



# SÜPERNOVA PATLAMALARI VE PULSAR DÖNMELERİ İÇİN YENİ BİR MEKANİZMA ÖNERİLMESİ

**Proje No: 109T718**

Prof. Dr. Durmuş Ali Demir

MAYIS 2012  
İZMİR

## ÖNSÖZ

Bu proje süpernova patlamaları olarak bilinen oldukça yüksek enerjili yıldız patlamalarının oluşumu ile patlama sonrası ortamda kalan yıldızın yüksek dönme hızını araştırmak ve bu konuda belli bir mekanizma önermek üzere hazırlanmıştır. Proje parçacık fiziği ile astronominin kesişiminde yer alan, disiplinlerarası bir proje olup projede çalışan öğrenciler de fizik (Onur Tosun) ve astronomi (Gülizar Gençoğlu) dallarından iki öğrencidir.

Bu projenin gerektirdiği araştırma faaliyetlerinin bütünü ile her bir araştırmacı TÜBİTAK tarafından desteklenmiştir. Proje ile bir adet Yüksek Lisans Tezi (Onur Tosun'un tezi) tamamlanmış, bir Doktora Tezi (Gülizar Gençoğlu'nun tezi) için ise ciddi hazırlık çalışması yapılmıştır.

# İÇİNDEKİLER

<b>ÖZET</b> .....	5
<b>Bölüm 1: Büyük Kütleli Yıldızların Evrimi, Süpernovalar ve Pulsarlar</b> .....	7
<b>1.1 Yıldız Evrimi</b> .....	7
1.1.1 Hertzprung-Russell (H-R) Diyagramı.....	7
1.1.2 Anakol Öncesi Yıldızlar.....	7
1.1.3 Nükleer Yanma ve Yıldız Evrimi .....	8
1.1.4 Büyük Kütleli Yıldızların Evrimi .....	9
<b>1.2 Süpernovalar</b> .....	11
1.2.1 Tarihsel Süpernovalar .....	12
1.2.2 Sistemik Gözlemler .....	13
1.2.3 Süpernova Türleri .....	14
1.2.3.1 Süpernovaların Sınıflandırılması .....	14
1.2.3.2 Işık Eğrileri .....	15
1.2.3.3 Tür I Süpernovaları .....	16
1.2.3.4 Tür II Süpernovaları .....	16
1.2.3.5 SN 1987A .....	16
<b>1.3. Pulsarlar</b> .....	17
<b>Bölüm 2: Kara-Foton, Sağ-El Nötrino Üretimi, Asimetrik Sağ-El Nötrino Yayılımı ve Pulsar İtme Mekanizması</b> .....	20
<b>2.1 Klasik Elektrodinamik</b> .....	20
<b>2.2 Kara-Elektrodinamik</b> .....	21
<b>2.3 Kara-Foton</b> .....	23
<b>2.4 Sağ-El Nötrino Üretimi</b> .....	24
<b>2.5 Sağ-El Nötrino Yayılımındaki Asimetri</b> .....	29
<b>2.6 Pulsar İtme Mekanizması</b> .....	31
<b>Bölüm 3: Sonuçlar ve Tartışma</b> .....	33
<b>Kaynakça</b> .....	35
<b>Ekler</b> .....	39

## ŞEKİL DİZİNİ

Şekil 1: Güneş komşuluğundaki yıldızların H-R diyagramı .....	8
Şekil 2: Büyük kütleli yıldızlarının HR diagramındaki evrim yolları .....	10
Şekil 3: Evriminin son aşamasına gelmiş büyük kütleli bir yıldızın kimyasal kompozisyonu .....	11
Şekil 4: Her biri farklı süpernova sınıflamasına örnek olarak çeşitli süpernovaları ait tayf görüntüleri .....	15
Şekil 5: Tür Ia ve Tür II süpernovalarının ışık eğrileri .....	16
Şekil 6: Tür II-P süpernova türünün ışık eğrisi .....	17
Şekil 7: Nötrino spektral yoğunluk grafiği .....	27
Şekil 8: Işıma, karışım açısı ve kara manyetik alan ilişkisi grafiği .....	27
Şekil 9 : Kara foton-foton karışımı ( $\chi$ ) ile kara foton kütlesi ( $m\gamma'$ ) üzerindeki mevcut deneysel sınırlamalar .....	29
Şekil 10: Landau enerji seviyeleri .....	30

## TABLO DİZİNİ

Tablo1: Süpernovaların sınıflandırılması .....	15
Tablo 2: Literatürden alınan bazı pulsarlar için gözlemsel manyetik alan değerleri .....	20
Tablo 3: Bazı manyetik alan değerleri ve kara manyetik moment değerleri için itki hızları .....	32
Tablo 4: ATNF pulsar kataloğundan pulsarlara ait bazı değerler .....	37

## ÖZET

Süpernova patlamaları 8 ila 25 Güneş kütlesi büyüklüğündeki yıldızların evrimlerinin son aşaması olup baskın olarak sol-el nötrinolar yayarlar ve kalıt yıldız olarak da  $10^{12}$  G'luk manyetik alanı haiz, teğet dönme hızı 1600 km/sn değerlerine kadar çıkabilen pulsarları bırakırlar. Yıldız içindeki yoğunluk yüksek olup nükleer yoğunluk (  $10^{14}$  g/cm<sup>3</sup> ) civarındadır. Süpernova patlamaları hakkında yapılagelen kuramsal ve gözlemsel çalışmalar iki temel soruyu ortaya çıkartmıştır:

- a. Yıldızın içi sol-el nötrinoların yayılmasına izin vermeyecek kadar yoğun olduğuna ve de şok dalgalarının oluşturduğu dışa doğru basınç yetersiz kaldığına göre süpernova patlamaları nasıl mümkün olabilmektedir?
- b. Patlamanın kalıtı olarak ortaya çıkan pulsarlar böylesine yüksek dönme hızlarına nasıl ulaşabilmektedir?

Bu iki soru kuramsal ve gözlemsel olarak uzun süredir yanıtı aranan sorular olup, işbu projenin de konusunu oluşturmaktadırlar. Bu projenin amacı, yukarıdaki sorular ile ifade edilen problemin çözümüne yeni, daha önce çalışılmamış bir takım parçacıklar önererek katkıda bulunmaktır. Söz konusu parçacıklar sağ-el nötrino (ki daha önce yıldız ortamlarında çalışılmıştır) ile "kara foton" olarak tabir edeceğimiz, çekim hariç temel kuvvetlerin ve parçacıkların standart modeli (SM) içindeki kuvvetlerden etkilenmeyen, foton (daha doğrusu hiperyük ayar bozonu) ile yaptığı kinetik karışım dışında etkileri gözlemlenmeyen, ikinci bir fotondur. Her iki parçacık da bilinen parçacıklar ile çok zayıf etkileşen ve bu yüzden sol-el nötrinoya göre oldukça uzun ortalama serbest yola sahip parçacıklardır. Sağ-el nötrino kara elektrik yüküne sahiptir ve kara fotona bağlanır. Bu projede önerilen mekanizma sağ-el nötrino ve kara fotonun işbirliği içinde çalışmasına dayanmaktadır ve ana fikir olarak şu iki ögeyi içermektedir:

- 1) Problem a)' ya ilişkin olarak sağ-el nötrinoların kara manyetik momentleri yardımı ile sol-el nötrinolardan yıldız çekirdeğinde üretimi, yıldız yüzeyine serbest olarak yayılmaları ve yıldız yüzeyinde gerek osilasyon yoluyla gerekse kara manyetik alan yardımı ile tekrar sol-el nötrinolara dönüşmeleri,

- 2) Problem b)'ye ilişkin olarak ise sag-el nötrinoların kara manyetik alan altında, kuantizasyon sonucu, Landau seviyelerine farklı farklı dağılımları (en alt Landau seviyesine kara manyetik alana göre zıt yönde spine sahip olanlar yoğunlaşır) yüzünden spinlerine göre bir asimetri oluşması, oluşan bu asimetriden dolayı sag-el nötrinoların spinleri bağlamında farklı yönlere farklı miktarlarda yayılmaları ile küresel simetrik olmayan bir yayılma vermeleri ve bu yayılmanın nötron yıldızına bir itki vermesi

Bu projenin konusu önerilen bu çözüm yollarını çalışmak, analiz etmektir. İlk olarak Bölüm 1'de süpernova patlamalarının astrofizik açıdan ayrıntılı bir tanımlaması verilecektir. Bu bağlamda, yıldız evrimi, patlamaların yapıları, pulsarların çeşitli gözlemsel özellikleri açıklanacak, en son gözlemler ışığında ulaşılan sonuçlar sıralanacaktır.

Bölüm 2 ise projenin parçacık fiziği ayağının ağırlıklı olduğu kısımdır. Bu kısımda süpernova patlamaları ve yüksek dönme hızları için yeni parçacıklar bağlamında açıklamalar oluşturulmaya çalışılacaktır. Bu bağlamda "kara foton" ve "sağ-el nötrino" ihtiyaç duyulan yeni temel parçacıklar olacaktır. Bu amaçla, Bölüm 2'de ilk olarak, klasik elektrodinamik ile kara-elektrodinamik arasındaki ilişki verilecek, "kara-foton" olarak adlandırdığımız yeni foton tanımlanacaktır. Daha sonra kara manyetik moment ve kara manyetik alan etkileşimi ile sol-el nötrinoların kara nötrinolarına dönüşüm oranı hesaplanacak, kara nötrino ışınması hesaplanacaktır. Bu ışınma değeri yoluyla, yıldızın sahip olabileceği gözlemsel manyetik alan değerlerinden yararlanarak karışım açısının alacağı değerler hesaplanacak, gözlemsel verilerle uyumluluk gösterdiği görülecektir. Asimetrik nötrino yayılımı fikrinden yola çıkarak nötrino kara yükünün alacağı değer aralığı hesaplanacak ve literatürde bu konuda yapılan çalışmalarla karşılaştırılacaktır. Nötrino kara yükü hesaplandıktan sonra kara manyetik moment değer aralığı hesaplanacak, son olarak da, nötron yıldızının itki hızı hesaplanacaktır, Belli ışınma değer aralığı için yıldızın alabileceği itki hızı değerleri hesaplanacak, gözlemlerle uyumu tanıtılacaktır.

Projenin sonuçları Bölüm 3'te tartışılarak, yorumlanacaktır.

# BÖLÜM 1.

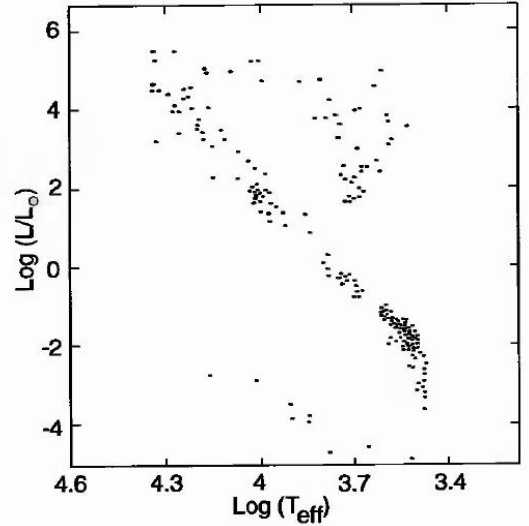
## BÜYÜK KÜTLELİ YILDIZLARIN EVRİMİ: SÜPERNOVALAR VE PULSARLAR

### 1.1 YILDIZ EVRİMİ

#### 1.1.1 Hertzsprung-Russell (H-R) Diyagramı

Yıldızlar, merkezlerinde nükleer reaksiyonlarla enerji üreten ve bu enerji üretimi sonucunda kimyasal kompozisyonu ve yapısı değişen yani evrimleşen gök cisimleridir [29]. Bir yıldızın evrimini başından sonuna kadar gözlemleyebilmek mümkün olmadığı için evriminin farklı aşamalarında olan birçok yıldızın gözlemsel parametrelerini bir diyagramda incelemek evrimi test etmemizi sağlayacaktır [19].

