 2006	
B1737-30	1740-3015	52237(1)	5.0(4)	-	-	0.6068	20.6	Zou ve diğ. 2008	
B1737-30	1740-3015	52260(4)	12(4)	-3(3)	-	0.6068	20.6	Zou ve diğ. 2008	
B1737-30	1740-3015	52347.66(6)	152(2)	-4.6(4)	Q=0.103(9) τ=50	0.6068	20.6	Zou ve diğ. 2008	
B1737-30	1740-3015	52603(5)	1.5(1)	-0.60(3)	-	0.6068	20.6	Janssen ve Stappers 2006	
B1737-30	1740-3015	52759(5)	1.6(3)	-0.59(8)	-	0.6068	20.6	Janssen ve Stappers 2006	
B1737-30	1740-3015	52858(2)	19(2)	1.0(6)	-	0.6068	20.6	Zou ve diğ. 2008	
B1737-30	1740-3015	52941.3(6)	21.6(6)	0.4(2)	-	0.6068	20.6	Zou ve diğ. 2008	
B1737-30	1740-3015	53036(13)	1853.6(14)	-5.36(7)	Q=0.302 τ=100	0.6068	20.6	Zou ve diğ. 2008	
B1737-30	1740-3015	53473.56(1)	0.8(2)	0.2(2)	-	0.6068	20.6	Espinoza ve diğ. 2011	
B1737-30	1740-3015	54447.41(4)	42(3)	0.2(4)	-	0.6068	20.6	Yuan ve diğ. 2010a	
B1737-30	1740-3015	54694(3)	2.2(4)	0.61(5)	-	0.6068	20.6	Yuan ve diğ. 2010a	
B1737-30	1740-3015	54810.9(1)	5.2(3)	1	-	0.6068	20.6	Espinoza ve diğ.	

					-			2011
B1737-30	1740-3015	54928.6(1)	2.3(2)	1	-	0.6068	20.6	Espinoza ve diğ. 2011
B1737-30	1740-3015	55213(34)	2668(2)	1.3(1)	-	0.6068	20.6	Espinoza ve diğ. 2011
J1737-3137	1737-3137	51559(2)	4(1)	0(1)	-	0.4504	51.433	Espinoza ve diğ. 2011
J1737-3137	1737-3137	53040(12)	234(1)	2.9(2)	-	0.4504	51.433	Espinoza ve diğ. 2011
J1737-3137	1737-3137	54352.3(1.0)	1342.5(4)	0.4(6)	-	0.4504	51.433	Weltevrede ve diğ. 2010
B1740-31	1743-3150	49572(1)	2.2(4)	2(1)	-	2.4146	316.789	Espinoza ve diğ. 2011
J1740+1000	1740+1000	54747.6(1)	1.2(4)	1(1)	-	0.154	114	Espinoza ve diğ. 2011
J1751-3323	1751-3323	53004(6)	2.3(3)	-1.4(6)	-	0.5482	976.0	Yuan ve diğ. 2010a
J1751-3323	1751-3323	54435(8)	3(1)	-1(3)	-	0.5482	976.0	Yuan ve diğ. 2010
B1757-24	1801-2451	49476(6)	1998(7)	4.85(28)	Q=0.188(12) τ=800(60)	0.1249	15.4	Wang ve diğ. 2000
B1757-24	1801-2451	50651(5)	1237(4)	3.87(9)	Q=0.202(6) τ=600	0.1249	15.4	Wang ve diğ. 2000
B1757-24	1801-2451	52055(7)	3755.8(4)	6.8(1)	-	0.1249	15.4	Espinoza ve diğ. 2011
B1757-24	1801-2451	53033.25(2)	17.4(2)	1.4(1)	-	0.1249	15.4	Espinoza ve diğ. 2011
B1757-24	1801-2451	54680(9)	3090.4(2)	5.04(2)	-	0.1249	15.4	Weltevrede ve diğ. 2010
B1758-03	1801-0357	48016(4)	2.9(2)	1.17(9)	-	0.9215	4400	Krawczyk ve diğ. 2003
B1758-23	1801-2304	46907(40)	217(7)	-	-	0.4158	58.4	Shemar ve Lyne 1996
B1758-23	1801-2304	47855(50)	231.9(2)	0.2(6)	-	0.4158	58.4	Shemar ve Lyne 1996
B1758-23	1801-2304	48454.1(3)	346(7)	1.5(9)	-	0.4158	58.4	Wang ve diğ. 2000
B1758-23	1801-2304	49709(32)	64(2)	1(2)	-	0.4158	58.4	Shemar ve Lyne 1996
B1758-23	1801-2304	50055.0(4)	22.6(9)	-0.08(2)	-	0.4158	58.4	Krawczyk ve diğ. 2003
B1758-23	1801-2304	50363.414(4)	80.6(6)	0.50(2)	Q=0.25(3) τ=100	0.4158	58.4	Krawczyk ve diğ. 2003
B1758-23	1801-2304	50939(6)	6(3)	4(5)	-	0.4158	58.4	Espinoza ve diğ. 2011
B1758-23	1801-2304	52093(26)	646.7(2)	0.9(2)	-	0.4158	58.4	Espinoza ve diğ. 2011
B1758-23	1801-2304	53309(18)	493.2(4)	0.26(5)	Q=0.009(2) τ=1000(100)	0.4158	58.4	Yuan ve diğ. 2010a
B1758-23	1801-2304	55357.1(2)	2(1)	-1(1)	-	0.4158	58.4	Espinoza ve diğ. 2011
B1800-21	1803-2137	48245(20)	4073(16)	9.1(2)	Q=0.015(2) τ=165(5)	0.1336	15.8	Shemar ve Lyne 1996
B1800-21	1803-2137	50269.4(1)	5.3(2)	0.195(4)	-	0.1336	15.8	Krawczyk ve diğ. 2003
B1800-21	1803-2137	50765(15)	3200(27)	10.7(15)	Q=0.161(6) τ=855(35)	0.1336	15.8	Wang ve diğ. 2000
B1800-21	1803-2137	53444(16)	3910(12)	8.69(8)	-	0.1336	15.8	Yuan ve diğ. 2010a
B1800-21	1803-2137	55775(2)	4793(3)	18.6(3)	-	0.1336	15.8	Espinoza ve diğ. 2011
J1806-2125	1806-2125	51063(215)	15615(10)	34(4)	-	0.4817	65	Hobbs ve diğ. 2002
B1809-173	1812-1718	49932(1)	1.5(2)	6(3)	-	1.2053	1000.0	Espinoza ve diğ. 2011
B1809-173	1812-1718	53105(2)	14.4(5)	3(1)	Q=0.27(2) τ=800(100)	1.2053	1000.0	Yuan ve diğ. 2010a
B1809-173	1812-1718	54367(13)	1.5(3)	0.4(9)	-	1.2053	1000.0	Yuan ve diğ. 2010a
J1809-1917	1809-1917	53251(2)	1625.1(3)	7.8(3)	-	0.0827	51.342	Espinoza ve diğ. 2011
J1809-2004	1809-2004	54196(25)	2(1)	7(7)	-	0.4348	946.314	Espinoza ve diğ. 2011
J1813-1246	1813-1246	55094	1166.0(4)	6.4(3)	-	0.048	43.365	Ray ve diğ. 2011
J1814-1744	1814-1744	51371(4)	8(4)	-3(1)	-	3.975	85	Espinoza ve diğ. 2011
J1814-1744	1814-1744	51700(16)	5(2)	-	-	3.975	85	Janssen ve Stappers 2006
J1814-1744	1814-1744	52117(6)	33(2)	-0.5(4)	-	3.975	85	Janssen ve Stappers 2006
J1814-1744	1814-1744	53302(22)	7(2)	2(1)	-	3.975	85	Janssen ve

					-			Stappers 2006
J1814-1744	1814-1744	53756.4(2)	11(2)	8(4)	-	3.975	85	Espinoza ve diğ. 2011
J1814-1744	1814-1744	54768.4(4)	17(1)	2(1)	-	3.975	85	Espinoza ve diğ. 2011
B1815-14	1818-1422	52057(7)	0.54(5)	-0.7(4)	-	0.2914	2270	Yuan ve diğ. 2010a
J1819-1458	1819-1458	53924.79(15)	588.3(26)	24.9(2)	Q=0.159(4) τ=167(6)	4.26	120	Lyne ve diğ. 2009
J1819-1458	1819-1458	54168.6(8)	96.4(13)	-	-	4.26	120	Lyne ve diğ. 2009
B1821-11	1824-1118	54306(3)	2877(2)	-10(2)	-	0.4357	1942.39	Espinoza ve diğ. 2011
B1821-24	1824-2452	51980(15)	0.0095(1)	-0.034(3)	-	0.0031	30000	Cognard ve Backer 2004
B1822-09	1825-0935	49615(8)	0.2(1)	-0.6(2)	-	0.769	233	Shabanova 1998
B1822-09	1825-0935	49857	12.8(2)	7.0(2)	-	0.769	233	Shabanova 2007
B1822-09	1825-0935	50314(2)	1.3(2)	0(1)	-	0.769	233	Espinoza ve diğ. 2011
B1822-09	1825-0935	51060	28.7(6)	24.2(4)	-	0.769	233	Shabanova 2007
B1822-09	1825-0935	51879	32.0(9)	16.7(8)	-	0.769	233	Shabanova 2007
B1822-09	1825-0935	52700	2.5(3)	2.9(3)	-	0.769	233	Shabanova 2007
B1822-09	1825-0935	53745(2)	6.6(5)	-	-	0.769	233	Shabanova 2007
B1822-09	1825-0935	53805(85)	7.2(3)	-15.8(5)	-	0.769	233	Yuan ve diğ. 2010a
B1822-09	1825-0935	54115.78(4)	122(2)	-1.8(5)	-	0.769	233	Yuan ve diğ. 2010a
B1823-13	1826-1334	46507(60)	2718(26)	6.8(1)	-	0.1025	21.4	Shemar ve Lyne 1996
B1823-13	1826-1334	491014(80)	3049(50)	9.0(5)	Q=0.018(1) τ=73(10)	0.1025	21.4	Shemar ve Lyne 1996
B1823-13	1826-1334	53206(1)	0.6(3)	-1(1)	-	0.1025	21.4	Espinoza ve diğ. 2011
B1823-13	1826-1334	53238.2(7)	3.4(3)	0.07(1)	-	0.1045	21.4	Yuan ve diğ. 2010a
B1823-13	1826-1334	53734(5)	2416(4)	13.0(4)	Q=0.015(4) τ=75(25)	0.1045	21.4	Yuan ve diğ. 2010a
B1828-11	1830-1059	55041.75(4)	6.2(1)	5.2(2)	-	0.405	106.91	Espinoza ve diğ. 2011
B1830-08	1833-0827	47541.3(1)	0.9(1)	-0.1(1)	-	0.0833	150	Espinoza ve diğ. 2011
B1830-08	1833-0827	48041(20)	1865.9(4)	1.8(5)	Q=0.0008(2) τ=205(20)	0.0833	150	Shemar ve Lyne 1996
J1830-1135	1830-1135	52367(6)	2.1(3)	1(1)	-	6.221	2064.39	Espinoza ve diğ. 2011
J1833-1034	1833-1034	54164	2.999	0.113	-	0.0618	4.8	Roy ve diğ. 2009
J1833-1034	1833-1034	54440	0.747	6.3	-	0.0618	4.8	Roy ve diğ. 2009
J1833-1034	1833-1034	54712	1.969	2.91	-	0.0618	4.8	Roy ve diğ. 2009
J1834-0731	1834-0731	53479(1)	4.4(4)	0.6(4)	-	0.513	1.396	Espinoza ve diğ. 2011
J1835-1106	1835-1106	52220(3)	14.6	-	-	0.1659	128	Zou ve diğ. 2004
J1837-0559	1837-0559	53150(1)	3.2(3)	13(7)	-	0.201	963.944	Espinoza ve diğ. 2011
AX 1838.0-0655	*	55010(4)	1550(70)	-	-	0.0704	22.634	Kuiper ve Hermsen 2010
J1838-0453	1838-0453	52162(213)	9902(381)	7(1)	-	0.3808	52.169	Espinoza ve diğ. 2011
J1838-0453	1838-0453	54140(4)	9(1)	-0.1(4)	-	0.3808	52.169	Espinoza ve diğ. 2011
B1838-04	1841-0425	53408(21)	578.7(4)	1.7(3)	Q=0.00014 τ=80(20)	0.1861	461	Yuan ve diğ. 2010a
B1841-05	1844-0538	47452(1)	1.0(0.1)	0.9(3)	-	0.2557	417.423	Espinoza ve diğ. 2011
J1841-0524	1841-0524	53562(1)	29(1)	1(1)	-	0.4457	30.217	Espinoza ve diğ. 2011
J1841-0524	1841-0524	54012.9(1)	25(2)	2(1)	-	0.4457	30.217	Espinoza ve diğ. 2011
J1841-0524	1841-0524	54495(10)	1035.9(4)	0.11(15)	-	0.4457	30.217	Weltvrede ve diğ. 2010
1E_1841-045	1841-0456	52464	15170(82)	96(1)	-	11.77	4.5	Dib ve diğ. 2008
1E 1841-045	1841-0456	52997.05	2450(47)	-1(1)	-	11.77	4.5	Dib ve diğ. 2008

1E_1841-045	1841-0456	53823.97	1390(82)	-7(3)	-	11.77	4.5	Dib ve diğ. 2008
J1844+00	1844+00	51435	0.3	1	-	0.6411	1671.2	Espinoza ve diğ. 2011
J1844+00	1844+00	51722.5	5.2	4	-	0.6411	1671.2	Espinoza ve diğ. 2011
J1845-0316	1845-0316	52128	30	-2	-	0.2076	371	Espinoza ve diğ. 2011
J1845-0316	1845-0316	54170	72	3	-	0.2076	371	Espinoza ve diğ. 2011
J1846-0258	1846-0258	52210(10)	2.5(2)	0.93(1)	-	0.326	0.8	Livingstone ve diğ. 2006
J1846-0258	1846-0258	53883(3)	3200(1200)	-	-	0.326	0.8	Kuiper ve Hermesen 2009
J1846-0258	1846-0258	53883(3)	4000(1300)	4.1(2)	Q=8.7(2.5)	0.326	0.8	Livingstone ve diğ. 2010
J1847-0130	1847-0130	53426(2)	15(2)	-3(2)	-	6.707	83.353	Espinoza ve diğ. 2011
J1847-0130	1847-0130	54784.45(1)	80(2)	6(3)	-	6.707	83.353	Espinoza ve diğ. 2011
J1851-0029	1851-0029	54493(1)	0.9(2)	-3(2)	-	0.518	1734.40	Espinoza ve diğ. 2011
J1853+0056	1853+0056	54981.7(4)	5.1(4)	3(1)	-	0.276	204.13	Espinoza ve diğ. 2011
B1853+01	1856+0113	54123(1)	11569(1)	22.0(2)	-	0.2674	20.3366	Espinoza ve diğ. 2011
J1853+0545	1853+0545	53450(2)	1.49(5)	1.6(5)	Q=0.22 τ=250(30)	0.1264	3280	Yuan ve diğ. 2010a
B1859+01	1901+0156	51318(70)	42.4(1)	0.8(1)	-	0.2882	1937.07	Espinoza ve diğ. 2011
B1859+07	1901+0716	46859(6)	30(2)	46(50)	-	0.625	4500	Shemar ve Lyne 1996
B1900+06	1902+0615	48653.7(1)	0.4(1)	0.1(3)	-	0.6735	1380	Espinoza ve diğ. 2011
B1900+06	1902+0615	49447(1)	0.3(1)	-0.1(4)	-	0.6735	1380	Espinoza ve diğ. 2011
B1900+06	1902+0615	50316(2)	0.3(1)	0.5(3)	-	0.6735	1380	Espinoza ve diğ. 2011
B1900+06	1902+0615	51136(4)	0.4(1)	-0.4(4)	-	0.6735	1380	Espinoza ve diğ. 2011
B1900+06	1902+0615	54248(11)	0.33(3)	0.04(9)	-	0.6735	1380	Yuan ve diğ. 2010a
B1907-03	1910-0309	48241(2)	0.60(6)	1.04(4)	-	0.5046	3600	Krawczyk ve diğ. 2003
B1907-03	1910-0309	49219.85(2)	1.84(6)	0.28(3)	-	0.5046	3600	Krawczyk ve diğ. 2003
B1907-03	1910-0309	53231.14(1)	2.7(1)	3(2)	-	0.5046	3600	Espinoza ve diğ. 2011
B1907+00	1909+0007	49530(1)	0.4(1)	3(2)	-	1.0169	2919.7	Espinoza ve diğ. 2011
B1907+00	1909+0007	51224(9)	0.2(1)	2(1)	-	1.0169	2919.7	Espinoza ve diğ. 2011
B1907+00	1909+0007	53546(2)	0.5(1)	3(2)	-	1.0169	2919.7	Espinoza ve diğ. 2011
B1907+03	1910+0358	52321(10)	1.3(3)	9(11)	-	2.3302	8257.63	Espinoza ve diğ. 2011
B1907+10	1909+1102	52700(16)	0.27(7)	0.5(7)	-	0.2836	1700	Yuan ve diğ. 2010a
B1907+10	1909+1102	54050(350)	1.52(5)	-5.0(7)	-	0.2836	1700	Yuan ve diğ. 2010a
J1909+0912	1909+1102	54988(1)	4.8(3)	0.1(1)	-	0.223	98.657	Espinoza ve diğ. 2011
J1913+0446	1913+0446	53500(1)	6.5(2)	1.4(2)	-	1.6161	91.809	Espinoza ve diğ. 2011
J1913+0446	1913+0446	55376.2(2)	2(1)	0(1)	-	1.6161	91.809	Espinoza ve diğ. 2011
J1913+0832	1913+0832	54653.908(1)	38(1)	6(3)	-	0.1344	466.03	Espinoza ve diğ. 2011
B1913+10	1915+1009	54162(1)	2.55(3)	0.08(5)	-	0.4045	420	Yuan ve diğ. 2010a
J1913+1011	1913+1011	54431(2)	0.2(2)	0.1(4)	-	0.0359	168.94	Espinoza ve diğ. 2011
B1913+16	1915+1606	52770(20)	0.0366(12)	-	-	0.059	108398	Weisberg ve diğ. 2010
B1917+00	1919+0021	50174(2)	1.29(3)	0.559(9)	-	1.2722	2600	Krawczyk ve diğ. 2003
J1921+0812	1921+0812	55349(8)	3633.0(1)	5(1)	-	0.2106	622.29	Espinoza ve diğ. 2011
B1923+04	1926+0431	51495(1)	0.08(2)	-0.2(1)	-	1.074	6920.8	Espinoza ve diğ. 2011
B1930+22	1932+2220	45989(400)	629(9)	-	-	0.1444	40	Espinoza ve diğ.