Yıldızların ışıma ( $L$ ) ve etkin sıcaklıkları ( $T_{\text{eff}}$ ) her biri için farklılık göstermektedir. Eğer bu iki niceliği her bir yıldız için bir diyagramda noktalarsak ortaya rastgele bir saçılım değil, çoğu yıldızın belli bölgelerde toplandığı gruplar ortaya çıkar. Bu diyagrama Hertzsprung-Russell (H-R) diyagramı veya renk parlaklık diyagramı denir. Şekil 1'de görüldüğü gibi sol üsten sağ alt köşeye doğru uzanan grup anakol, bu kolun üzerinde kalan grup devler, altında kalan grup ise beyaz cüceler olarak adlandırılır [29], [19]. Bu diyagramın yıldız



Şekil 1: Güneş komşuluğundaki yıldızların H-R diyagramı [29]

evrim teorisinde önemli bir etkisi vardır. Yıldız evrim teorisinin en önemli hedeflerinden biri, neden belli yıldızların belli bölgelerde yer aldığı ve nasıl bir bölgeden diğerine evrimleştiği sorularını cevaplayabilmektir [19], [40].

#### 1.1.2 Anakol Öncesi Yıldızlar

Genel olarak hidrojen ve helyumu içeren bir yıldızlararası gaz bulutu çökmeye başladığında, potansiyel enerji, iç enerjiye ve ışıma dönüşür. Gaz başlangıçta çekimsel serbest düşme şeklinde çöker ve üretilen enerji doğrudan salınır. Çünkü gaz bulutu oldukça geçirendir. Yoğunluğun artması ile saydamsızlık artar ve salınan ışınımın bir kısmı bulut içinde tutulur. Bunun sonucunda sıcaklık

ve basınç artmaya başlar ve merkez çökmeye başlar. Sıcaklığın artması, önce hidrojen moleküllerinin atomlara dönüşmesine ardından da hidrojen ve helyum atomlarının iyonlaşmasına neden olur. Sıcaklık  $10^5$  K'e ulaştığında gaz iyonize olur. Anakol öncesi yıldızlar, çevre buluttan madde ile yığıldığında bile neredeyse hidrostatik dengeye ulaşmıştır. Bu ana kadar enerji kaynağı çekimsel çökmedir. Ama nükleer reaksiyonlar merkez sıcaklığı birkaç milyon kelvine ulaştığında başlar. Bu aşama döteryum yanma aşamasıdır. Bu aşamada enerji konveksiyon ile taşınır. Sıcaklık milyon Kelvinleri aştıktan sonra hidrojen yanma aşaması başlar. Bu süreçte yıldız tek enerji kaynağı olan hidrojeni helyuma dönüştürür. Yıldız şimdi hidrostatik ve ısıl dengededir ve H-R diyagramında anakolda yerini almıştır. Farklı kütlelerdeki yıldızlar hem farklı sürelerde anakola ulaşır hem de anakolun farklı bölgelerine yerleşirler. Büyük kütleli yıldızlar anakolda, sıcak ve parlak kısma (sol-üst) yerleşirken, küçük kütleli yıldızlar soğuk ve düşük parlaklıklı (sağ-alt) kısma yerleşirler. Yeni oluşmuş bu yıldızın gözlemi güçtür çünkü çevresi gaz ve toz bulutu ile çevrelenmiştir [19].

### 1.1.3 Nükleer Yanma ve Yıldız Evrimi

Yıldızlarda enerji, nükleer reaksiyonlar ve çekimsel çökmelerle üretilir. Üretilen enerji ise yıldız yüzeyinden foton ve nötrino salınımları ile kaybedilir. Bir yıldız ömrünün büyük çoğunluğunu anakolda yani hidrojen yakma aşamasında geçirir. Yapılan gözlemler anakoldaki yıldızların ışıtmaları ile kütleleri arasında doğrudan bir ilişki olduğunu göstermiştir. Daha büyük kütleli yıldızlar merkezlerinde daha yüksek sıcaklık ve basınca sahip olur, daha hızlı nükleer enerji üretir ve daha fazla enerji veya ışıma salarlar. Örneğin  $10 M_{\odot}$ 'lik bir anakol yıldızı Güneş ışımasının 3000 katı ışıtmaya sahiptir. Aynı zamanda anakol yaşam süresi de kütleyle bağlıdır. Çünkü yıldızın nükleer yakıtı yakması ışıması ile belirlenen bir hızdadır. Örneğin güneş bolluklu,  $1 M_{\odot}$ ,  $5 M_{\odot}$  ve  $15 M_{\odot}$  kütleli yıldızların anakoldaki yaşam süreleri 10 Gy, 100 My, 12 My'dir. Yıldız anakoldan ayrıldıktan sonra evrim belirgin bir şekilde hızlanır [29], [19].

Bir yıldızın ilk yanma aşamasını hidrojen ve helyum oluşturur. Bu aşama en uzun yanma aşamasıdır ve "anakol evresi" olarak adlandırılır. Güneş bu evrede yer alır. Birkaç milyar yıl sonra yani hidrojen tükendikten sonra, yıldız çekirdeği çökmeye ve ısınmaya başlar. Bu süreç kabuktaki hidrojen ve çekirdekdeki helyum tutuşana kadar devam eder. Bu nokta yıldızın anakoldan ayrılıp "kırmızı dev"e evrimleştiği noktadır. Kabuktaki H kullanılmadan önce yıldız çekirdeği çökmeye ve ısınmaya devam eder.  $0.5M_{\odot}$ 'den büyük olan yıldızların

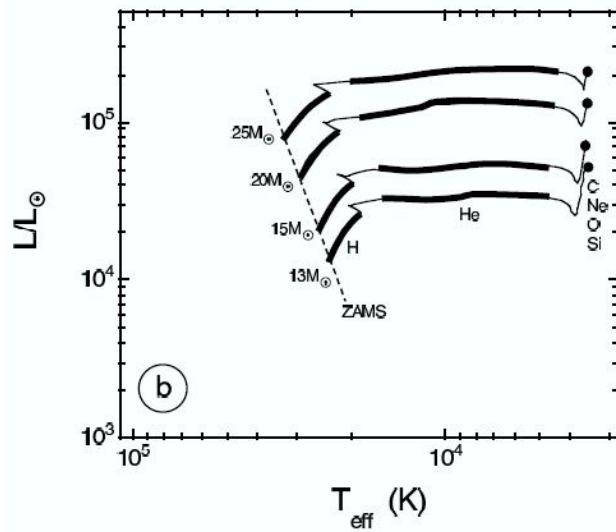


çekirdeklerinde sıcaklık  $\sim 10^8$  K'e yükselir ve helyum yanmaya başlar. He yanması üçlü  $\alpha$  tepkimesi ile gerçekleşir. Helyum yanması sonucunda ise genel olarak karbon ve oksijen oluşur. Nadir olarak ise neon, magnezyum, silikon üretilir [31].

Düşük kütleli yıldızlar ( $0.5M_{\odot} - 8M_{\odot}$ ) bu aşamadan sonrasına geçemezler. Çünkü çekimleri karbon-oksijeni tutuşturmaya gerekli çökmeyi sağlayamaz. Bunun yerine, helyum yanma reaksiyonlarına bağlı olan çok yüksek sıcaklıklar nedeniyle oluşan ısıl atımlarla dış katmanlarını atarlar. Atılan zarf "gezegenimsi bulutsu" olarak gözlemlenir. Böylesi bir yıldızın kalıntısı "beyaz cüce" olarak adlandırılır [31].

$\sim 8M_{\odot}$ 'ten daha büyük kütleli yıldızlar oksijen, neon ve magnezyum üretmek üzere karbonu yakabilecek merkezi sıcaklığa ( $T > 6 \cdot 10^8$  K) ulaşabilir. Eğer yıldız  $9-10M_{\odot}$ 'ten daha büyük kütleli ise bu üretilen elementleri de yakarak silikon, sülfür, kalsiyum ve argon ve son olarak da demir grubu elementlerini üretebilir. Oksijen yanma aşaması 2 hafta kadar sürerken silikon yanma aşaması yaklaşık 1 gün sürer [31], [22].

#### 1.1.4 Büyük Kütleli Yıldızların Evrimi



Şekil 2: Büyük kütleli yıldızlarının HR diagramındaki evrim yolları [19].

kadar ısı artmaya devam eder. Yeni enerji kaynağı, hidrojen yanma kabuğunu ve dış katmanları ısıtarak yıldızı genişletir [35]. Yıldız artık bir süperdev olmuştur. Bu yıldızlar H-R diyagramında en yüksek ısıtmalı yıldızlardır. Gözlemsel örnekleri Orion takımyıldızındaki Rigel (mavi süperdev) ve Betelgeuse (kırmızı süperdev)'dür. Çekirdekte helyum yanma aşaması 800000 yıl sürer ve bazı ağır elementler ( $A > 60$ ) nötron yakalama (s-process) işlemleri ile bu aşamada

Büyük kütleli yıldızların toplam yaşam süreleri yaklaşık  $\sim 7$  My'dir. Bu yıldızlar yaşamlarının %90'ını anakolda yani çekirdeklerinde CNO çevrimi ile hidrojen yakma aşamalarında harcarlar. Merkezde hidrojen bittikten sonra hidrojen yanma işlemi kabukta devam

eder. Çekirdek çökmeye başlar ve helyum tutuşana

sentezlenir. Merkezde helyum tükendikten sonra hidrojen yanma kabuğunun altındaki kabukta helyum yanması devam eder. Sonra çekirdekte karbon yanması başlar. Karbon yanma işlemini üç ayrı yanma aşaması takip eder. Bunlar neon, oksijen ve silikon yanmasıdır [19], [39].

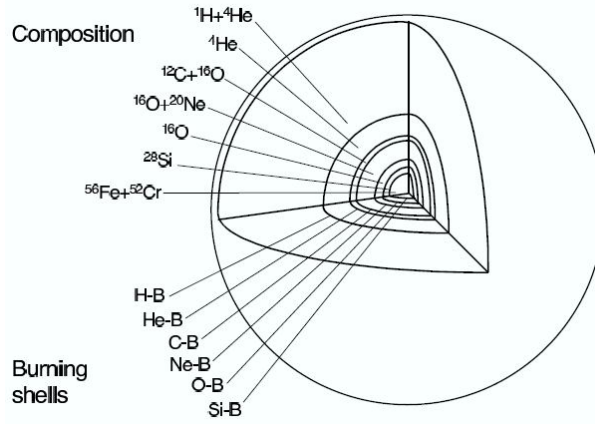
Yıldız içinde üretilen nükleer enerjinin dönüşümü ve yıldız yüzeyine taşınımı bakımından ilk ve sonraki yanma aşamaları arasında temel bir fark vardır. Hidrojen ve helyum yanmasında nükleer enerjinin büyük çoğunluğu fotona dönüştürülür. Sonraki yanma aşamalarında enerji daha çok nötrino - antinötrino çiftlerine dönüşür ve yıldız yüzeyinden çıkan ışık toplam enerjinin çok küçük bir kısmıdır. Nötrino kaybı sonraki yanma aşamalarında daha da arttığından ve nükleer yanma süresi toplam ısıtma ile ters orantılı olduğundan yıldızın evrimi gittikçe hızlanır. Örneğin son yanma aşaması olan silikon yanması sadece bir gün sürer. Bu aşamaların çok hızlı olmasından dolayı yıldız zarfı, yıldız içinde olan yapısal değişikliklere uyum sağlayacak zamanı bulamaz. Dolayısıyla karbon yanmasından itibaren H-R diyagramında fazla hareket edemez [12], [35], [19].