					-			2011
B1930+22	1932+2220	46906(85)	4427(7)	-	-	0.1444	40	Espinoza ve diğ. 2011
B1930+22	1932+2220	50264(20)	4457	1.7(2)	-	0.1444	40	Krawczyk ve diğ. 2003
B1935+25	1937+2544	52032(9)	0.03(1)	0.1(1)	-	0.2010	4952.95	Espinoza ve diğ. 2011
B1951+32	1952+3252	51967(9)	2.25(9)	-0.2(1)	-	0.0395	107	Janssen ve Stappers 2006
B1951+32	1952+3252	52385(11)	0.72(9)	-0.04(8)	-	0.0395	107	Janssen ve Stappers 2006
B1951+32	1952+3252	52912(5)	1.29(7)	0.30(9)	-	0.0395	107	Janssen ve Stappers 2006
B1951+32	1952+3252	53305(6)	0.51(9)	0.11(7)	-	0.0395	107	Janssen ve Stappers 2006
B1951+32	1952+3252	54103.44(3)	5.2(2)	0.0(4)	-	0.0395	107	Espinoza ve diğ. 2011
B1951+32	1952+3252	55328(1)	1500(1)	28(1)	-	0.0395	107	Espinoza ve diğ. 2011
B1953+50	1955+5059	46964(2)	0.04(1)	-0.6(1)	-	0.519	5991.17	Espinoza ve diğ. 2011
B1953+50	1955+5059	49038(5)	0.021(4)	-0.1(1)	-	0.519	5991.17	Espinoza ve diğ. 2011
J1957+2831	1957+2831	52485(3)	0.3(1)	0.6(3)	-	0.3076	1567.56	Espinoza ve diğ. 2011
J1957+2831	1957+2831	52912(3)	0.13(3)	0.3(2)	-	0.3076	1567.56	Espinoza ve diğ. 2011
J1957+2831	1957+2831	54692.8(3)	5.8(3)	5(6)	-	0.3076	1567.56	Espinoza ve diğ. 2011
J2021+3651	2021+3651	52630.7	2587(2)	6.2(3)	-	0.1037	17	Hessels ve diğ. 2004
J2021+3651	2021+3651	54177(25)	745(6)	5.5(1)	-	0.1037	17	Espinoza ve diğ. 2011
J2021+3651	2021+3651	55110(1)	2230(1)	9.9(4)	-	0.1037	17	Espinoza ve diğ. 2011
J2022+3842	2022+3842	54680(140)	1900	-	-	0.024	8.9	Arzoumanian ve diğ. 2011
B2113+14	2116+1414	47989(6)	0.26(4)	8(3)	-	0.4401	24108.8	Espinoza ve diğ. 2011
B2224+65	2225+6535	43072(40)	1707(1)	3(5)	-	0.6825	1130	Shemar ve Lyne 1996
B2224+65	2225+6535	51900	0.14(3)	-2.9(2)	-	0.6825	1130	Janssen ve Stappers 2006
B2224+65	2225+6535	52950	0.08(4)	-1.4(2)	-	0.6825	1130	Janssen ve Stappers 2006
B2224+65	2225+6535	53434(13)	0.19(6)	-	-	0.6825	1130	Janssen ve Stappers 2006
B2224+65	2225+6535	54266(14)	0.36(8)	-0.8(4)	-	0.6825	1130	Yuan ve diğ. 2010a
J2229+6114	2229+6114	53064(3)	1139.3(3)	12.5(1)	-	0.0516	10.46	Espinoza ve diğ. 2011
J2229+6114	2229+6114	54110(1)	327(4)	-3(6)	-	0.0516	10.46	Espinoza ve diğ. 2011
J2229+6114	2229+6114	54782.6(5)	4.08(6)	0.20(4)	-	0.0516	10.46	Abdo ve diğ. 2009
J2229+6114	2229+6114	55134(1)	195(2)	5.5(1)	-	0.0516	10.46	Espinoza ve diğ. 2011
J2229+6114	2229+6114	55601(2)	1221(4)	12.6(1)	-	0.0516	10.46	Espinoza ve diğ. 2011
B2255+58	2257+5909	49463.2(2)	0.92(2)	-0.032(2)	-	0.3682	1013.7	Krawczyk ve diğ. 2003
1E_2259+586	2301+5852	52443.9(2)	4100(30)	1110(70)	-	6.9789	228	Kaspi ve diğ. 2003
B2334+61	2337+6151	53615(6)	20579.4	0.156(4)	Q=0.00751(5) τ=147(2)	0.495	41	Yuan ve diğ. 2010b

*: Sıçramalar ile ilgili bu tablo hazırlanırken literatürdeki makaleler ile birlikte ATNF (www.atnf.csiro.au/people/pulsar/psrcat/glitchTbl.html) ve Jodrell Bank (www.jb.man.ac.uk/pulsar/glitches/gTable.html) verileri dikkate alınmıştır. Yukarıda Espinoza ve diğ. (2011) Jodrell Bank verilerini temsil etmektedir. Ayrıca Q değeri sıçrama sebebiyle frekanstaki artışın bozunma oranını ve τ bu bozunmanın zaman ölçeğini ifade etmektedir.

REFERANSLAR

- ABDO, A.A. ve diğ., 2009, FERMI lat detection of pulsed γ -rays from the Vela-like pulsars PSR J1048-5832 and PSR J2229+6114, *Astrophysical Journal*, 706, 1331-1340.
- ABDO, A.A. ve diğ., 2011, PSR J0007+7303 in the CTA1 SNR: new gamma-ray results from two years of Fermi-LAT observations, arxiv:astro-ph/1107.4151v1.
- AINSWORTH, T.L., WAMBACH, J. ve PINES, D., 1989, Effective intractions and superfluid energy gaps for low density neutron matter, *Physics Letters B* 222, 173-178.
- ALFORD, M., RAJAGOPAL, K. ve WILCZEK, F., 1998, QCD at finite baryon density: nucleon droplets and color superconductivity, *Physical Letters B*, 422, 247-256.
- ALPAR, M. A., 1977, Pinning and threading of quantized vortices in the pulsar crust superfluid, *Astrophysical Journal*, 213, 527-530.
- ALPAR, M. A., 1981, Üstün akışkan vorteks sızmasının nötron yıldızının dönme dinamiği üzerine etkisi, Doçentlik tezi, Boğaziçi Üniversitesi.
- ALPAR, M.A., 1989, Inside neutron stars, Proceedings of the NATO Advanced Study Institute on Timing Neutron Stars, 4-15 Nisan 1988, Çeşme, İzmir, Kluwer Academic Press, 431-440.
- ALPAR, M.A., 2005, Neutron star superfluidity, dynamics and precession, *arXiv:astro-ph/0505073*.
- ALPAR, M.A, ANDERSON, P.W., PINES, D. ve SHAHAM, J., 1984a, Vortex creep and internal temprature of neutron stars. I. General theory, *Astrophysical Journal*, 276, 325-334.
- ALPAR, M.A, ANDERSON, P.W., PINES, D. ve SHAHAM, J., 1984b, Vortex creep and internal temperature of neutron stars. II. Vela pulsar, *Astrophysical Journal*, 278, 791-805.
- ALPAR, M.A. ve BAYKAL, B., 1994, Expectancy of large pulsar glitches: A comparison of models with the observed glitch sample, *Monthly Notices of Royal Astronomical Society*, 269, 849-856.

- ALPAR, M.A., BRINKMANN, W., ÖGELMAN, H., KIZILOĞLU, Ü. ve PINES D., 1987, A search for X-ray emission from a nearby pulsar-PSR 1929+10, *Astronomy and Astrophysics*, 177, 101-104.
- ALPAR, M.A., CHAU, H.F., CHENG, K.S. ve PINES, D., 1993, Postglitch relaxation of the Vela pulsar after its first eight large glitches: A reevaluation with the vortex creep model, *Astrophysical Journal*, 409, 345-359.
- ALPAR, M.A., CHAU, H.F., CHENG, K.S. ve PINES, D., 1994, Postglitch relaxation of the Crab pulsar: evidence for crust cracking, *Astrophysical Journal*, 427, L29-L31.
- ALPAR, M.A., CHAU, H.F., CHENG, K.S. ve PINES, D., 1996, Postglitch relaxation of the Crab pulsar after its first four major glitches: The combined effects of crust cracking, formation of vortex depletion region and vortex creep, *Astrophysical Journal*, 459, 706- 716.
- ALPAR, M.A., CHENG, K.S. ve PINES, D., 1989, Vortex creep and the internal temperature of neutron stars: linear and nonlinear response to a glitch, *Astrophysical Journal*, 346, 823-832.
- ALPAR, M.A., CHENG, K.S., PINES, D. ve SHAHAM, J., 1988, The large glitch from PSR 0355+54 and its postglitch relaxation, *Monthly Notices of Royal Astronomical Society*, 233, 25-31.
- ALPAR, M.A. ve HO, C., 1983, Expectancy of large pulsar glitches, *Monthly Notices of Royal Astronomical Society*, 204, 655-667.
- ALPAR, M.A., LANGER S.A ve SAULS, J.A., 1984c, Rapid postglitch spin-up of the superfluid core in pulsars, *Astrophysical Journal*, 282, 533-541.
- ALPAR, M.A., NANDKUMAR, R. ve PINES, D., 1985, Vortex creep and the internal temperature of neutron stars: the Crab pulsar and PSR 0525+21, *Astrophysical Journal*, 288, 191-195.
- ALPAR, M.A. ve ÖGELMAN, H., 1987, Neutron star precession and the dynamics of the superfluid interior, *Astronomy and Astrophysics*, 185, 196-202.
- ALPAR, M.A. ve SAULS, J.A., 1988, On the dynamical coupling between the superfluid interior and the crust of a neutron star, *Astrophysical Journal*, 327, 723-725.
- ANDERSON, P.W., 1962, Theory of flux creep in hard superconductors, *Physical Review Letters*, 9(7), 309-311.

- ANDERSON, P.W. ve ITOH, N., 1975, Pulsar glitches and restlessness as a hard superfluidity phenomenon, *Nature*, 256, 25-26.
- ANDERSON, P.W. ve KIM, Y.B., 1964, Hard superconductivity: Theory of the motion of Abrikosov flux lines, *Reviews of Modern Physics*, 36, 39-43.
- ANDERSON, P.W., ALPAR, M.A., PINES, D. ve SHAHAM, J., 1982, The rheology of neutron stars: Vortex line pinning in the crust superfluid, *Phil. Mag. A*, 45, 227-238.
- ANDERSSON, N. ve COMER, G.L., 2001, On the dynamics of superfluid neutron star cores, *Monthly Notices of Royal Astronomical Society*, 328, 1129-1143.
- ARZOUMANIAN, Z., GOTTHELF, E.V., RANSOM, S.M., SAFI-HARB, S., KOTHES, R., LANDECKER, T.L, 2011, Discovery of an energetic pulsar associated with SNR G76.9+1.0, *Astrophysical Journal*, 739, 39.
- AVOGADRO, P., BARRANCO, F., BROGLIA, R.A. ve VIGEZZI, E., 2007, Quantum calculation of vortices in the inner crust of neutron stars, *Physical Review C*, 75, 012805.
- AVOGADRO, P., BARRANCO, F., BROGLIA, R.A. ve VIGEZZI, E., 2008, Vortex-nucleus interaction in the inner crust of neutron stars, *Nuclear Physics A*, 811, 378-412.
- BAHCALL, J.N. ve WOLF, R.A, 1965, Neutron stars. II. Neutrino cooling and observability, *Physical Review B*, 140, 1452-1466.
- BAIKO, D.A. ve YAKOVLEV, D.G., 1999, Direct Urca process in strong magnetic fields and neutron star cooling, *Astronomy and Astrophysics*, 342, 192-200.
- BAILIN, D. ve LOVE, A., 1984, Superfluidity and superconductivity in relativistic fermion systems, *Physics Reports*, 107(6), 325-385.
- BALBERG, S. ve BARNEA, N., 1998, S-wave pairing of Lambda hyperons in dense matter, *Physical Review C*, 57, 409-416.
- BALDO, M., ELGARØY, Ø., ENGVIK, L., HJORTH-JENSEN, M., ve SCHULZE H.J., 1998, 3P_2 - 3F_2 pairing in neutron matter with modern nucleon-nucleon potentials, *Physical Review C*, 58, 1921-1928.
- BARDEEN, J., COOPER, L.N. ve SCHRIEFFER, J.R., 1957, Theory of superconductivity, *Physical Review*, 108(5), 1175-1204.
- BAYM, G. ve PETHICK, C.J., 1975, Neutron stars, *Annual Review of Nuclear Science*, 25, 27-77.