Yıldız merkezinde silikon tükendikten sonra yıldızda, her biri farklı kompozisyonlara sahip birçok kabuk oluşmuş olur. Ve

merkezde de en ağır ve en kararlı atom olan demir oluşmuştur. Bu aşamadan sonra çekirdeğin nükleer enerji için kullanabileceği kaynak kalmamıştır ve üst kabuktaki yanmalarla kütlesini artırır.

Çekirdek kütlesi Chandrasekhar limitini ( $\sim 1.4 M_{\odot}$ ) aştığında, çekirdek elektron yozlaşma basıncı

çekim kuvvetine yenik düşer ve çekirdek çökmeye başlar. Çekirdek çökmesi iki önemli etki ile hızlanır. Birincisi; elektron yoğunluğu artar, demir atomları elektron yakalar. Bu, basıncı sağlayacak elektronları azaltır. İkincisi; 5 GK sıcaklıkta ısıl ışınım demir çekirdeğini daha hafif ve az kararlı atomlara dönüştürecek kadar enerjik ve yoğun olmaya başlar. Bu süreç gerekli basıncı sağlayacak enerjiyi götürür. Bu aşamada yıldız çekirdeği serbest düşme olarak çöker. Yoğunluk nükleer yoğunluğa ( $\approx 10^{14} \text{ g/cm}^3$ ) ulaştığında atomlar ve proton ve nötronlar



Şekil 3: Evriminin son aşamasına gelmiş büyük kütleli bir yıldızın kimyasal kompozisyonu [19].

nükleer kuvvet altında kalmaya başlar. Çökmekte olan çekirdeğin iç kısımları çok yüksek hızlara ulaşır ve nükleer yoğunluğu aşar [19].

Demir elementinin üretimine kadar nükleer yanma egzotermik bir olaydır. Yani demire kadar olan elementlerin üretimi sırasında dışarıya enerji verilir. Fakat demirden daha ağır olan elementlerin üretimi için dışarıdan enerji alınır. Bu yüzden nükleer yanma ile demirden daha ağır element oluşturulamaz. Yıldız termonükleer yaşamının sonuna geldiğinde merkezde demir olmak üzere, dış katmanlara doğru sırasıyla silikon, oksijen, karbon, helyum ve hidrojen kabukları ile sarmalanmış bir yapıya dönüşür [31], [35].

Büyük kütleli yıldızların son aşamalarında, sıcaklığa duyarlı nötrino reaksiyonlarının önemli olmaya başladığı çok yüksek sıcaklıklara ulaşılır. Aslında bu aşamalarda, nötrino ısıtması foton ısıtmasından çok daha yüksektir. Çünkü nötrinoların tesir kesitleri daha küçük olduğundan yıldız içindeki ortalama serbest yolları çok büyüktür. Bu yüzden nötrinolarla enerji taşınımı fotonlara göre daha kolay yapılabilir [31].

Merkezdeki demir çekirdek Chandrasekhar kütlesi olan  $M_{ch} = 1.44 (Y_e / 0.5)^2 M_{\odot}$  kütlesine ulaştığında, elektronlar ultrarelativistik ve adyabatik üstleri 4/3 değerine eşit olmaya başlar. Böyle bir değere ulaşmış gaz küresi çekimsel çökmeye karşı kararsız olur. Böylece demir çekirdek elektron yozlaşma basıncı ile kararlı halde kalamaz ve çökmeye başlar [31], [39].

## 1.2 SÜPERNOVALAR

Süpernova, yıldızın katastopik bir patlamasıdır. Süpernova patlaması kendi galaksimizde standart bir insan yaşamı süresince oldukça nadir gözlenir. Teleskop icat edilmeden önce 6 tane (1006, 1054, 1181, 1572, 1604 ve 1680) süpernova kayıtlara geçmiştir. Bundan sonra ise atayıldızı bilinen 3 süpernova gözlenmiştir. Bunlar; Large Magellanic Cloud'da yer alan SN 1987A, M81'deki SN 1993J ve M51'deki SN 2005CS'dir. Evrende her saniyede bir süpernova patlaması gerçekleşir. Kendi galaksimizde 30-50 yılda bir olmasına rağmen bunlardan birçoğu galaktik gaz ve tozlarla örtülür. Tür la süpernovaları daha nadir olur ve bir galakside 300 yılda bir gerçekleşir [31].

Süpernovalar, evrenin tarihinde önemli rol oynar. Çünkü bunlar ağır elementleri (hidrojen ve helyumdan daha ağır olan elementler) üretir ve yıldızlararası ortama yayarlar. Bu elementler gezegen oluşumları ve yaşamın evrimi için gereklidir. Samanyolu galaksisinin yaşamı süresince  $10^8$  tane süpernova patlaması olmuştur. Bunlar soluduğumuz oksijeni, kemiklerimizde bulunan kalsiyumu ve kayalarda bulunan silikonu üretmiştir.

Süpernovalar astrofizikteki diğer birçok konu ile de yakından ilişkilidir. Her bir süpernova patlamasında yaklaşık  $10^{51}$  erg enerji açığa çıkar ve belli bir zamanda yüzlerce parsek çapa genişler. Bu, galaksinin evrimi için çok önemlidir ve yeni yıldızların oluşması için moleküler bulutların çökmesine neden olur. Süpernovalar aynı zamanda kozmik-ışın olarak bilinen relativistik parçacıkları üretir. Son olarak, çekirdek çökmeli süpernova türlerinin bazıları muhtemelen gamma-ray patlamaları ile ilişkilidir [31], [39].

### 1.2.1 Tarihsel Süpernovalar

Çinliler tarafından gözlenen ve “misafir yıldız” olarak adlandırılan bilinen en eski kayıt milattan sonra ikinci yüzyıldadır. Burada “misafir yıldız” tanımı gökyüzünde birden ortaya çıkan, belli bir süre gözlenen ve ardından kaybolan anlamını taşımaktadır. Eğer bu yıldız bir yıl veya daha fazla görünüyorsa süpernova, eğer daha kısa süre gözleniyorsa nova olmalıdır. Daha ünlü olanlardan bir tanesi de M.S. 185'te gözlenen süpernovadır ki bunun kalıntısı şimdi güzel X-ışın görüntüleri vermektedir. En parlak süpernova 1 Mayıs 1006'da görülmüştür. Bu; Çin, Orta doğu ve Avrupa'da gözlenmiştir. Bu süpernovanın gece vakti gölge yaratacak kadar parlak olduğu ve yarım aydan daha parlak olduğu ileri sürülmüştür. Şimdiki kalıntısı radyo görüntüsü olarak gözlenebilmektedir [4].

En ünlü süpernovalardan birisi de 1054 olarak Çinliler tarafından kayıt edilmiş fakat Avrupa'da gözlenmemiştir. Bunun kalıntısı Crab Nebula'dır. Bu nebula, sadece parlak kabukları olan diğer 185 ve 1006 kalıntılarından farklı olarak şok dalgalarını da içermektedir. Crab nebulada tüm hacim parlaktır. Bunun nedeni ise Crab nebula içinde nötron yıldız, pulsar bulunmasıdır ki bu cisim saniyede 30 kez olmak üzere elektromanyetik ışınım salar. (Aynı zamanda bu pulsar elektron da yayıyor olabilir. Böylelikle kalıntı içindeki madde ışınımına maruz kaldığı için görünür veya polarize ışık salar). 185 ve 1006 kalıntıları içinde pulsar yoktur.

1572'de Thcho Brahe Cassiopeia takımyıldızı içinde Venüs'ten daha parlak olan bir yıldız keşfetmiştir. Aslında süpernova olan bu yıldız aylarca gözlenmiştir. Fakat bu süpernova kalıntısı içinde pulsar yoktur.

1604'te Kepler başka bir süpernova görmüştür. Fakat bu süpernova Tycho'nun ki kadar parlak değildir. Ama bütün bir yıl boyunca gözlenmiştir.

Galaksimizde 1650 ve 1680 yılları arasında Cas A olarak bilinen bir diğer süpernova gözlenmiştir. Bunun kalıntısı çok güçlü radyo kaynağıdır. Diğer galaksilerde ise 1885 ve 1930 yılları arasında bazı süpernovalar gözlenmiştir [4].

### 1.2.2 Sistemantik Gözlemler

Zwicky ve Baade süpernovalar için sistemantik bir çalışma başlatmıştır. Zwicky ve asistanı geliştirdikleri yeni bir teleskop ile bir yıl içinde 3 süpernova, sonraki beş yıl içinde de 20'ye yakın süpernova keşfetmişlerdir. Minkowski ve diğer astronomlar keşfedilen süpernovaların tayf ölçümünü yapmış ve en az 2 tür süpernova olduğunu bulunmuştur. Tür II'ler güçlü hidrojen çizgilerine sahip iken, Tür I'lerde bu çizgiler yoktur. Bundan sonra yapılan çeşitli gözlemlerle yaklaşık her yıl 10 ile 30 arasında süpernova bulunmuş ve şimdi bilenen toplam 700 süpernova vardır [4].

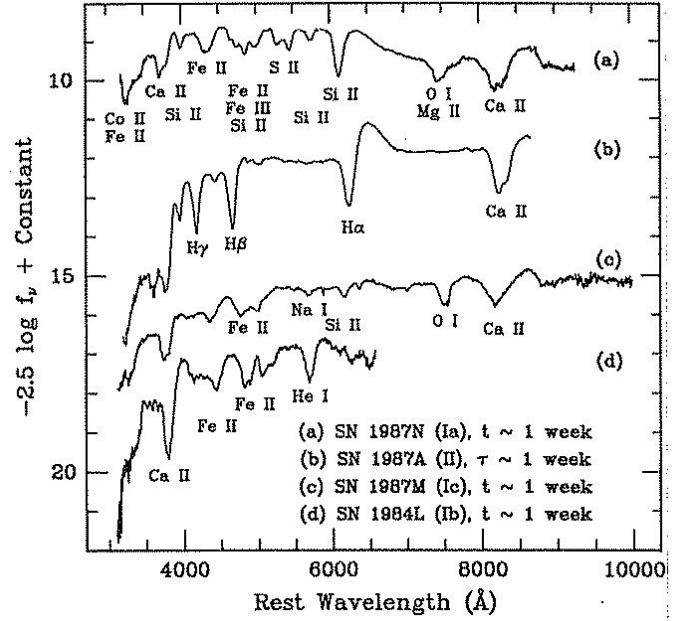
Birçok süpernovanın zaman göre optik ışıtmaları olan ışık eğrileri ölçülmüştür. Tür I ve Tür II için tipik ışık eğrisi, bir veya iki hafta süren ışıntıdaki artış şeklindedir. Bunun nedeni ise ışıntı alınan yıldız yüzeyinin genişliyor olmasıdır. Tür I'lerde dar, Tür II'lerde geniş olmak üzere 100 gün süren pikler vardır. Ardından ışık eğrisindeki yeğnlik yaklaşık 1 yıl süresince azalır.

Baade ve Zwicky 1934'teki yayınlarında, süpernovaların ürettiği bu büyük enerjinin çekimsel çökmeden, özellikle de yıldızın iç kısmının çökerek nötron yıldızı oluşturduğu kısımdan geldiğini önermiştir. Yarıçapı 10 km olarak tahmin edilen nötron yıldızı kavramı 1932'de Landau tarafından önerilmiştir. Nötron yıldızına çökme düşüncesi Tür II modeli için kabul edilmiştir. Tür I süpernovalarının enerjilerini termonükleer reaksiyonlardan ürettiği kabul edilmişti. Hoyle ve Fowler (1960) ve Fowler ve Hoyle (1964) tarafından bu mekanizmanın tüm türler için geçerli olduğu öne sürülmüştür [4].