- BAYM, G. ve PETHICK, C.J., 1979, Physics of neutron stars, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 17, 415-443.
- BAYM, G., PETHICK, C.J. ve PINES, D., 1969a, Superfluidity in neutron stars, *Nature*, 224, 673-674.
- BAYM, G., PETHICK, C.J., PINES, D. ve RUDERMAN, M.A., 1969b, Spin up in neutron stars: the future of the Vela pulsar, *Nature*, 224, 872-874.
- BAYM, G., PETHICK, C.J. ve SUTHERLAND, P., 1971, The ground state of matter at high densities: equation of state and stellar models, *Astrophysical Journal*, 170, 299-318.
- BAYM, G. ve PINES, D., 1971, Neutron starquakes and pulsar speedup, *Annals of Physics*, 66, 816-835.
- BEAUDET, G., PETROSIAN, V. ve SALPETER, E.E., 1967, Energy losses due to neutrino processes, *Astrophysical Journal*, 150, 979-999.
- BEZCHASTNOV, V.G., HAENSEL, P., KAMINKER, A.D. ve YAKOVLEV, D.G., 1997, Neutrino synchrotron emission from dense magnetized electron gas of neutron stars, *Astronomy and Astrophysics*, 328, 409-418.
- BILDSTEN, L. ve EPSTEIN, R.I., 1989, Superfluid dissipation timescales in neutron star crusts, *Astrophysical Journal*, 342, 951-957.
- BLANDFORD, R.D., APPLGATE, J.H. ve HERNQUIST, L., 1983, Thermal origin of neutron star magnetic fields, *Monthly Notices of Royal Astronomical Society*, 204, 1025-1048.
- BOHR, A., MOTTELSON, B.R. ve PINES, D., 1958, Possible analogy between the excitation spectra of nuclei and those of the superconducting metallic state, *Physical Review*, 110(4), 936-938.
- BOYNTON, P.E., GROTH, J., HUTCHINSON, D.B., NANOS, G.P., PARTRIDGE, R.B. ve WILKINSON, D.T., 1972, Optical timing of the Crab pulsar, NP 0532, *Astrophysical Journal*, 175, 217-241.
- BROWN, G.E., KUBODERA, K., PAGE, D. ve PIZZOCHERO, P.M., 1988, Strangeness condensation and cooling of neutron stars, *Physical Reviews D*, 48, 1478-1491.
- BUCHNER S.J., 2010, Glitch observed in Vela pulsar (PSR J0835-4510), *The Astronomer's Telegram*, 2768.

- BURROWS, A. ve LATTIMER, J.M., 1986, The birth of neutron stars, *Astrophysical Journal*, 307, 178-196.
- CAMILO, F., KASPI, V.M., LYNE, A.G., MANCHESTER, R.N., BELL, J.F., D'AMICO, N., McKAY, N.P.F. ve CRAWFORD, F., 2000, Discovery of two high magnetic field radio pulsars, *Astrophysical Journal*, 541, 367-373.
- CAMILO ve diğ., 2004, The very young radio pulsar PSR J1357-6429, *Astrophysical Journal*, 611, L25-L28.
- CARTER, B., LANGLOIS, D. ve SEDRAKIAN, D.M., 2000, Centrifugal buoyancy as a mechanism for neutron star glitches, *Astronomy and Astrophysics*, 361, 795-802.
- CHAU, H.F. ve CHENG, K.S., 1993, Correlated creep rate of a vortex line under the effect of vortex tension and its relation to the glitches of pulsars, *Physical Review B*, 47(5), 2707-2714.
- CHENG, K.S., ALPAR, M.A., PINES, D. ve SHAHAM, J., 1988, Spontaneous superfluid unpinning and the inhomogeneous distribution of vortex lines in neutron stars, *Astrophysical Journal*, 330, 835-846.
- CHENG, K.S., CHAU, W.Y., ZHANG, J.L. ve CHAU, H.F., 1992, Effects of evolving rotating equilibrium configurations on the cooling and spin-down of pulsars, *Astrophysical Journal*, 396, 135-146.
- COGNARD, I. ve BACKER, D.C., 2004, A microglitch in the millisecond pulsar PSR B1821-24 in M28, *Astrophysical Journal*, 612, L25-L27.
- CORDES, J.M., DOWNS, G.S. ve KRAUSE-POLSTORFF, J., 1988, JPL pulsar timing observations. V. Macro and microjumps in the Vela pulsar 0833-45, *Astrophysical Journal*, 330, 847-869.
- CORDES, J.M. ve HELFAND D.J., 1980, Pulsar timing III. Timing noise of 50 pulsars, *Astrophysica Journal*, 239, 640-650.
- CRAWFORD, F. ve DEMIANSKI, M., 2003, A comparison of measured Crab and Vela glitch healing parameters with predictions of neutron star models, *Astrophysical Journal*, 595, 1052-1057.
- CUTLER, C., USHOMIRSKY, G. ve LINK, B.K., 2003, The crustal rigidity of a neutron star and implications for PSR B1828-11 and other precession candidates, *Astrophysical Journal*, 588, 975-991.

- D'ALESSANDRO, F. ve McCULLOCH, P.M., 1997, Long-term timing observations of four southern pulsars, *Monthly Notices of Royal Astronomical Society*, 292, 879-886.
- D'ALESSANDRO, F., McCULLOCH, P.M., KING, E.A., HAMILTON, P.A. ve McCONNELL, D., 1993, Timing observations of southern pulsars-1987 to 1991, *Monthly Notices of Royal Astronomical Society*, 261, 883-894.
- DALL'OSSO, S., ISRAEL, G.L., STELLA, L., POSSENTI, A. ve PEROZZI, E., 2003, The glitches of the anomalous X-ray pulsar 1RXS J170849.0-400910, *Astrophysical Journal*, 599, 485-497.
- DE BLASIÓ, F.V., 1998, Crustal impurities and the internal temperature of a neutron star crust, *Monthly Notices of Royal Astronomical Society*, 299, 118-122.
- DE LAVALLAZ, A. ve FAIRBAIRN, M., 2010, Neutron stars as dark matter probes, *Physical Review D*, 81, 123521.
- DESHPANDE, A.A. ve MCCULLOCH, P.M., 1996, Periodic changes in intensity and arrival time of pulses from the Vela pulsar: Evidence for free precession ?, Pulsars: Problems & Progress, eds S.Johnston, M.A. Walker ve M. Bailes, *ASP Conference Series*, Vol. 105, 101-102.
- DIB, R., KASPI, V.M. ve GAVRIIL, F.P., 2008, Glitches in anomalous X-ray pulsars, *Astrophysical Journal*, 673, 1044-1061.
- DIB, R., KASPI, V.M. ve GAVRIIL, F.P., 2009, RXTE monitoring of the anomalous X-ray pulsar 1E 1048.11-5937: long term variability and the 2007 march event, *Astrophysical Journal*, 702, 614-630.
- DING, K.Y., CHENG, K.S. ve CHAU, H.F., 1993, Magnetic field decay from the core of neutron stars: Effects of interpinning of 3P_2 neutron superfluid and 1S_0 proton superconducting fluid, *Astrophysical Journal*, 408, 167-178.
- DODSON, R.G., LEWIS, D.R. ve McCULLOCH, P.M., 2007, Two decades of pulsar timing of Vela, *Astrophysics and Space Science*, 308, 585-589.
- DODSON, R.G., McCULLOCH, P.M. ve LEWIS, D.R., 2002, High time resolution observations of the janurary 2000 glitch in the Vela pulsar, *Astrophysical Journal*, 564, L85-L88.
- DONATI, P. ve PIZZOCHERO, P.M., 2006, Realistic energies for vortex pinning in intermediate density neutron star matter, *Physics Letters B*, 640, 74-81.

- DOWNS, G.S., 1981, JPL pulsar timing observations.I. the Vela pulsar, *Astrophysical Journal*, 249, 687-697.
- DOWNS, G.S., 1982, JPL pulsar timing observations: spinups in PSR 0525+21, *Astrophysical Journal*, 257, L67-L70.
- EASSON, I., 1979, Postglitch behavior of the plasma inside neutron stars, *Astrophysical Journal*, 228, 257-267.
- EPSTEIN, R.I., 1988, Acoustic properties of neutron stars, *Astrophysical Journal*, 333, 880-894.
- EPSTEIN, R.I. ve BAYM, G., 1988, Vortex pinning in neutron stars, *Astrophysical Journal*, 328, 680-690.
- EPSTEIN, R.I. ve BAYM, G., 1992, Vortex drag and the spin-up time scale for pulsar glitches, *Astrophysical Journal*, 387, 276-287.
- ESPINOZA, C.M., LYNE, A.G., STAPPERS, B.W. ve KRAMER, M., 2011, A study of 315 glitches in the rotation of 102 pulsars, *Monthly Notices of Royal Astronomical Society*, 414, 1679-1704.
- FEIBELMAN, P.J., 1971, Relaxation of electron velocity in a rotating neutron superfluid: Application to the relaxation of a pulsar's slowdown rate, *Physical Review D*, 4(6), 1589-1597.
- FERNANDEZ, R. ve REISENEGGER, A., 2005, Rotochemical heating in millisecond pulsars: formalism and nonsuperfluid case, *Astrophysical Journal*, 625, 291-306.
- FEYNMAN, R.P., 1972, Statistical Mechanics: A Set of Lectures, The Benjamin/Cummings Publishing Company, inc., Advanced Book Program, Massachusetts, ISBN 0-8053-2508-5.
- FLANAGAN, C.S., 1991, PSR 0833-45, *IAU Circular*, 5311, 3.
- FLANAGAN, C.S., 1993, A second giant glitch in PSR 1641-45, *Monthly Notices of Royal Astronomical Society*, 260, 643-646.
- FLANAGAN, C.S., 1994a, PSR 0833-45, *IAU Circular*, 6038
- FLANAGAN, C.S., 1994b, PSR 0833-45, *IAU Circular*, 6064, 2.
- FLANAGAN, C.S. ve BUCHNER, S.J., 2006, PSR 0833-45, *Central Bureau for Astronomical Telegrams*, 595.
- FLOWERS, E.G. ve SUTHERLAND, P.G., 1977, Neutrino pair bremsstrahlung in collisions between neutrons and nuclei in neutron star matter, *Astrophysics and Space Science*, 48, 159-164.