### 1.2.3 Süpernova Türleri

#### 1.2.3.1 Süpernovaların Sınıflandırılması

Geleneksel olarak süpernovalar tayf özelliklerine göre sınıflandırılırlar. Buna göre 2 temel tür vardır: Tür I ve Tür II. Bu iki tür arasındaki ayırıcı özellik tayflarında hidrojen çizgilerinin varlığıdır. Tür II süpernovaları tayflarında hidrojen çizgileri gösterirken Tür I'ler göstermezler. Tür II'lerin ışıması  $L = 10^{42} \text{ erg s}^{-1} = 3 \cdot 10^8 \times L_{\odot}$  iken Tür Ia'ların ışıması  $L = 3 \cdot 10^{43} \text{ erg s}^{-1} = 3 \cdot 10^9 L_{\odot}$ 'tir. Tür II süpernovaları kendi aralarında ışık eğrilerinin biçimlerine göre alt gruplara ayrılırlar. Tür I süpernovaları kendi aralarında tayflarındaki silikon varlığına göre de alt gruplara ayrılırlar. Tayfında silikon çizgisi varsa Tür Ia, eğer yoksa ve tayfında helyum çizgisi varsa Tür Ib, helyum çizgisi yoksa Tür Ic olarak adlandırılırlar [31], [22].



Şekil 4: Her biri farklı süpernova sınıflamasına örnek olarak çeşitli süpernovaları ait tayf görüntüleri [31].

**SN Türleri ve Olası Ata Yıldızları**

H?	Özellikleri	Tür	Olası Ata Yıldızı
Yok	Si	Ia	beyaz cüce
	Si yok, He	Ib	WN
	Si yok, He yok	Ic	WC, GRB
	dar He	Ibn	WN?
Var	plateau	II-P	normal RSG
	linear	II-L	genişlemiş RSG, ince H zarf
	II/Ib trans.	IIb	YSG/RSG, çok ince H zarf
	peculiar	IIpec	sıkışık BSG, 1987A-benzeri
	dar H	IIn	extreme RSG, OH/IR, LBV

**Tablo1:** Süpernovaların sınıflandırılması [32]

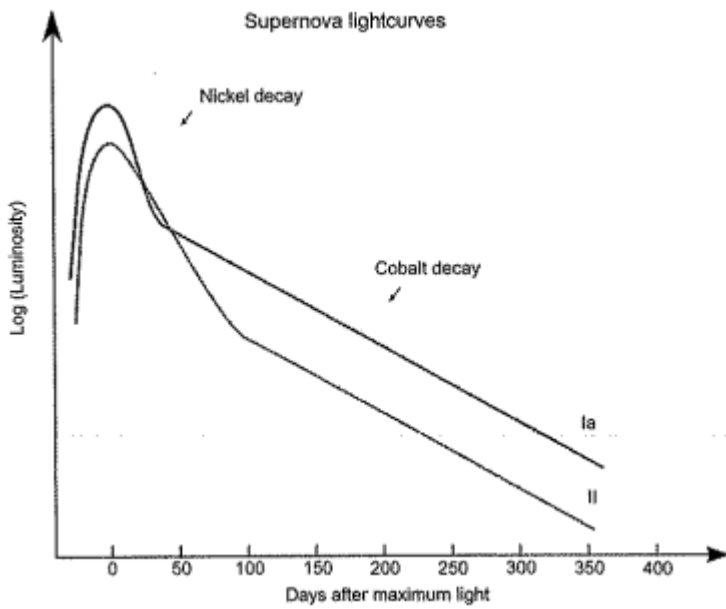
Tür Ia süpernovaları karbon-oksijen beyaz cücelerinin, bileşeninden kütle olarak termonükleer patlaması sonucu oluştuğu düşünülür. Tür Ib/c süpernovalarının, yıldız rüzgarlarıyla veya bileşenine kütle aktarması yolu ile hidrojen zarfını kaybetmiş helyum çekirdekli evrimleşmiş bir yıldızın patlaması sonucu oluştuğu

düşünülür. Tür II süpernovalarının ise büyük kütleli ( $M > 8M_{\odot}$ ) yıldızlarının evrimlerinin sonunda çekirdek çökmesi sonucunda oluştuğu düşünülür. Bu çökmede protonlar elektron yakalayarak nötronları oluşturur ve nötrino salarlar. Bu nötrinolar enerjinin büyük bir kısmını taşır. Böylesi bir salınım Tür Ia'larda yoktur. Tür II süpernovaları genellikle nötron yıldızı veya karadelik gibi sıkışık cisimler bırakırlar [22].

Buradan anlaşılacağı üzere süpernova sınıflandırması farklı fiziksel mekanizmalara karşılık gelmez. Yani Tür Ia'lar termonükleer patlama ile oluşurken, Tür II, Tür Ib ve Tür Ic'ler çekirdek çökmesi ile oluşurlar [31].

### 1.2.3.2 Işık Eğrileri

Işık eğrileri, süpernovaların saldıgı ışığın değişken evrimini gösterir ve



Şekil 5: Tür Ia ve Tür II süpernovalarının ışık eğrileri [31].

süpernova patlama mekanizması ve atayıldızı hakkında bilgi içerir.

Öncelikle ışık eğrilerinin tek bir biçimde olmasından dolayı modern astrofizik için çok değerli olan Tür Ia'ları anlatalım. Süpernova Tür Ia'lar yaklaşık 20

günde maksimum parlaklığa ( $M \sim -19.30$

mag) ulaşır ve ardından 0.065 mag/gün gibi bir değerle hızlı bir düşüş yapar. 50 günden sonra düşme hızı  $\sim 0.01$  mag/gün olur. Süpernovaların uzun süreli yüksek ışınımları uzun bir süre sır olarak kaldı. Çünkü maddenin adyabatik genişlemesi ile yaklaşık bir saat içinde süpernovayı görünmez hale getireceğinden, çıkan maddeden gelen termal ışınım böylesi bir ışımayı sürdüremeyecektir. Fakat bugün, bu ışımanın radyoaktif bozulması ile sağlandığı biliniyor [31], [21].



Tür Ia süpernovalarının ışık eğrileri birbirine çok benzerken, Tür II süpernovalarının ışık eğrileri farklılık gösterir. Genel olarak Tür II-L (lineer) ve Tür II-P (plateau) olarak sınıflanırlar. Tür II-L'lerin ışık eğrileri Tür Ia'ya benzerdir. Tür II-P,2lerin ışık eğrilerinin düz olan bir kısmı vardır [22].

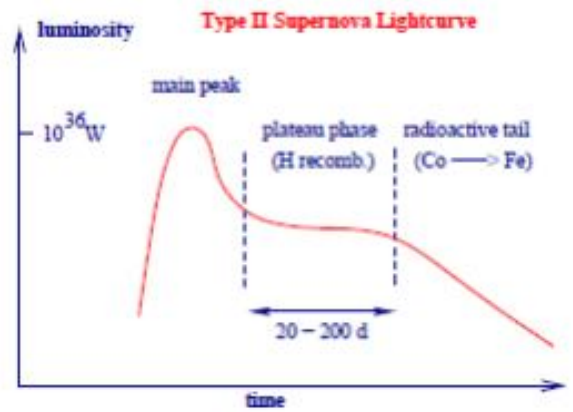
### 1.2.3.3 Tür I Süpernovaları

Tür I süpernovalarının mekanizması Tür II süpernovalarının mekanizmasına göre daha az anlaşılabilmiştir. Önceden birçok model öne sürülmüş olsa da şimdi Tür I (veya en azından Tür I'in %80'ini kapsayan alt tür Ia) için kabul gören model beyaz cücenin termonükleer bozulmasıdır (disruption). Beyaz cüce, bileşeninden gelen C ve O maddeleri ile yığılarak Chandrasekhar kütesine büyür. Bu süreçte, karbon (veya helyum) oldukça yüksek yozlaşma koşulları altında yanmaya başlar ve yıldızın önemli bir bölümü nükleer istatistik dengeye doğru yanar [4], [14].

### 1.2.3.4 Tür II Süpernovaları

1934'lerde ilk nötron yıldızı bulunduktan sonra Baade ve Zwicky böylesi yoğun bir yıldızın süpernova patlaması ile oluşabileceğini önermiştir. Hesaplamalarına göre, böylesi sıkışık bir cisim oluşturacak kütleli bir yıldızın çökmesi, süpernova patlamasına yetecek enerjiyi sağlayabilirdi. Sonraki yıllarda sonraki yıllarda süpernova kalıntıları içinde nötron yıldızlarının gözlenmesi, bu öneriyi desteklemiştir.

Tipik bir  $M \sim 10M_{\odot}$ 'lik bir yıldız  $10^7$  yıldan daha az sürecek olan yaşamını çekirdek çökmesi sonucu süpernova patlaması olarak sonlandırır [31].



Şekil 6: Tür II-P süpernova türünün ışık eğrisi [31].

### 1.2.3.5 SN 1987A

Süpernovalar arasında kapsamlı dataya sahip olması bakımından Large Magellanic Bulutsusunda (LMC) yer alan SN 1987A'nın önemi büyüktür [1], [38], [3]. 1987'de ilk keşfedilişinden sonra yapılan astrometrik çalışmalarla konumu belirlenmiş ve patlamadan önceki gözlemlerle karşılaştırılmasından ata yıldızının B3 Ia mavi süper devi olan SK -69 202 olduğu doğrulanmıştır [37], [26]. Bunun ardından LMC içinde yer alan böylesi bir mavi süperdevin nasıl patladığı konusunda evrimsel hesaplamalar yapılmıştır. Bu çalışmalarda LMC'nin düşük



metal bolluklu ( $\sim 0.005$ , veya  $Z_{\odot}/4$ ) olması göz önüne alınarak, atayıldızın kütlesi ( $15-25M_{\odot}$ ), kütle kaybı ve kovaktif karışım parametreleri detaylı incelenmiştir [7], [1], [38]. SN 1987A'nın patlamadan önceki atayıldızının ışınımı göz önüne alındığında  $20M_{\odot}$ 'lik bir yıldızın evrimi modeli en yakın sonucu vermektedir [38]. Bilinen Tür II süpernovalarının birçoğu kırmızı süperdevden evrimleşmiştir [21]. Fakat SN 1987A atayıldızının mavi süperdev olması bakımından türünün ilk örneği olmuştur. SN1987A için bulunan kütle aralıklarından evrimleşen bir yıldızın kırmızı süper dev aşamasından sonra süpernova olması beklenir [15], [21]. Sonraki yıllarda SN1987A'ya benzer olarak mavi süperdev evrimleşmiş SN1998A ve SN2000cb gibi süpernovalar bulunmuştur [20]; [27].

### 1.3. PULSARLAR

1967'de Cambridge'deki astronomlar tarafından periyodik radyo dalgaları salan bir cisim bulunmuştur. Daha önce Baade ve Zwicky (1934) ve Oppenheimer ve Volkoff (1939), beyaz cüceden daha yoğun olan karalı dengede yıldızların olabileceğini önermişti. Hatta bu cisimlerin süpernova patlaması ile oluşabileceği de tahmin edilmişti [32]. Daha sonra Crab nebula'sı ve Vela süpernova kalıntısında pulsarların bulunması, nötron yıldızı oluşumu ile süpernova arasında bir ilişki olduğunu kanıtlamış ve bu pulsarların aslında manyetik alanı  $10^{12}$  G civarında olan, hızlı dönen nötron yıldızları oldukları Gold (1968) tarafından kanıtlanmıştır [5], [32].

Pulsarlar, yarıçapı  $\sim 10$  km ve yüzey manyetik alanları  $\sim 10^{10} - 10^{12}$  G olan nötron yıldızlarıdır [32], [6]. 1800'den fazla bulunmuş RPP (rotating powered pulsar) vardır. Bunlardan birçoğu izole nötron yıldızlarıdır [21]. Nötron yıldızları iç sıcaklıkları  $\sim 10^{11}$  K olarak doğarlar ve hızlı bir şekilde  $\sim 10^5 - 10^6$  K'e düşer.  $\sim 10^5 - 10^6$  yıl süresince baskın soğuma mekanizması nötrino salınımıdır. Bu da yıldızın yüzey sıcaklığının birkaç  $10^5 - 10^6$  K olmasına neden olur [24], [16]. Tipik bir nötron yıldızının merkezindeki manyetik alan  $10^6$  G olarak düşünülmektedir [6]. Manyetik alanın belirlenmesinde kullanılan temel yöntemde, pulsarın dönme enerjisinin manyetik dipol ışınımıyla kaybettiği kabul edilir. Gözlemlerden elde edilen P (dönem) ve  $\dot{P}$  (dönme değişimi) kullanılarak klasik manyetik dipol spin – down formülü  $B \sim 3 \times 10^{19} \sqrt{P \cdot \dot{P}} \text{ G}$  ile verilir [34], [16].