- FLOWERS, E.G., RUDERMAN, M.A. ve SUTHERLAND, P.G., 1976, Neutrino pair emission from finite temperature neutron superfluid and the cooling of young neutron stars, *Astrophysical Journal*, 205, 541-544.
- FRANCO, L.M., LINK, B.K. ve EPSTEIN, R.I., 2000, Quaking Neutron stars, *Astrophysical Journal*, 543, 987-994.
- FRIEDMAN, B. ve PANDHARIPANDE, V.R., 1981, Hot and cold nuclear and neutron matter, *Nuclear Physics A*, 361, 502-520.
- FRIMAN, B.L. ve MAXWELL, O.V., 1979, Neutrino emissivities of neutron stars, *Astrophysical Journal*, 232, 541-557.
- FUSHIKI, I., GUDMUNDSSON, E.H. ve PETHICK C.J., 1989, Surface structure of neutron stars with high magnetic fields, *Astrophysical Journal*, 342, 958-975.
- GALLOWAY, D.K., MORGAN, E.H. ve LEVINE, A.M., 2004, A frequency glitch in an accreting pulsar, *Astrophysical Journal*, 613, 1164-1172.
- GAVRIIL, F.P., DIB, R. ve KASPI, V.M., 2011, Active phase of anomalous X-ray pulsar 4U 0142+61: radiative and timing changes, bursts, and burst spectral features, *Astrophysical Journal*, 736, 138.
- GHOSH, P., 2007, Rotation and accretion powered pulsars, World Scientific Series in Astronomy and Astrophysics-Vol.10, Singapore, ISBN:978-981-02-4744-7.
- GLAMPEDAKIS, K. ve ANDERSSON, N., 2009, Hydrodynamical trigger mechanism for pulsar glitches, *Physical Review Letters*, 102(14), 141101.
- GLEN, G. ve SUTHERLAND, P.G., 1980, On the cooling of neutron stars, *Astrophysical Journal*, 239, 671-684.
- GNEDIN, O.Y., YAKOVLEV, D.G. ve POTEKHIN, A.Y., 2001, Thermal relaxation in young neutron stars, *Monthly Notices of Royal Astronomical Society*, 324, 725-736.
- GOLDREICH, P. ve REISENEGGER, a., 1992, Magnetic field decay in isolated neutron stars, *Astrophysical Journal*, 395, 250-258.
- GUDMUNDSSON, E.H., PETHICK, C.J. ve EPSTEIN, R.I., 1983, Structure of neutron star envelopes, *Astrophysical Journal*, 272, 286-300.
- GUSAKOV, M.E., 2002, Neutrino emission, from superfluid neutron star cores: various types of neutron pairing, *Astronomy and Astrophysics*, 389, 702-715.
- HABERL, F., TUROLLA, R., DE VRIES, C.P., ZANE; S., VINK, J., MENDEZ, M. ve VERBUNT, F., 2006, Evidence for precession of the isolated neutron star RX J0720.4-3125, *Astronomy and Astrophysics*, 451, L17-L21.

- HAENSEL, P. ve GNEDIN, O.Y., 1994, Direct URCA processes involving hyperons and cooling of neutron stars, *Astronomy and Astrophysics*, 290, 458-462.
- HAENSEL, P. ve PICHON, B., 1994, Experimental nuclear masses and the ground state of cold dense matter, *Astronomy and Astrophysics*, 283, 313-318.
- HAENSEL, P., KAMINKER, A.D. ve YAKOVLEV, D.G., 1996, Electron $\nu\bar{\nu}$ bremsstrahlung in a liquid phase of neutron star crusts, *Astronomy and Astrophysics*, 314, 328-340.
- HAENSEL, P., URPIN, V.A. ve YAKOVLEV, D.G., 1990, Ohmic decay of internal magnetic fields in neutron stars, *Astronomy and Astrophysics*, 229, 133-137.
- HARVEY, J.A., RUDERMAN, M.A. ve SHAHAM, J., 1986, Effects of neutron-star superconductivity on magnetic monopoles and core field decay, *Physical Review D*, 33, 2084-2091.
- HESSELS, J.W.T., ROBERTS, M.S.E., RANSOM, S.M., KASPI, V.M., ROMANI, R.W., NG, C.Y., FREIRE, P.C.C. ve GAENSLER, B.M., 2004, Observations of PSR J2021+3651 and its X-ray pulsar wind nebula G75.2+0.1, *Astrophysical Journal*, 612, 389-397.
- HIRASAVA, M. ve SHIBAZAKI, N., 2001, Vortex configurations, oscillations and pinning in neutron star crusts, *Astrophysical Journal*, 563, 267-275.
- HOBBS, G. ve MANCHESTER, R.N., 2011, A giant glitch in PSR J1718-3718, *arXiv:astro-ph/1106.5192v1*.
- HOBBS, G., LYNE, A.G., JOSHI, B.C., KRAMER, M., STAIRS, I.H., CAMILO, F., MANCHESTER, R.N., D'AMICO, N., POSSENTI, A. ve KASPI, V.M., 2002, A very large glitch in PSR J1806-2125, *Monthly Notices of Royal Astronomical Society*, 333, L7-L10.
- HOFFBERG, M., GLASSGOLD, A.E., RICHARDSON, R.W. ve RUDERMAN, M.A., 1970, Anisotropic superfluidity in neutron star matter, *Physical Review Letters*, 24, 775-777.
- HOROWITZ, C.J. ve KADAU, K., 2009, The breaking strain of neutron star crust and gravitational waves, *Physical Review Letters*, 102, 1911102.
- ISRAEL, G.L., CAMPANA, S., DALL'OSSO, S., MUNO, M.P., CUMMINGS, J., PERNA, R. ve STELLA, L., 2007, The post-burst awakening of the anomalous X-ray pulsar in Westerlund 1, *Astrophysical Journal*, 664, 448-457.

- ITOH, N., HAYASHI, H., NISHIKAWA, A. ve KOHYAMA, Y., 1996, Neutrino energy loss in stellar interiors. VII. Pair, photo-, plasma, bremsstrahlung and recombination neutrino processes, *Astrophysical Journal*, 102, 411-424.
- IWAMOTO, N., 1980, Quark beta decay and the cooling of neutron stars, *Physical Review Letters*, 44(24), 1637-1640.
- JACKSON, M.S., HALPERN, J.P., GOTTHELF, E.V. ve MATTOX, J.R., 2002, A high energy study of the Geminga pulsar, *Astrophysical Journal*, 578, 935-942.
- JANSSEN, G.H. ve STAPPERS, B.W., 2006, 30 glitches in slow pulsars, *Astronomy and Astrophysics*, 457, 611-618.
- JOFRE, P., REISENEGGER, A. ve FERNANDEZ, R., 2006, Constraining a possible time variation of the gravitational constant through gravitochemical heating of neutron stars, *Physical Review Letters*, 97, 131102.
- JOHNSTON, S., MANCHESTER, R.N., LYNE, A.G., KASPI, V.M. ve D'AMICO, N., 1995, Timing measurements for 45 pulsars, *Astronomy and Astrophysics*, 293, 795-802.
- JONES, D.I. ve ANDERSSON, N., 2001, Freely precessing neutron stars: model and observations, *Monthly Notices of Royal Astronomical Society*, 324, 811-824.
- JONES, P.B., 1987, Neutron star magnetic field decay-flux expulsion from the superconducting interior, *Monthly Notices of Royal Astronomical Society*, 228, 513-520.
- JONES, P.B., 1990a, Rotation of the neutron drip superfluid in pulsars: the resistive force, *Monthly Notices of Royal Astronomical Society*, 243, 257-262.
- JONES, P.B., 1990b, Rotation of the neutron drip superfluid in pulsars: temperature dependence of the resistive force, *Monthly Notices of Royal Astronomical Society*, 244, 675-679.
- JONES, P.B., 1990c, Rotation of the neutron drip superfluid in pulsars: Period discontinuities and internal temperatures, *Monthly Notices of Royal Astronomical Society*, 246, 315-323.
- JONES, P.B., 1990d, The generation of timing noise by superfluid rotation in pulsars, *Monthly Notices of Royal Astronomical Society*, 246, 364-367.
- JONES, P.B., 1991, Rotation of the neutron drip superfluid in pulsars: the interaction and pinning of vortices, *Astrophysical Journal*, 372, 208-212.

- JONES, P.B., 1992, Rotation of the neutron drip superfluid in pulsars: the Kelvin phonon contribution to dissipation, *Monthly Notices of Royal Astronomical Society*, 257, 501-506.
- JONES, P.B., 1993, Rotation of the neutron drip superfluid in pulsars: evidence for corotating vortices, *Monthly Notices of Royal Astronomical Society*, 263, 619-627.
- JONES, P.B., 1997, Motion of vortices in the inner crust of a neutron star, *Physical Review Letters*, 79(5), 792-795.
- JONES, P.B., 1998a, The origin of pulsar glitches, *Monthly Notices of Royal Astronomical Society*, 296, 217-224.
- JONES, P.B., 1998b, Strong interaction of vortices with attractive point defects and application to neutron star rotation, *Physical Review Letters*, 81(21), 4560-4563.
- JONES, P.B., 2001, First-principles point defect calculations for solid neutron star matter, *Monthly Notices of Royal Astronomical Society*, 321, 167-175.
- JONES, P.B., 2003, Nature of fault planes in solid neutron star matter, *Astrophysical Journal*, 595, 342-345.
- JONES, P.B., 2004, Comment on “constraining hadronic superfluidity with neutron star precession, *Physical Review Letters*, 92(14), 149001-149001.
- KAMINKER, A.D. ve HAENSEL, P., 1999, Neutrino emission due to electron bremsstrahlung in superfluid neutron star cores, *arXiv: astro-ph/9908249*.
- KAMINKER, A.D., HAENSEL, P. ve YAKOVLEV, D.G., 1999a, Neutrino emission due to proton pairing in neutron stars, *Astronomy and Astrophysics*, 345, L14-L16.
- KAMINKER, A.D., HAENSEL, P. ve YAKOVLEV, D.G., 2001, Nucleon superfluidity vs. observations of cooling neutron stars, *Astronomy and Astrophysics*, 373, L17-L20.
- KAMINKER, A.D., PETHICK, C.J., POTEKHIN, A.Y., THORSSON, V. ve YAKOVLEV, D.G., 1999b, Neutrino pair bremsstrahlung by electrons in neutron star crusts, *Astronomy and Astrophysics*, 343, 1009, 1024.
- KAMINKER, A.D., YAKOVLEV, D.G. ve GNEDIN O.Y., 2002, Three types of cooling superfluid neutron stars: Theory and observations, *Astronomy and Astrophysics*, 383, 1076-1087.
- KAMINKER, A.D., YAKOVLEV, D.G. ve HAENSEL, P., 1997, Neutrino pair emission due to scattering of electrons off fluxoids in superfluid neutron star cores, *Astronomy and Astrophysics*, 325, 391-400.