Farklı tür pulsarlar, magnetarlar ve LMXB pulsarları için hesaplanan manyetik alanlar farklı çıkar. Milisaniye pulsarları, LMXB pulsarları için  $B_s \sim 10^8 - 10^9$  G, normal pulsarlar için  $B_s \sim 10^{12} - 10^{13}$  G ve  $B_s \sim 10^{14} - 10^{15}$  G'tur [16]. X-ışın pulsarlarının cyclotron çizgilerinden gözlemlenen yüzey manyetik alanları doğrudan ölçülebilmektedir. Bu yolla ölçülmüş Her X-1 pulsarı için  $B \sim 4-6 \cdot 10^{12}$

G, 4U 0115-63 pulsarı için ise  $B \sim 2 \cdot 10^{12}$  G bulunmuştur [32]. Bazı nötron yıldızlarının AXP (Anomalous X-ray Pulsar) ve SGR (Soft Gamma-Ray Repeters) gibi türlerinde yüzey manyetik alan değerleri  $B \sim 10^{15}$  G civarındadır. Böylesi değerler kritik kuantum manyetik alan değeri olan  $B_{cr} = 4,413 \cdot 10^{13}$  G değerinden daha yüksektir [32].

Yüzey manyetik alan değerleri bu kadar yüksek olan pulsarların merkez bölgelerindeki manyetik alanın daha büyük olabileceği düşünülmektedir. AXP ve SGR'ler için çekirdek manyetik alan değeri  $B \sim 10^{16} - 10^{17}$  G civarında olabileceği önerilmiştir. Virial teoreminden hesaplanan nötron yıldızı merkezindeki  $\max(B) \sim 10^{18}$  G olarak çıkar [28]. Nötron yıldızlarının iç bölgesindeki manyetik alan değerine doğrudan ulaşamadığı için merkezden yüzeye kadar olan manyetik alan değişimi, bazı teorik yaklaşımlar (baryonik madde yoğunluğu – manyetik alan değişimi ilişkisi) ile tahmin edilmeye çalışılır [30].

Bu cisimlerin manyetik dipol modelinden spin – down yaşları  $\tau_e = \frac{1}{2} P / \dot{P}$  ile hesaplanır. Bu formülden yaklaşık yaşlar; magnetarlar için  $10^{14}$  yıl, radyo pulsarları için  $10^3 - 10^9$  yıl ve milisaniye pulsarları için de  $10^8 - 10^9$  yıl hesaplanır [25], [16]. Hesaplanan yaş ve manyetik alan değerlerinin karşılaştırılmasından, ilk oluşan pulsarların daha büyük manyetik alanlı olduğu ve bu manyetik alanların yaşam süresince azaldığı görülebilir [32]. Manyetik alanları  $10^{14} - 10^{15}$  G olan magnetarlar için pulsarların atası olduğu kabul edilir. Yaklaşık  $10^{12}$  G manyetik alana sahip pulsarların

$$B_0 \cong B_s e^{W(1.8 M_\odot^2 B_s^{-2} R^{-5})/2}$$

formülü ilk manyetik alan değeri  $10^{14} - 10^{15}$  G aralığında bulunabilir. Burada  $B_0$  ilk manyetik alan değeri,  $B_s$  pusların şimdiki manyetik alan değeri,  $W$  Lambert fonksiyonu,  $M=1.4 M_\odot$ ,  $R=10$  km  $v_t$  ise teğetsel hızdır [13].

Manyetik alanın hesaplanan değerleri X-ışın pulsarlarının gözlemlerinden elde edilen manyetik alan değerleri karşılaştırılabilir durumdadır [32]. Tablo 2'de bazı pulsarların cyclotron çizgilerinden gözlenmiş yüzey manyetik alan değerleri verilmiştir.

Pulsar İsmi	Gözlenen manyetik alan değeri	Kaynak
Her X-1	$(4 - 6) \times 10^{12}$ G	[32]
4U 0115 – 63	$2 \times 10^{12}$ G	[32]
RX J1856.5 – 3754	$(1.3 - 7) \times 10^{12}$ G	[36]
1E 1207	$(7 - 8) \times 10^{10}$ G	[16]
PSR J0821-4300	$(8 - 10) \times 10^{10}$ G	[16]
SNR Cassiopeia A	$< 10^{11}$ G	[16]

**Tablo 2:** Literatürden alınan bazı pulsarlar için gözlemsel manyetik alan değerleri

Ek 1’de verilen Tablo 4’de ATNF pulsar kataloğundan teğetsel hızı olan pulsarların bazı değerleri verilmiştir. Bu tabloda  $P_0$  dönem,  $P_1$  dönem türevi, hesaplanan yaş, hesaplanan  $B_s$  yüzey manyetik alanı ve  $V_{trans}$  teğetsel hız değerleri yer almaktadır [23]. Değerler teğetsel hıza göre sıralanmış olup Tablo 4.a  $V_{trans} < 100$  km/s, Tablo 4.b  $100$  km/s  $< V_{trans} < 500$  km/s ve Tablo 4.c  $500$  km/s  $< V_{trans}$  olarak gruplandırılmıştır.

Nötron yıldızlarının, büyük kütleli O ve B tayf türü anakol yıldızlarından evrimleştiği düşünülmektedir. Bu yıldızların manyetik alanları  $100 - 1000$  G arasındadır. Şimdiye kadar iki O tayf türü yıldız için polarimetrik yöntemle ölçülmüş manyetik alan değerleri  $\sim 1$  kG ( $\theta^1$  Ori C) ve  $\sim 650$  G (B0.5)’tur [17]. O ve B tayf türü yıldızlar anakoldan sonra süperdevlere evrimleşirler. Süperdevlerin manyetik alanları da  $B_s > 100$  G’tur [8]. Bilinen en büyük manyetik alanlı süperdev ise u Cep olup manyetik alan değeri  $\sim 2$  kG’tur [10].

## BÖLÜM 2.

### SÜPERNOVA PATLAMALARI VE PULSAR DÖNMELERİ İÇİN YENİ BİR MEKANİZMA ÖNERİLMESİ

Bu bölümde, Bölüm 1’de ayrıntılı olarak tartışılan süpernova patlamaları hakkındaki gözlemler yeni parçacıklar yoluyla modellenecektir. Bu yeni parçacıklar Kara Foton ve Sağ-el Nötrino'dur. Modelleme esnasında klasik elektrodinamikten başlanarak pulsarların itki hızına dek belli adımlarla ilerlenecektir.

#### 2.1 KLASİK ELEKTRODİNAMİK

Yaşadığımız evrenin bir tekillikten meydana geldiği düşünülüyorsa, atom altı büyüklüklerden, galaksilere kadar tüm evrenin tek bir fizik yasasıyla yönetilebileceğini düşünmek doğal olacaktır. Öyle ki, bu fizik yasası protonlar ve nötronların bir arada durabilmesini, radyoaktif bozunmaları, galaksilerin hareketlerini açıklayabilmeli. Protonlar ve nötronları bir arada tutan kuvvet güçlü kuvvet iken, radyoaktif bozunmalardan sorumlu olan kuvvet zayıf kuvvet, galaksi dinamiğinden sorumlu olan kuvvet ise kütle çekimidir. Bu kuvvetlere ek olarak, günlük hayatımızın her yerinde varlığını hissettiren kuvvet elektromanyetik kuvvettir. Klasik elektrodinamik Charles-Augustin de Coulomb, Andre Marie Ampere, Michael Faraday ve diğer bilim adamları tarafından kurulmuş fakat bugünkü haline James Clark Maxwell tarafından getirilmiştir. Elektrik ve manyetik alanların dinamiği Maxwell denklemleri olarak bilinen sekiz birleşik denklemden oluşmuştur. Boş uzayda SI birim sisteminde yazılan diferansiyel formdaki Maxwell denklemleri şu şekildedir:

$$\begin{aligned}\nabla \cdot \mathbf{E} &= \frac{\rho}{\epsilon_0} \\ \nabla \cdot \mathbf{B} &= 0 \\ \nabla \times \mathbf{E} &= -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \\ \nabla \times \mathbf{B} &= \mu_0 \mathbf{J} + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}\end{aligned}$$

Bu denklemlerden birincisi elektrik alan için Gauss yasası olarak bilinmektedir. İkinci denklem manyetik alan için Gauss yasası olarak bilinirken, üçüncü ve dördüncü denklemler sırasıyla Faraday ve Ampere yasası olarak bilinmektedir.

Ne var ki, zamana bağlı yük ve akım yoğunluğundan kaynaklanan elektrik ve manyetik alanlar için nasıl bir Maxwell denklemi yazılmalıdır sorusuna cevap verebilmek için alanlar,  $\Phi$  gibi bir skalar potansiyel ve  $\mathbf{A}$  gibi bir vektör potansiyel ile ifade edilmelidir. Manyetik alan, diverjansının sıfır olmasından yararlanılarak, vektör potansiyelin dolanımı şeklinde yazılabilirken, elektrik alanın dolanımının sıfır olması da bu alanın skalar bir potansiyelin gradyanı olarak yazılmasına imkan tanımaktadır. Böylesi vektör ve skalar potansiyeller, vektör potansiyele skalar bir fonksiyonun gradyanını ekleyerek, skalar potansiyelden ise skalar bir fonksiyonun zamana göre türevini çıkararak değişimsiz bırakılabilirler. Bu dönüşüm *ayar dönüşümü* olarak bilinmektedir ve homojen olmayan Maxwell denklemlerinin skalar ve vektör potansiyeller cinsinden yazılabilmesine imkan tanır. Bilindiği gibi birbirine göre eylemsiz iki referans sisteminde bulunan iki gözlemci aynı fiziksel olay için farklı ölçümler yapabilirler. Özel göreliliğe göre, duran bir gözlemci hareket eden bir çubuğu kısa ölçebilir. Buradan hareketle, elektrik yük yoğunluğu hacime bağlı olduğu için duran bir gözlemciye göre değişim gösterecektir. Bu noktada, elektrik ve manyetik alan kavramlarının hareketli gözlemcilere göre değişebileceği düşüncesi Maxwell denklemlerinin daha genel bir halinin yazılmasını sağlamaktadır.

Maxwell denklemlerinin dört boyutlu uzay zamanda genel halini yazabilmek için sahip olmamız gereken Lagrangian yoğunluğu aşağıdaki gibi olmalıdır

$$L = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} - J^\mu A_\mu$$

Lagrangian'ın foton alanına göre varyasyonu bize homojen olmayan Maxwell denklemlerini verirken, alan şiddet tensörünün dual tensöründen ise homojen Maxwell denklemleri elde edilir

$$\partial_\mu F^{\mu\nu} = J^\nu \quad \partial_\mu \tilde{F}^{\mu\nu} = 0$$

Burada  $F_{\mu\nu}$  alan şiddet tensörüdür,  $J^\mu = (\rho, \mathbf{J})$ , fermiyon akımı,  $A_\mu = (\Phi, \mathbf{A})$  ise foton alanıdır.

## 2.2 KARA-ELEKTRODİNAMİK

Bilindiği gibi süpernova patlamaları ve pulsar itkileri, yıldız içindeki manyetik alana bağlıdır. Ne var ki, söz konusu çalışma kara manyetik alan dinamiği üzerine kurulmuştur. İlk bölümde klasik elektrodinamik kısa bir şekilde özetlendi, bu bölümde ise esas nokta yıldız içindeki manyetik alan ile kara manyetik alan arasında bir ilişki bulmaktır. Kara manyetik alan, olağan manyetik alanla birebir

aynı fakat kara elektrodinamiğin alanıdır. Öyle ki, bahsi geçen kara elektrodinamiğin de tıpkı Maxwell elektrodinamiği gibi yükleri, yük yoğunlukları, akımları ve alanları vardır. Maxwell elektrodinamiği ile Kara elektrodinamiği basitçe şu şekilde karşılaştırabiliriz

**Maxwell Elektrodinamiği**

$$J_\mu$$

$$A_\mu$$

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$$

**Kara Elektrodinamik**

$$J'_\mu$$

$$A'_\mu$$

$$F'_{\mu\nu} = \partial_\mu A'_\nu - \partial_\nu A'_\mu$$

Elektrodinamiğin şiddet tensörü ve kara elektrodinamiğin şiddet tensörü kendi başlarına ayar değişimsizliğine sahiptirler. Yani her biri kendi başına ayar dönüşümleri altında değişimsiz kalır. Bu yüzden her birinin kinetik terimine benzer şekilde aralarında bir karışım terimi de vardır. Bu terim manyetik alan ile kara manyetik alan arasında bir bağıntı kurmaya yarar. Açık bir ifade ile karanlık sektör foton alanı olan  $A'_\mu$  ile bilinen foton alanı  $A_\mu$  arasındaki kinetik karışım şu şekilde yazılır

$$\frac{1}{2} \kappa F^{\mu\nu} F'_{\mu\nu}$$

Kinetik karışım terimi de hesaba alındığında sistemin toplam Lagrangian'ı şu şekilde olur

$$\mathcal{L}_{Kinetic} = -\frac{1}{4} F^{\mu\nu} F_{\mu\nu} - \frac{1}{4} F'^{\mu\nu} F'_{\mu\nu} - \frac{1}{2} \kappa F^{\mu\nu} F'_{\mu\nu}$$

burada  $\kappa$  karışım parametresidir. İlk kısımda olduğu gibi burada da toplam Lagrangian'ın foton alanına göre varyasyonu bize manyetik alan ile kara manyetik alan arasındaki bağıntıyı verir

$$\partial_\mu F^{\mu\nu} = -\kappa \partial_\mu F'^{\mu\nu}$$

burada  $F^{0i} = -E^i$  ve  $F^{ij} = -\epsilon^{ijk} B^k$  dir. Sonuç olarak

$$\vec{B} = -\kappa \vec{B}'$$

Bu sonuç bize yıldız içindeki manyetik alanın ve kara manyetik alanın gerek büyüklük gerekse yön açısından farklı olacağını gösterir. (Bu ilişkide aslında keyfi bir skaler alanın gradyanını içeren artık bir terim vardır. Bu terim bu çalışmada sıfır alınmıştır.)

## 2.3 KARA FOTON

Foton evrenimizi ısıtmaktan ve ışıtmaktan sorumlu olan, elektromanyetik kuvvet taşıyıcısı olan kütesiz temel parçacıktır. İlk kısımda bahsedildiği gibi kütle çekimi bir kenara bırakırsak, elektromanyetik kuvvet, zayıf ve güçlü kuvvetlerin gibi temel kuvvettir. Bilinen bu kuvvetler temel parçacıkların Standart Modeli (SM) tarafından birleştirilir.  $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$  simetrisine dayanan SM bugünün bilinen fiziğinin büyük bir kısmını açıklar. Ne var ki, model tüm doğa olaylarını açıklamakta yetersiz kalmaktadır. Bir problem neden maddenin çeşnilerinin üç aileye sahip olduğudur. Buna ek olarak bazı gözlemsel sorular da vardır. Gözlemlere göre Evrenin yaklaşık %22 si baryon olmayan Karanlık Madde'den, %74 ü ise Karanlık Enerji'den mürekkeptir. Bu problemlerin çözümü için SM'nin genişletilmesi gerekmektedir ki bu genişleme bir takım yeni parçacıklar önerilerek yapılabilir. Bu parçacıklar çok ağır ve çok hafif olabilirler. Bazı parçacık fiziği modellerine göre hafif parçacıklar düşük enerji seviyelerinde var olabilirler ve var oldukları bu dünyaya saklı sektör denir. Böylesi parçacıklar karanlık madde adaylarıdır ve WISPs (zayıf etkileşen elektron-volt altı parçacıklar) olarak adlandırılırlar. Buna ek olarak ağır karanlık madde adayları da vardır ve bunlar WIMPs (zayıf etkileşen ağır parçacıklar) olarak adlandırılırlar. Bu tip parçacıklar bir çok fiziksel olayda, özellikle, astrofizik olaylar konusunda görüşümüzü artırmak açısından çok önemlidirler. Bazı çalışmalara göre [41,42,43] WISPs yıldız evriminde önemli rol oynamaktadırlar. Zayıf etkileşen hafif parçacıklar standart fotona bağlanırlar ki etkileşim verteksi karışım terimi olarak bilinir. Bu karışım terimi fotonun yayılırken zayıf etkileşen hafif parçacıklara dönüşebileceğini ifade eder. Bu dönüşme olasılığı kuantum çeşni salınımı olarak bilinir. Bugün, foton-WISP salınımını araştıran bir çok duvarın arkasını görme deneyleri yapılmaktadır [44,45,46,47]. Bu deneylerin amacı bir duvara ışık demeti gönderip bu demetin hangi oranda duvarın arkasına geçtiğini gözlemlemektir. İlk anda bunun nasıl mümkün olabileceği sorusu akla gelebilir fakat modeller ve deneyler bu durumu şu şekilde açıklamaktadır: Foton yayılırken zayıf etkileşen hafif parçacıklara dönüşürler, bu parçacıklar SM parçacıkları ile çok zayıf etkileştikleri için duvardan kolayca geçebilirler ve duvarın arkasında tekrar fotona dönüşebilirler. Ne var ki, duvarın arkasına geçebilen ışık demeti yoğunluğu oldukça düşüktür ve bu deneyler gün geçtikçe geliştirilmektedir. Fotonun salınım genişliğini artırmak için DESY Hamburg'da ALPS adlı bir deney yürütülmektedir. Bu deneyin amacı fotonla etkileşen yüksek manyetik alan yaratıp WISP üretmektir. Zayıf etkileşen hafif parçacıklardan biri,

SM'yi genişleten modellerden [48,49,50,51] birinden gelir ve *paraphoton* ya da *hidden photon* olarak bilinir ki bu parçacık yeni bir Abelyan grup olan  $U(1)_X$  bozonudur [56]. SM ile saklı dünya arasındaki haberleşme bilinen foton ile saklı dünyanın fotonu olan kara foton arasındaki kinetik karışım açısıdır [52,53]. Öyle ki, bu karışım terimi toplam Lagrangian'da şu şekilde yazılır

$$\mathcal{L}_{mix} = \frac{1}{2}\chi F_{\mu\nu} X^{\mu\nu}$$

Eğer  $U(1)_X$  simetrisi altında yüklü ve kütleli bir parçacık varsa karışım açısı  $\chi$  üzerinde bir sınırlama getirmek mümkün olabilir çünkü böylesi fermiyonların yükleri karışım açısına bağlıdır  $q = \chi e$  [12]. Günümüz parçacık fiziğinin bulmacalarından biri de elektrik yükünün kuantumlanmasıdır. Proton gibi bir hadronun elektrik yükü  $1Q_e$  yani bir elektrik yükü iken kendisini oluşturan kuarkların elektrik yükleri  $Q_e/3$  tür [54]. Ne var ki, teorik olarak parçacıkların  $\epsilon Q_e$  gibi yüke sahip olabilecekleri hesaplanmıştır. Burada  $\epsilon$  herhangi bir reel sayıdır ve  $\epsilon < 1$  durumunda bu parçacıklar “mili-yüklü” parçacıklar olarak ifade edilmiştir [55]. Mili-yük'e sahip parçacıklar standart model'e SM bir çok modelle dahil edilebilirler [52,56]. Bazı deneysel ve gözlemsel çalışmalar [57,58,59,60,61] nötrino harici fermiyonlar için yük sınırlaması getirirken, bazı çalışmalar ise nötrinolar için yük sınırlaması getirmiştir [62,63,64]. [54] referans numaralı çalışma kütleli bir nötrininin yükünün  $10^{-21}$  den küçük olması gerektiğini göstermiştir ki bizim çalışmamız nötrininin sahip olabileceği yükün  $10^{-28} < Q_n < 1$  aralığında olacağını göstermiştir.

## 2.4 SAĞ-EL NÖTRİNO ÜRETİMİ

Bu kısımda, projenin genel amacı doğrultusunda bazı hesaplamalar yapılmış ve bir takım sonuçlara ulaşılmıştır. Söz konusu amaç, süpernova patlaması sonucu gözlemsel verilerin ortaya koyduğu nötrinoların çok yüksek yoğunluğa sahip yıldız merkezinden nasıl dışarı atıldığına ilişkin çözüm aramaktır. Daha önceki raporlarda da ifade edildiği gibi projenin parçacık fiziği ayağı sağ-el nötrinoları kara manyetik moment indüklemeye elverişlidir ve kara manyetik moment-kara manyetik alan etkileşimi ile SM parçacıklarıyla etkileşmeyen (ya da zayıf etkileşen) sağ-el nötrinoları yoğun yıldız ortamı dışına atma fikrine açıktır. Yıldız dışına kadar taşınan sağ-el nötrinoların tekrar sol-el nötrinoya dönüşmeleri beklenmektedir. Bu doğrultuda öncelikle sağ-el nötrinoların nasıl bir etkileşime sahip olmaları gerektiği belirlenmiş, etkileşim geçiş matrisi hesaplanmış ve yıldız



dışına atılan sağ-el nötrino yoğunluğu hesaplanmıştır. Daha önceki raporlara benzer şekilde adımlar izlenmiştir fakat işlemlerin tekrarı bazı sonuçları yeniden gözden geçirmeyi gerektirmiştir. Sayı yoğunluğuna ve nötrino ışımaya ulaşma yolunda izlenen adımlar bir fermiyon alanının elektromanyetik potansiyel ile etkileşiminin yazılması ile başlar. Bir fermiyonun elektromanyetik potansiyel  $A_\mu$  ile etkileşimini ifade eden Lagrangian aşağıdaki gibidir

$$\mathcal{L} = \bar{\psi} i \gamma^\mu \mathcal{D}_\mu \psi + b_f \bar{\psi} \sigma^{\mu\nu} \psi F_{\mu\nu} + e_f \bar{\psi} \sigma^{\mu\nu} \psi \tilde{F}_{\mu\nu}$$

burada  $\psi$  fermiyon alanı, ilk terim kinetik kısım, ikinci ve üçüncü terimler ise (manyetik ve elektrik) dipol etkileşim terimleridir. Böylesi bir etkileşimin geçiş matrisi şu şekilde olur

$$S_{fi} = -\frac{i\mu_\nu}{2} \int d^4x \bar{\psi}_R (\sigma^{\mu\nu} F_{\mu\nu}) \psi_L$$

burada  $\mu_\nu$  manyetik moment terimi,  $\psi_L$  ve  $\psi_R$  sırasıyla gelen ve saçılan fermiyon alanlarını yani nötrinoları ifade eder. Elektrik alan bileşenleri hesaba alınmadığında, sol-el fermiyondan sağ-el fermiyona diferansiyel dönüşüm oranı şu şekilde bulunur

$$d\Gamma = \frac{\mu_\nu^2 |\vec{B}|^2}{E_L} (2\pi) \delta^4(k - p) \left[ m_R^2 + m_R m_L - 2|\vec{k}|^2 \sin^2 \theta \right] \frac{d^3k}{2E_R}$$

denklemden  $B'$  kara manyetik alan,  $\mu'_\nu$  kara manyetik moment,  $E$  sağ-el nötrino enerjisi,  $k$  ve  $p$  momentumları sırasıyla gelen ve saçılan nötrinoların momentumu,  $m_R$  ve  $m_L$  ise sağ-el ve sol-el nötrino kütleleridir. Birim zamanda birim hacimden birim enerji başına üretilen sağ-el nötrino miktarı