- KARGALTSEV, O., PAVLOV, G.G. ve ROMANI, R.W., 2004, Ultraviolet emission from the millisecond pulsar J0437-4715, *Astrophysical Journal*, 602, 327-335.
- KASPI, V.M. ve GAVRIIL, F.P., 2003, A second glitch from the anomalous X-ray pulsar 1RXS J170849.0-4000910, *Astrophysical Journal*, 596, L71-L74.
- KASPI, V.M., GAVRIIL, F.P., WOODS, P.M., JENSEN, J.B., ROBERTS, M.S.E. ve CHAKRABARTY, D., 2003, A major soft gamma repeater-like outburst and rotation glitch in the no longer so anomalous X-ray pulsar 1E 2259+586, *Astrophysical Journal*, 588, L93-L96.
- KASPI, V.M., LACKEY, J.R. ve CHAKRABARTY, D., 2000, A glitch in an anomalous X-ray pulsar, *Astrophysical Journal*, 537, L31-L34.
- KOUVARIS, C. ve TINYAKOV, P., 2010, Can neutron stars constrain dark matter, *Physical Review D*, 82, 063531.
- KRAWCZYK, A., LYNE, A.G., GIL, J.A. ve JOSHI, B.C., 2003, Observations of fourteen pulsar glitches, *Monthly Notices of Royal Astronomical Society*, 340, 1087-1094.
- KUIPER, L. ve HERMSEN, W., 2009, High energy characteristics of the schizophrenic pulsar PSR J1846-0258 in Kes 75, *Astronomy and Astrophysics*, 501, 1031-1046.
- KUIPER, L. ve HERMSEN, W., 2010, A large spin-up glitch detected in the 70.5 ms pulsar AX J1838.0-0655 associated with HESS J1837-069, *The Astronomer's Telegram*, 2446.
- LARSON, M.B. ve LINK B.K., 1999, Superfluid friction and late time thermal evolution of neutron stars, *Astrophysical Journal*, 521, 271-280.
- LARSON, M.B. ve LINK B.K., 2002, Simulations of glitches in isolated pulsars, *Monthly Notices of Royal Astronomical Society*, 333, 613-622.
- LATTIMER, J.M., PETHICK, C.J., PRAKASH, M. ve HAENSEL, P., 1991, Direct URCA process in neutron stars, *Physical Review Letters*, 66(21), 2701-2704.
- LATTIMER, J.M. ve PRAKASH, M., 2001, Neutron star structure and equation of state, *Astrophysical Journal*, 550, 426-442.
- LATTIMER, J.M., VAN RIPER, K.A., PRAKASH, M. ve PRAKASH, M., 1994, Rapid cooling and the structure of neutron stars, *Astrophysical Journal*, 425, 802-813.

- LEVENFISH, K.P. ve YAKOVLEV, D.G., 1994, Suppression of neutrino energy losses in reactions of direct Urca processes by superfluidity in neutron star cores, *Astronomy Letters*, 20, 43-51.
- LINK, B.K., 2003, Constraining hadronic superfluidity with neutron star precession, *Physical Review Letters*, 91, 101101.
- LINK, B.K., 2006, Incompatibility of long period neutron star precession with creeping neutron vortices, *Astronomy and Astrophysics*, 458, 881-884.
- LINK, B.K. ve CUTLER, C., 2002, Vortex unpinning in precessing neutron stars, *Monthly Notices of Royal Astronomical Society*, 336, 211-216.
- LINK, B.K. ve EPSTEIN, R.I., 1991, Mechanics and energetics of vortex unpinning in neutron stars, *Astrophysical Journal*, 373, 592-603.
- LINK, B.K. ve EPSTEIN, R.I., 1996, Thermally driven neutron star glitches, *Astrophysical Journal*, 457, 844-854.
- LINK, B.K. ve EPSTEIN, R.I., 2001, Precession interpretation of the isolated pulsar PSR B1828-11, *Astrophysical Journal*, 556, 392-398.
- LINK, B.K., EPSTEIN, R.I. ve BAYM, G., 1993, Superfluid vortex creep and rotational dynamics of neutron stars, *Astrophysical Journal*, 403, 285-302.
- LINK, B.K., EPSTEIN, R.I. ve LATTIMER, 1999, Pulsar constraints on neutron star structure and equation of state, *Physical Review Letters*, 83, 3362-3365.
- LIVINGSTONE, M.A., KASPI, V.M. ve GAVRIIL, F.P., 2005, Long term phase coherent X-ray timing of PSR B0540-69, *Astrophysical Journal*, 633, 1095-1100.
- LIVINGSTONE, M.A., KASPI, V.M. ve GAVRIIL, F.P., 2010, Timing behavior of the magnetically active rotation powered pulsar in the supernova remnant Kesteven 75, *Astrophysical Journal*, 710, 1710-1717.
- LIVINGSTONE, M.A., KASPI, V.M. ve GAVRIIL, F.P., KUIPER, L., 2006, A braking index for the young, high magnetic field, rotation powered pulsar in Kesteven 75, *Astrophysical Journal*, 647, 1286-1292.
- LIVINGSTONE, M.A., RANSOM, S.M., CAMILO, F., KASPI, V.M., LYNE, A.G., KRAMER, M. ve STAIRS, I.H., 2009, X-ray and radio timing of the pulsar in 3C 58, *Astrophysical Journal*, 706, 1163-1173.
- LOHSEN, E.H.G., 1981, Optical timing observations of the Crab pulsar 1969-1979, *Astronomy and Astrophysics Supplement Series*, 44, 1-14.

- LORENZ, C.P., RAVENHALL, D.G. ve PETHICK, C.J., 1993, Neutron star crusts, *Physical Review Letters*, 70(4), 379-382.
- LOMBARDO, U. ve SCHULZE, H.J., 2000, Superfluidity in neutron star matter, *arXiv:astro-ph/0012209v1*.
- LYNE, A.G., 1987, A massive glitch in an old pulsar, *Nature*, 326, 569-571.
- LYNE, A.G., McLAUGHLIN, M.A., KEANE, E.F., KRAMER, M., ESPINOZA, C.M., STAPPERS, B.W., PALLIYAGURU, N.T. ve MİLLER, J., 2009, Unusual glitch activity in the RRAT J1819-1458: an exhausted magnetar ?, *Monthly Notices of Royal Astronomical Society*, 400, 1439-1444.
- LYNE, A.G., PRITCHARD, R.S. ve SMITH, F.G., 1988, Crab pulsar timing 1982-87, *Monthly Notices of Royal Astronomical Society*, 233, 667-676.
- LYNE, A.G., PRITCHARD, R.S. ve SMITH, F.G., 1993, 23 years of Crab pulsar rotational history, *Monthly Notices of Royal Astronomical Society*, 265, 1003-1012.
- LYNE, A.G., SHEMAR, S.L. ve SMITH, F.G., 2000, Statistical studies of pulsar glitches, *Monthly Notices of Royal Astronomical Society*, 315, 534-542.
- LYNE, A.G., SMITH, F.G. ve PRITCHARD, R.S., 1992, Spin-up and recovery in the 1989 glitch of the Crab pulsar, *Nature*, 359, 706-707.
- MANCHESTER, R.N., 1992, Radio pulsar timing, Proceedings of the Structure and Evolution of Neutron Stars Conference, 20-24 Kasım1990 Kyoto, Japan, Addison-Wesley, 32-49. ISBN 0-201-56293-6.
- MANCHESTER, R.N. ve diğ., 2010, Observations and modelling of relativistic spin precession in PSR J1141-6545, *Astrophysical Journal*, 710, 1694-1709.
- MANCHESTER, R.N., NEWTON, L.M. ve GOSS, W.M., 1978, Detection of a large period discontinuity in the longer period pulsar PSR 1641-45, *Monthly Notices of Royal Astronomical Society*, 184, 35P-37P.
- MANCHESTER, R.N. ve TAYLOR, J.H., 1974, Period irregularities in pulsars, *Astrophysical Journal*, 191, L63-L65.
- MAXWELL, O., BROWN, G.E., CAMPBELL, D.K., DASHEN, R.F. ve MANASSAH, J.T., 1977, Beta decay of pion condensates as a cooling mechanism for neutron stars, *Astrophysical Journal*, 216, 77-85.
- McCULLOCH, P.M., HAMILTON, P.A., McCONNELL, D. ve KING, E.A., 1990, The Vela glitch Christmas 1988, *Nature*, 346, 822-824.

- McCULLOCH, P.M., KLEKOCIUK, A.R., HAMILTON, P.A. ve ROYLE, G.W.R., 1987, Daily Observations of three period jumps of the Vela pulsar, *Australian Journal of Physics*, 40, 725-730.
- McKENNA, J. ve LYNE, A.G., 1990, PSR1737-30 and period discontinuities in young pulsars, *Nature*, 343, 349-350.
- MELATOS, A., 2000, Radiative precession of an isolated neutron star, *Monthly Notices of Royal Astronomical Society*, 313, 217-228.
- MELATOS, A. ve PERALTA, C., 2007, Superfluid turbulence and pulsar glitch statistics, *Astrophysical Journal*, 662, L99-L102.
- MELATOS, A., PERALTA, C. ve WYITHE, J.S.B., 2008, Avalanche dynamics of radio pulsar glitches, *Astrophysical Journal*, 672, 1103-1118.
- MELATOS, A. ve WARSZAWSKI, L., 2009, Superfluid vortex unpinning as a coherent noise process and the scale invariance of pulsar glitches, *Astrophysical Journal*, 700, 1524-1540.
- MIDDLEDITCH, J., MARSHALL, F.E., WANG, Q.D., GOTTHELF, E.V. ve ZHANG, W., 2006, Predicting the starquakes in PSR J0537-6910, *Astrophysical Journal*, 652, 1531-1546.
- MIGDAL, A.B., 1959, Superfluidity of the moments of inertia of nuclei, *Nuclear Physics*, 13, 655-674.
- MIRALLES, J.A, URPIN, V.A. ve KONENKOV, D.Y., 1998, Joule heating and the thermal evolution of old neutron stars, *Astrophysical Journal*, 503, 368-373.
- MOCHIZUKI, Y.S. ve IZUYAMA, T., 1995, Self-trapping of vortices and the origin of pulsar glitches, *Astrophysical Journal*, 440, 263-269.
- MOCHIZUKI, Y.S., IZUYAMA, T. ve TANIHATA, I., 1999, Dynamics of exotic nuclear rod formation for the origin of neutron star glitches, *Astrophysical Journal*, 521, 281-296.
- MORI, K. ve HO, W.C.G., 2007, Modelling mid-Z element atmospheres for strongly magnetized neutron stars, *Monthly Notices of Royal Astronomical Society*, 377, 905-919.
- MORII, M., KAWAI, N. ve SHIBAZAKI, N., 2005, A pulse profile change possibly associated with a glitch, in the anomalous X-ray pulsar 4U 0142+61, *Astrophysical Journal*, 622, 544-548.