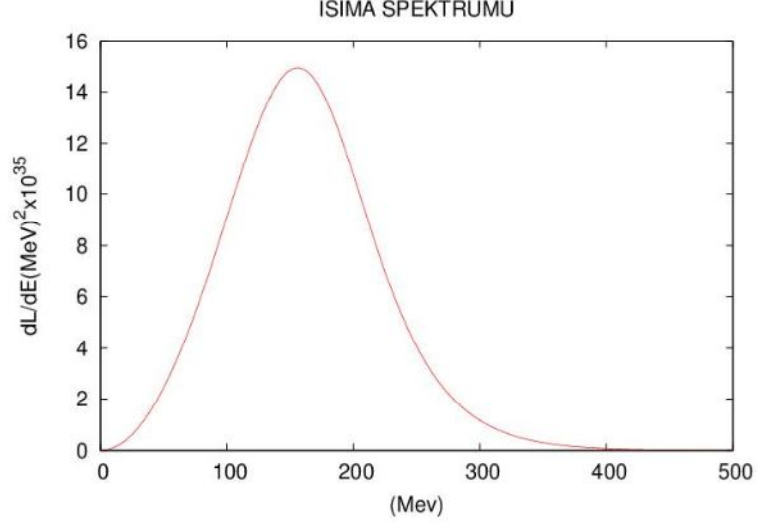
$$\frac{dn_{\nu R}}{dE_R} = \frac{dn(E_L)}{dE_L} \Gamma(E_L)$$

şeklinde hesaplanıp, gerekli integraller alındığında sonuç olarak sağ-el nötrino üretimini veren formül elde edilir

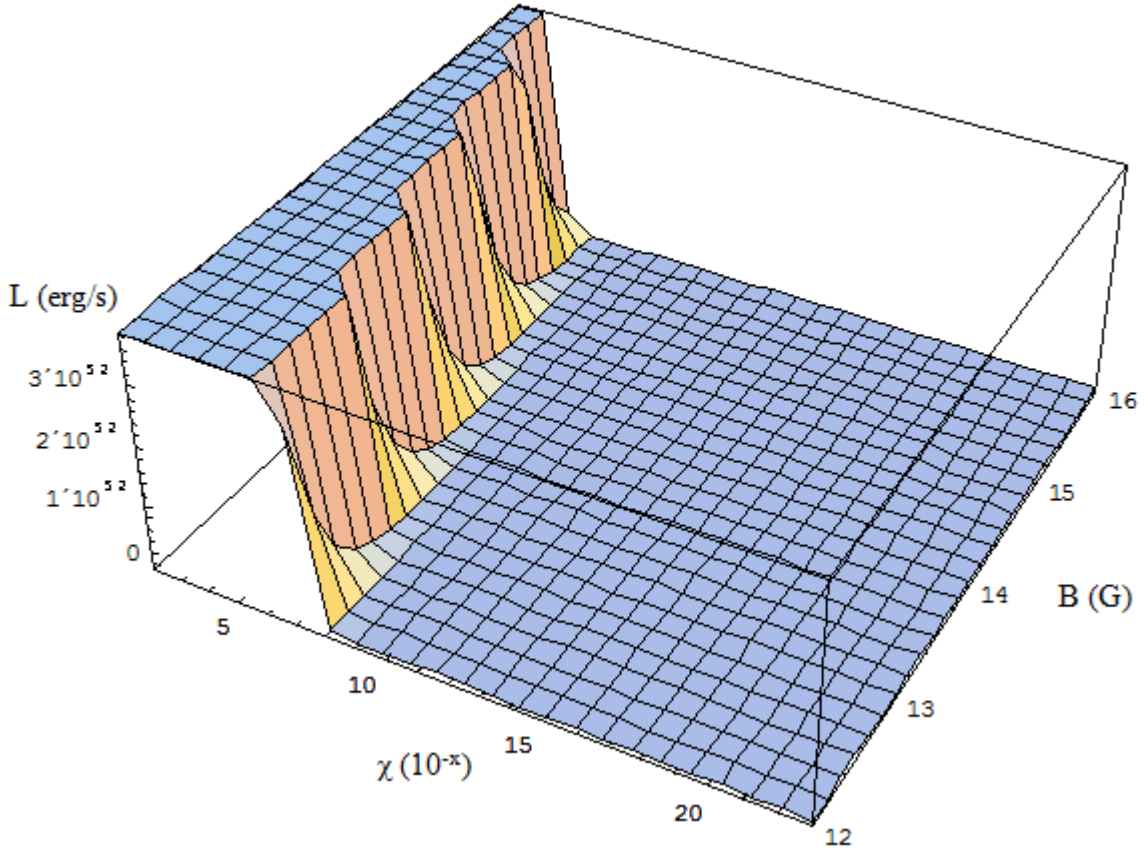
$$\frac{dn}{dE} = \frac{\mu^2 B'^2}{2\pi^2} f(E) \theta(E_R)$$

burada indüklenen kara manyetik moment yardımı ile sol-el nötrinolardan sağ-el nötrino üretimi formülden de anlaşılacağı gibi kara manyetik moment-kara manyetik alan etkileşimi ile gerçekleşir. Sol-el nötrinolar termal etkileşimde buldukları için sağ-el nötrino üretimi sıcaklığa bağlı olarak değişecektir. [65] Bu fonksiyon süpernova çekirdeğinin sağ-el nötrino ışımalarının spektral yoğunluğunu verir:

$$\frac{dL}{dE} = V \frac{dn}{dE} E$$



**Şekil 7:** Spektral yoğunluk fonksiyonunun, nötrino kütlesi  $10^{-9}$  MeV, merkez sıcaklığı  $T = 30$  MeV, nötrino kimyasal potansiyeli 170 MeV, kara manyetik moment  $\mu = 10^{-11} \mu_B$ , manyetik alan  $B = 10^{16}$  G ve yıldız çekirdeği hacmi  $5 \times 10^{51}$  MeV<sup>-3</sup> gibi süpernova parametreleri için çizilen grafiğidir.



**Şekil 8:** Şekilde  $10^{12}\text{G}$  ile  $10^{16}\text{G}$  aralığında değişen manyetik alan değeri ve  $10^{-23}$  ile  $10^{-2}$  aralığında değişen kinetik karışım açısı için nötrino ışımalarının alacağı değerler görülmektedir. Grafikten anlaşılacağı gibi kinetik karışım açısı büyürken ve manyetik alan değeri azalırken ışıma değeri artmaktadır. Yapılan hesaplar ve grafik karşılaştırılınca, grafikte görülen karışım açısının büyük değerleri için elde edilen  $10^{51}$ - $10^{53}$  erg/s civarındaki ışıma değerine, nötrino kütlesi artarken olacak ulaşılmaktadır.

$$L = \int V \frac{dn}{dE} E dE$$

Işıma değerinin hesabı yukarıdaki formüllerden anlaşılacağı gibi kara manyetik alan değeri, kara manyetik moment değeri gibi parametrelere bağlıdır. Kara manyetik alan değeri model parametresi  $\chi$  ile ilintili olduğu için SN1987A ışımalarını verebilecek kara manyetik moment değerinin bulunması yapılan çalışmanın güvenilirliğinin sınanması açısından da önemlidir. Nötrino manyetik momentinin alacağı değerlerle ilgili bir çok çalışma yapılmıştır. Bu projede özellikle incelenen çalışma [66] süpernova çekirdeğinde nötrino plazma etkileşimi sonucu meydana gelen  $\nu_L \rightarrow \nu_R \rightarrow \nu_L$  (sol-el-sağ-el-sol-el nötrino dönüşümü) incelenmiştir.

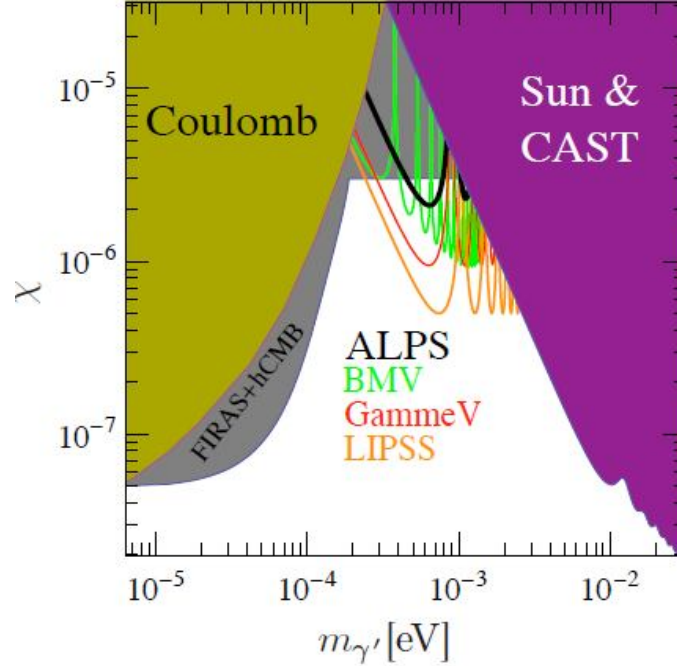
Dönüşüm hesabı nötrino kimyasal potansiyelinin  $\sim 170$  MeV, ortam sıcaklığının ise  $\sim 30$  MeV olduğu durumda ve  $10^{13}$  G manyetik alan varlığında yapılmış ve nötrino manyetik momentinin alacağı değer aralığı  $10^{-13}\mu_B < \mu_v < 10^{-12}\mu_B$  olarak bulunmuştur. Gözlemlerle elde edilen SN1987A'dan bilindiği gibi nötrinolar aracılığı ile saniyede  $10^{52}$  erg civarında enerji çıkışı olmuştur. Bu ışımaya değerinin elde edilebilmesi için nötrino kara manyetik momentinin alacağı değerler aşağıdaki tabloda gösterilmiştir.

$$10^{-9} \leq \chi \leq 10^{-2} \quad ve \quad B = 10^{15}G \quad icin \quad 10^{-17}\mu_B \leq \mu' \leq 10^{-10}\mu_B$$

$$10^{-9} \leq \chi \leq 10^{-2} \quad ve \quad B = 10^{16}G \quad icin \quad 10^{-18}\mu_B \leq \mu' \leq 10^{-11}\mu_B$$

$$10^{-9} \leq \chi \leq 10^{-2} \quad ve \quad B = 10^{17}G \quad icin \quad 10^{-19}\mu_B \leq \mu' \leq 10^{-12}\mu_B$$

Bu değerler takip edilen çalışmadaki gibi nötrino kimyasal potansiyelinin  $\sim 170$  MeV, ortam sıcaklığının ise  $\sim 30$  MeV olduğu durumda incelenmiştir. Şekil 2 den ve yukarıdaki hesaptan anlaşılacağı gibi model parametresinin değer aralığı  $10^{-5}$  ile  $10^{-7}$  arasında değerler aldığı ve manyetik alan değeri  $10^{15}$  G ile  $10^{17}$  G arasında değerler aldığı literatürde bu zamana kadar bulunan en yüksek manyetik moment değerleri bulunmuş oluyor. Sicim teorisi her ne kadar karışım açısının  $10^{-23}$  ile  $10^{-2}$  arasında olacağını öngörse de deneyler  $10^{-5}$  ile  $10^{-7}$  aralığında sonuçlara ulaşmışlardır. Şu anda, kara fotonun karışımı ile kütlesi üzerindeki sınırlamalar, şekil 3 de verilmiştir. Şekilden de görüldüğü üzere kara fotonun karışımı ile kütlesi üzerindeki sınırlamalar, kara foton kütlesi kabaca nötrino kütlesi civarındayken (ki modelin çelişiksizliği bu değer civarını tercih etmektedir) daha zayıf sınırlamalara sahiptir.