- MUSLIMOV, A.G. ve TSYGAN, A.I., 1985, Vortex lines in neutron star superfluids and decay of pulsar magnetic fields, *Astrophysics and Space Science*, 115, 43-49.
- MUZIKAR, P., SAULS, J.A. ve SERENE, J.W., 1980, $^3\text{P}_2$ pairing in neutron-star matter: magnetic field effects and vortices, *Physical Review D*, 21, 1494-1502.
- NEGELE, J.W. ve VAUTHERIN, D., 1973, Neutron star matter at subnuclear densities, *Nuclear Physics A*, 207, 298-320.
- NEWTON, L.M., MANCHESTER, R.N. ve COOKE, D.J., 1981, Pulsar parameters from timing observations, *Monthly Notices of Royal Astronomical Society*, 194, 841-850.
- OYAMATSU, K., 1993, Nuclear shapes in the inner crust of a neutron star, *Nuclear Physics A*, 561, 431-452.
- PACKARD, R.E., 1972, Pulsar speedups related to metastability of the superfluid neutron star core, *Physical Review Letters*, 28 (16), 1080-1082.
- PAGE, D. ve APPELGATE, J.H., 1992, The cooling of neutron stars by the direct Urca Process, *Astrophysical Journal*, 394, L17-L20.
- PAGE, D., GEPPERT, U. ve WEBER, F., 2006, The cooling of compact stars, *Nuclear Physics A*, 777, 497-530.
- PAGE, D., LATTIMER, J.M., PRAKASH, M. ve STEINER, A.W., 2004, Minimal cooling of neutron stars: A new paradigm, *Astrophysical Journal*, 155, 623-650.
- PAGE, D., PRAKASH, M., LATTIMER, J. ve STEINER, A.W., 2011, Rapid cooling of neutron star in Cassiopeia A triggered by neutron superfluidity in dense matter, *Physical Review Letters*, 106, no. 8, 081101.
- PANDHARIPANDE, V.R., PINES, D. ve SMITH, R.A., 1976, Neutron star structure: theory, observation and speculation, *Astrophysical Journal*, 208, 550-566.
- PENG, Q.H., LUO, Z.Q. ve CHOU, C.K., 2006, The origin of glitches in pulsars-Phase oscillation between anisotropic superfluid and normal state of neutrons in neutron stars, *Chinese Journal of Astronomy and Astrophysics*, 6(3), 297-304.
- PERALTA, C., MELATOS, A., GIACOBELLO, M. ve OOR, A., 2005, Global three dimensional flow of a neutron superfluid in a spherical shell in a neutron star, *Astrophysical Journal*, 635, 1224-1232.
- PERALTA, C., MELATOS, A., GIACOBELLO, M. ve OOR, A., 2006, Transitions between turbulent and laminar superfluid vorticity states in the outer core of a neutron star, *Astrophysical Journal*, 651, 1079-1091.

- PEREZ-AZORIN, J.F., MIRALLES, J.A. ve PONS, J.A., 2006, Anisotropic thermal emission from magnetized neutron stars, *Astronomy and Astrophysics*, 451, 1009-1024.
- PETHICK, C.J., 1992, Cooling of neutron stars, *Reviews of Modern Physics*, 64(4), 1133-1140.
- PETHICK, C.J. ve THORSSON, V., 1997, Effects of electron band structure on neutrino pair bremsstrahlung in neutron star crusts, *Physical Reviews D*, 56, 7548-7558.
- PETROVÍCH, C. ve REISENEGGER, A., 2010, Rotochemical heating in millisecond pulsars: modified Urca reactions with uniform Cooper pairing gaps, *Astronomy and Astrophysics*, 521, A77-A88.
- PINES, D., 1999, Pulsar glitches: to what extent do these probe crustal superfluidity, core-crust coupling, and the equation of state of dense neutron matter, *Pulsar Timing, General Relativity and the Internal Structure of Neutron Stars Conference*, Ed. Z. Arzoumanian, F. Van der Hooft, and E. P. J. van den Heuvel, 1999-2006.
- PINES, D., SHAHAM, J. ve RUDERMAN, M.A. 1974, Neutron star structure from pulsar observations, ed. C.J. Hansen, *IAU Symposium*, No 53, 189-207.
- PIZZOCHERO, P.M., VIVERIT, L. ve BROGLIA, R.A., 1997, Vortex-nucleus interaction and pinning forces in neutron stars, *Physical Review Letters*, 79, 3347-3350.
- PONS, J.A., LINK, B.K., MIRALLES, J.A. ve GEPPERT, U., 2007, Evidence for heating of neutron stars by magnetic field decay, *Physical Review Letters*, 98, 071101.
- POTEKHIN, A.Y., CHABRIER, G. ve YAKOVLEV, D.G., 1997, Internal temperatures and cooling of neutron stars with accreted envelopes, *Astronomy and Astrophysics*, 323, 415-428.
- POTEKHIN, A.Y. ve YAKOVLEV, D.G., 2001, Thermal structure and cooling of neutron stars with magnetized envelopes, *Astronomy and Astrophysics*, 374, 213-226.
- POTEKHIN, A.Y., YAKOVLEV, D.G., CHABRIER, G. ve GNEDIN, O.Y., 2003, Thermal structure and cooling of superfluid neutron stars with accreted magnetized envelopes, *Astrophysical Journal*, 594, 404-418.

- PRAKASH, M., PRAKASH, M., LATTIMER, J.M. ve PETHICK, C.J., 1992, Rapid cooling of neutron stars by hyperons and Δ -isobars, *Astrophysical Journal*, 390, L77-L80.
- RADHAKRISHNAN, V. ve MANCHESTER, R.N., 1969, Detection of a change of state in the pulsar PSR 0833-45, *Nature*, 222, 228-229.
- RAVENHALL, D.G., PETHICK, C.J. ve WILSON, J.R., 1983, Structure of matter below nuclear saturation density, *Physical Review Letters*, 50(26), 2066-2069.
- RAY, P.S. ve diğ., 2011, Precise γ -ray timing and radio observations of 17 Fermi γ -ray pulsars, *Astrophysical Journal*, 194, 17.
- REA, N., OOSTERBROEK, T., ZANE, S., TUROLLA, R., MENDEZ, M., ISRAEL, G.L., STELLA, L. ve HABERL, F., 2005, Post-glitch variability in the anomalous X-ray pulsar 1RXS J170849.8-400910, *Monthly Notices of Royal Astronomical Society*, 361, 710-718.
- REISENEGGER, A., 1995, Deviation from chemical equilibrium due to spin-down as an internal heat source in neutron stars, *Astrophysical Journal*, 442, 749-757.
- ROMANI, R.W., 1987, Model atmospheres for cooling neutron stars, *Astrophysical Journal*, 313, 718-726.
- ROY, J., GUPTA, Y. ve LEWANDOWSKI, W., 2009, Glitches from the young pulsar J1833-1034, *The Low Frequency Radio Universe*, eds. D.J. Saikia, D.A. Green, Y.Gupta ve T. Venturi, *ASP Conference Series*, Vol. 407, 299-303.
- RUDERMAN, M.A., 1969, Neutron starquakes and pulsar periods, *Nature*, 223, 597-598.
- RUDERMAN, M.A., 1976, Crust breaking by neutron superfluids and the Vela pulsar glitches, *Astrophysical Journal*, 203, 213-222.
- RUDERMAN, M.A., 1991a, Neutron star crustal plate tectonics. I. Magnetic dipole evolution in millisecond pulsars and low mass X-ray binaries, *Astrophysical Journal*, 366, 261-269.
- RUDERMAN, M.A., 1991b, Neutron star crustal plate tectonics. II. Evolution of radio pulsar magnetic fields, *Astrophysical Journal*, 382, 576-586.
- RUDERMAN, M.A., 1991c, Neutron star crustal plate tectonics. III. Cracking, glitches and gamma ray bursts, *Astrophysical Journal*, 382, 587-593.
- RUDERMAN, M.A. ve GIL, J., 2006, Mimicking neutron star precession by polar cap current-pattern drifting, *Astronomy and Astrophysics*, 460, L31-L34.

- RUDERMAN, M.A., ZHU, T. ve CHEN, K., 1998, Neutron star magnetic field evolution, crust movement and glitches, *Astrophysical Journal*, 492, 267-280.
- SAULS, J.A., 1989, Superfluidity in the interiors of neutron stars, Proceedings of the NATO Advanced Study Institute on Timing Neutron Stars, 4-15 Nisan 1988, Çeşme, İzmir, Kluwer Academic Press, 441-490.
- SAULS, J.A., STEIN, D.L ve SERENE, J.W., 1982, Magnetic vortices in a ${}^3\text{P}_2$ neutron superfluid, *Physical Review D*, 25, 967-975.
- SAZ PARKINSON, P.M. ve diğ., 2010, Eight γ -ray pulsars discovered in blind frequency searches of Fermi LAT data, *Astrophysical Journal*, 725, 571.
- SCHAAB, C., BALBERG, S. ve SCHAFFNER-BIELICH, J., 1998, Implications of hyperon pairing for cooling neutron stars, *Astrophysical Journal*, L99-L102.
- SCHAAB, C., VOSKRESENSKY, D., SEDRAKIAN, A., WEBER, F. ve WEIGEL, M.K., 1997, Impact of medium effects on the cooling of non-superfluid and superfluid neutron stars, *Astronomy and Astrophysics*, 321, 591-604.
- SCHWENK, A. ve FRIMAN, B., 2004, Polarization contributions to the spin dependence of the effective interaction in neutron matter, *Physical Review Letters*, 92, no.8, 082501.
- SEDRAKIAN, A., 1995, Vortex repinning in neutron star crusts, *Monthly Notices of Royal Astronomical Society*, 277, 225-234.
- SEDRAKIAN, A. ve CORDES J.M, 1999, Vortex-interface interactions and generation of glitches, *Monthly Notices of Royal Astronomy Society*, 307, 365-375.
- SEDRAKIAN, A. ve SEDRAKIAN, D.M., 1995, Superfluid core rotation in pulsars. I. Vortex cluster dynamics, *Astrophysical Journal*, 447, 305-323.
- SEDRAKIAN, A., SEDRAKIAN, D.M., CORDES, J.M. ve TERZIAN, Y., 1995, Superfluid core rotation in pulsars. II. Postjump relaxations, *Astrophysical Journal*, 447, 324-341.
- SEDRAKIAN, A., WASSERMAN, I. ve CORDES, J.M., 1999, Precession of isolated neutron stars. 1. Effects of imperfect pinning, *Astrophysical Journal*, 524, 341-360.
- SHABANOVA, T.V., 1998, An unusual glitch signature in the pulsar PSR B1822-09, *Astronomy and Astrophysics*, 337, 723-728.
- SHABANOVA, T.V., 2007, Slow glitches in the pulsar B1822-09, *Astrophysics and Space Science*, 308, 591-593.

- SHABANOVA, T.V., 2009, Nature of cyclical changes in the timing residuals from the pulsar B1642-03, *Astrophysical Journal*, 700, 1009-1016.
- SHABANOVA, T.V., 2010, Cyclical changes in the timing residuals from the pulsar B0919+06, *Astrophysical Journal*, 721, 251-258.
- SHABANOVA, T.V., LYNE, A.G. ve URAMA, J.O., 2001, Evidence for free precession in the pulsar B1642-03, *Astrophysical Journal*, 552, 321-325.
- SHAHAM, J., 1977, Free precession of neutron stars: the role of possible vortex pinning, *Astrophysical Journal*, 214, 251-260.
- SHAPIRO, S.L. ve TEUKOLSKY, S.A., 1983, Black holes, white dwarfs and neutron stars: the physics of compact objects, John Wiley&Sons Inc, Germany, ISBN:978-0471-87316-7.
- SHEMAR, S.L. ve LYNE, A.G., 1996, Observations of pulsar glitches, *Monthly Notices of Royal Astronomical Society*, 282, 677-690.
- SHIBAZAKI, N. ve LAMB, F.K., 1989, Neutron star evolution with internal heating, *Astrophysical Journal*, 346, 808-822.
- SHIBAZAKI, N. ve MOCHIZUKI, Y., 1995, Frictional instabilities in neutron star interiors, *Astrophysical Journal*, 438, 288-299.
- SMOLUCHOWSKI, R. ve WELCH, D.O., 1970, Progressive deformation of the crust of pulsars, *Physical Review Letters*, 24(21), 1191-1192.
- SONIN, E.B., 1987, Vortex oscillations and hydrodynamics of rotating superfluids, *Reviews of Modern Physics*, 59(1), 87-155.
- SRINIVASAN, G., BHATTACHARYA, D., MUSLIMOV, A.G. ve TSYGAN, A.I., 1990, A novel mechanism for the decay of neutron star magnetic fields, *Current Science*, 59(1), 34-41.
- STAUBERT, R., KLOCHKOV, D., POSTNOV, K., SHAKURA, N., WILMS, J. ve ROTHSCHILD, R.E., 2009, Two ~35 day clocks in Her X-1: evidence for neutron star free precession, *Astronomy and Astrophysics*, 494, 1025-1030.
- STAIRS, I.H., LYNE, A.G. ve SHEMAR, S.L., 2000, Evidence for free precession in a pulsar, *Nature*, 406, 484-486.
- THOMPSON, C. Ve DUNCAN, R.C., 1996, The soft gamma repeaters as very strongly magnetized neutron stars. II. Quiescent neutrino, X-ray and Alfvén wave emission, *Astrophysical Journal*, 473, 322-342.

- THORNE, K.S., 1977, The relativistic equations of stellar structure and evolution, *Astrophysical Journal*, 212, 825-831.
- TINKHAM, M., 1996, Introduction to Superconductivity, Second Edition, McGraw-Hill, USA, ISBN 0-07-064878-6.
- TORII, K., GOTTHELF, E.V., VASISHT, G., DOTANI, T. ve KINUGASA, K., 2000, A giant glitch in the energetic 69 millisecond X-ray pulsar AXS J161730-505505, *Astrophysical Journal*, 534, L71-L74.
- TSAKADZE, J.S. ve TSAKADZE, S.J., 1980, Properties of slowly rotating Helium II and the superfluidity of pulsars, *Journal of Low Temperature Physics*, 39, 649-688.
- TSURUTA, S., 1998, Thermal properties and detectability of neutron stars. II. Thermal evolution of rotation powered neutron stars, *Physical Report*, 292, 1-130.
- URAMA, J.O ve OKEKE, P.N., 1999, Vela size glitch rates in youthful pulsars, *Monthly Notices of Royal Astronomical Society*, 310, 313-316.
- VAN RIPER, K.A., 1988, Magnetic, neutron star atmospheres, *Astrophysical Journal*, 329, 339-375.
- VAN RIPER, K.A., 1991, Neutron star thermal evolution, *Astrophysical Journal Supplement Series*, 75, 449-462.
- VAN RIPER, K.A., LINK, B.K. ve EPSTEIN, R.I, 1995, Frictional heating and neutron star thermal evolution, *Astrophysical Journal*, 448, 294-304.
- WANG, N., JOHNSTON, S. ve MANCHESTER, R.N., 2004, 13 years timing of PSR B1259-63, *Monthly Notices of Royal Astronomical Society*, 351, 599-606.
- WANG, N., MANCHESTER, R.N., PACE, R.T., BAILES, M., KASPI, V.M., STAPPERS, B.W. ve LYNE, A.G., 2000, Glitches in southern pulsars, *Monthly Notices of Royal Astronomical Society*, 317, 843-860.
- WANG, N., MANCHESTER, R.N., ZHANG, J., WU, X.J., YUSUP, A., LYNE, A.G., CHENG, K.S. ve CHEN, M.Z., 2001, Pulsar timing at Urumqi Astronomical Observatory: observing system and results, *Monthly Notices of Royal Astronomical Society*, 328, 855-866.
- WARSAWSKI, L. ve MELATOS, A., 2011, Gross-Pitaevskii model of pulsar glitches, *Monthly Notices of Royal Astronomical Society*, 415, 1611-1630.
- WASSERMAN, I., 2003, Precession of isolated neutron stars. II. Magnetic fields and type II superconductivity, *Monthly Notices of Royal Astronomical Society*, 341, 1020-1040.

- WEISBERG, J.M., NICE, D.J. ve TAYLOR, J.H., 2010, Timing measurements of the relativistic binary pulsar PSR B1913+16, *Astrophysical Journal*, 722, 1030-1034.
- WELTEVREDE, P., JOHNSTON, S. ve ESPINOZA, C.M., 2011, The glitch-induced changes of PSR J1119-6127, *Monthly Notices of Royal Astronomical Society*, 411, 1917-1934.
- WELTEVREDE, P. ve diğ., 2010, Pulsar timing with the Parkers radio telescope for the Fermi mission, *Publications of Astronomical Society of Australia*, 27, 64-75.
- WOLF, R.A., 1966, Some effects of the strong interactions on the properties of neutron star matter, *Astrophysical Journal*, 145, 834-841.
- WONG, T., BACKER, D.C. ve LYNE, A.G., 2001, Observations of a series of six recent glitches in the Crab pulsar, *Astrophysical Journal*, 548, 447-459.
- www.astroscu.unam.mx/neutrones.html (Son Erişim Tarihi 20 Mayıs 2011)
- www.atnf.csiro.au/people/pulsar/psrcat/glitchTbl.html (Son Erişim Tarihi 12 Kasım 2011)
- www.jb.man.ac.uk/pulsar/glitches/gTable.html (Son Erişim Tarihi 12 Kasım 2011)
- YAKOVLEV, D.G. ve LEVENFISH, K.P., 1995, Modified URCA process in neutron star cores, *Astronomy and Astrophysics*, 297, 717-726.
- YAKOVLEV, D.G., HO, W.C.G., SHTERNIN, P.S., HEINKE, C.O. ve POTEKHIN, A.Y., 2011, Cooling rates of neutron stars and the young neutron star in the Cassiopeia A supernova remnant, *Monthly Notices of Royal Astronomical Society*, 411, 1977-1988.
- YAKOVLEV, D.G., KAMINKER, A.D. ve GNEDIN, O.Y., 2001, 1S_0 neutron pairing vs. observations of cooling neutron stars, *Astronomy and Astrophysics*, 379, L5-L8.
- YAKOVLEV, D.G., KAMINKER, A.D., GNEDIN, O.Y. ve HAENSEL, P., 2001b, Neutrino emission from neutron stars, *Physics Report*, 354, 1-155.
- YAKOVLEV, D.G., KAMINKER, A.D. ve LEVENFISH, K.P., 1999a, Neutrino emission due to Cooper pairing of nucleons in cooling neutron stars, *Astronomy and Astrophysics*, 343, 650-660.
- YAKOVLEV, D.G., LEVENFISH, K.P. ve SHIBANOV, Y.A., 1999b, Cooling of neutron stars and superfluidity in their cores, *arXiv:astro-ph/9906456* .
- YAKOVLEV, D.G. ve PETHICK, C.J., 2004, Neutron star cooling, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 42, 169-210.

- YUAN, J.P., WANG, N., MANCHESTER, R.N. ve LIU, Z.Y., 2010a, 29 glitches detected at Urumqi observatory, *Monthly Notices of Royal Astronomical Society*, 404, 289-304.
- YUAN, J.P., MANCHESTER, R.N., WANG, N., ZHOU, X., LIU, Z.Y. ve GAO, Z.F., 2010b, A very large glitch in PSR B2334+61, *Astrophysical Journal*, 719, L111-L115.
- ZOU, W.Z., WANG, N., MANCHESTER, R.N., URAMA, J.O., HOBBS, G.B., LIU, Z.Y. ve YUAN, J.P., 2008, Observations of six recent glitches in PSR B1737-30, *Monthly Notices of Royal Astronomical Society*, 384, 1063-1068.
- ZOU, W.Z., WANG, N., WANG, H.X., MANCHESTER, R.N., WU, X.J. ve ZHANG, J., 2004, Unusual glitch behaviours of two young pulsars, *Monthly Notices of Royal Astronomical Society*, 354, 811-814.
- ZUO, W., CUI, C.X., LOMBARDO, U. ve SCHULZE, H.J., 2008, Three-body force effect on ${}^3\text{PF}_2$ neutron superfluidity in neutron matter, neutron star matter, and neutron stars, *Physical Review, C*, 8, no. 1, 015805.

ÖZGEÇMİŞ

ERBİL GÜGERCİNOĞLU

Doğum Tarihi ve Yeri: 27.12.1986- Şişli, İstanbul

Yabancı Dili : İngilizce

E-Posta Adresi : egugercinoglu@gmail.com

Eğitim:

1993-2001 : İlköğretim, Emirgan İlköğretim Okulu-İstanbul

2001-2005 : Lise, Arnavutköy Korkmaz Yiğit Lisesi-İstanbul

2005-2009 : Lisans, Astronomi ve Uzay Bilimleri Bölümü, İstanbul Üniversitesi

2009-2011 :Yüksek Lisans, Astronomi ve Uzay Bilimleri Anabilimdalı, İstanbul Üniversitesi