**Şekil 9** : Kara foton-foton karışımı ( $\chi$ ) ile kara foton kütlesi ( $m_{\gamma'}$ ) üzerindeki mevcut deneysel sınırlamalar. ALPS deneyindeki hassasiyet siyah çizgi ile gösterilmiştir.

## 2.5 SAĞ-EL NÖTRİNO YAYILIMINDAKİ ASİMETRİ

Manyetik alan altında elektron (rölativistik veya değil) enerjisinin kuantumlanması ve değişik enerji düzeylerine dağılması iyi bilinen bir özelliktir. Bu enerji düzeyleri Landau düzeyleridir. Pulsar dönmelerini açıklamaya çalışan değişik yayınlar elektronların değişik Landau düzeylerine dağılımının farklı oluşunun nötrino yayılımı üzerinde asimetri oluşturacağını hesaba katmıştır [67,68]. (Ancak sol-el nötrino yayılımı süpernova patlamaları için yetersiz kalmaktadır).

Yukarıda açıklanan olayın benzeri sağ-el nötronun kara manyetik alan altındaki davranışı için de geçerlidir. Yani sağ-el nötrinolar kara manyetik alan altında değişik Landau düzeylerine dağılacak ve bu dağılımdaki farklılıklar yüzünden sağ-el nötrino yayılımında belli bir asimetri oluşacaktır. Bu asimetrinin nedeni parçacığın spinidir. Gerçekten de, sağ-el nötrino enerjisindeki kuantumlanma şu şekilde olur

$$E^2 = m^2 + P_z^2 + |q|B'(2n + 1 + \sigma_z)$$

burada enerji öz değerleri  $\lambda_n = (n + 1/2)\hbar\omega = (2n + 1)eB$ , spin z bileşeni  $s_z = \hbar\sigma_z/2$ ; -1/2 ya da 1/2. Dolayısıyla eşitlik aşağıdaki gibi yazılabilir

$$E^2 = m^2 + P_z^2 + 2|q|B'\eta$$

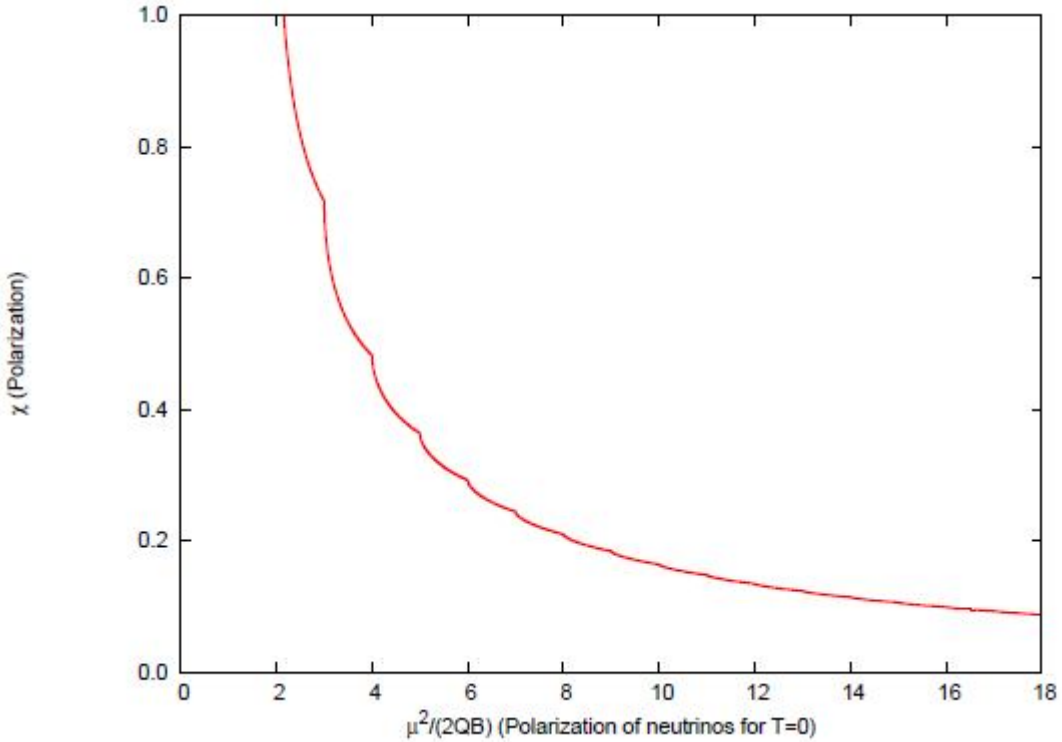
Burada  $m_\nu$  nötrino kütlesi,  $p_z$  nötrino momentumu,  $q$  nötrinonun sahip olduğu kara yük,  $\eta$  ise Landau seviye numarasıdır ve kuantum numarası  $\nu$ , spin numarası  $s$  ile şu şekilde ifade edilmektedir [67,68]:

$$\eta = \nu + \frac{1}{2} + s \quad s = \begin{cases} +\frac{1}{2} & \text{for } n_+ \\ -\frac{1}{2} & \text{for } n_- \end{cases}$$

Sonuç olarak nötrino spin polarizasyonu/asimetrisi:

$$A = \frac{n_- - n_+}{n_- + n_+} = \frac{1}{2 \left( \sum_{\nu=1}^{\frac{\mu^2 - m^2}{2qB'}} \sqrt{1 - \frac{2\nu qB'}{\mu^2 - m^2}} + 1 \right)}$$

burada  $T=0$  limiti alınmıştır çünkü sağ-el nötrinoların yıldız içinde termalize olmadıklarını düşünmek iyi bir yaklaşımdır. Sıfır Kelvin sıcaklıkta enerji kimyasal potansiyele ( $\mu$ ) eşittir.



**Şekil 10:** Grafikte görülen adımlar yeni açılan Landau seviyeleri anlamına gelmektedir. Yüksek kimyasal potansiyel değerleri için landau seviye sayısı artacak ve enerji kuantizasyonundan gelen etki azalacak ve adımlar yok olacaktır.

$(\mu^2 - m^2) \gg 2QB'$  durumunda dolan Landau seviyesi sayısı çok büyük olacağı için asimetri ifadesindeki toplam bir integrale dönüşür ve yaklaşık olarak aşağıdaki gibi yazılabilir:

$$A = \frac{3}{2} \frac{qB'}{\mu^2 - m^2}$$

Nötrino kimyasal potansiyelinin nötrino kütlesinden çok büyük olduğunu düşünecek olursak ( $\mu \sim 170$  MeV ve  $m \sim 10^{-9}$  MeV ) sağ-el nötrinin sahip olabileceği yük değerleri şu şekilde bulunur

$$q \simeq \chi e \left( \frac{10^2 \text{ MeV}^2}{B} \right)$$

Manyetik alan değerinin  $10^{16}$  G =  $10^2$  MeV<sup>2</sup> olduğu durumda nötrino kara yükü  $q = \chi e$  olmaktadır ki bu değer yapılan çalışmalarla örtüşmektedir. LSW adlı deneyde yüksek manyetik alan değerinin olduğu bir vakum ortamında karafotonun kütesizken ( $m_\gamma = 0$ ) ve mili-yüklü parçacığın kütlesinin 0.1 eV den küçük olduğu durumda karışım açısının  $2 \times 10^{-6}$  dan küçük olması gerektiği gösterilmiştir [69]. Hesaplamalarımız, 1 eV civarında bir nötrino kütlesi için sağ-el nötrino yükünün  $10^{-3}e$  olacağını göstermiştir. Bu yük değeri referans makalelerdeki değerlerden büyüktür ve doğruluğunun testi için duvarın arkasını görme ile ilgili güncel deney sonuçları beklenmektedir.

## 2.6 PULSAR İTKİ MEKANİZMASI

Yüksek manyetik alanlara sahip ve dönme hızlarına sahip nötron yıldızların, pulsarların, ataları 10-50 km/s lik hızlarla hareket ederken, kendilerinin 1600 km/s civarında hızlara ulaşmaları [70] akıllara patlamadan sonra bu hızlara nasıl ulaşıldığı sorusunu getirmiştir. Bu konuda birçok çalışma yapılmış [71] fakat tatmin edici bir çözüme ulaşılamamıştır. Pulsarların bu denli yüksek hızlara ulaşması ile ilgili asimetrik parçacık yayılımı fikrine dayanan bazı çalışmalar yapılmıştır [72]. Bu konu ile ilgili literatür taraması daha önceki raporlarda ayrıntılı şekilde verildiği için bu çalışmada yapılan hesaplar doğrudan gösterilmekte ve bulunan hız değerleri diğer çalışmalarla karşılaştırılmaktadır. Momentumun korunumu nedeniyle itki hızı-nötrino ışınması ilişkisi şu şekilde yazılabilir [73];

$$dv = \frac{A}{M} \frac{4}{3} \pi R^3 \epsilon_n dt$$

burada A sağ-el nötrino asimetrisi, M pulsar kütlesi, R nötron yıldızı yarıçapı ve  $L = 4/3\pi R^3 \epsilon_n$  sağ-el nötrino ışınması, sağ-el  $\epsilon_n$  nötrino emisivitesidir. Dolayısıyla itki hızı bağıntısı ışınma cinsinden şu şekilde yazılabilir

$$dv = \frac{A}{M} L dt \quad L = \int V \frac{dn_\nu}{dE} E dE$$

İtke hızı formülünden de görülebileceği gibi hız, bir çok parametreye bağlıdır. Gözlemsel veriler patlama süresinin yaklaşık on saniye sürdüğünü göstermektedir fakat burada asıl incelenmesi gereken durum zamana bağlı bir itke hızı değişikliğinden ziyade ışınma değerine bağlı bir hız değişikliğidir. Işınma, ortamdaki manyetik alan büyüklüğüne, karışım açısına, sıcaklığa, nötrino kimyasal potansiyeline, nötrino enerjisine, nötrino kütlesine ve kara manyetik moment büyüklüğüne bağlıdır. Eğer gözlemlere bağlı kalmayıp çok farklı ışınma değerleri kullanırsak itke hızı da doğrudan değişecektir. Sıcaklık, nötrino kütlesi, kimyasal potansiyel ve enerji değerlerinin ışınma değerine etkisinin çok büyük olmadığını düşünecek olursak, modelin de işlerliğinin kontrolü açısından karışım açısına ve manyetik moment büyüklüğüne bağlı hız değişikliğini incelemek doğru olacaktır. Hedeflenen hız değeri yaklaşık 1600 km/s civarındadır ve bu hız değerine yaklaşık  $10^{52}$  erg/s aralığındaki ışınma değerleri ile ulaşılmaktadır. İtke değerinin karışım açısı ve kara manyetik moment değerine bağlılığını görmek istersek de  $10^{52}$  erg/s civarındaki ışınma değerine kara manyetik momentin  $10^{-11} \mu_B$ , ve manyetik alanın  $10^{16}$  G değeri için ulaşılır.

	$\chi = 10^{-2}$	$\chi = 10^{-3}$	$\chi = 10^{-4}$	$\chi = 10^{-5}$
$10^{14} \text{ G}, 10^{-12} \mu_B$	100 km/s	10000km/s	-	-
$10^{14} \text{ G}, 10^{-14} \mu_B$	$10^{-2}$ km/s	1 km/s	100 km/s	10000km/s
$10^{15} \text{ G}, 10^{-12} \mu_B$	10000 km/s	-	-	-
$10^{15} \text{ G}, 10^{-14} \mu_B$	1 km/s	100 km/s	10000km/s	
$10^{16} \text{ G}, 10^{-12} \mu_B$	-	-	-	-
$10^{16} \text{ G}, 10^{-14} \mu_B$	100 km/s	10000km/s		

**Tablo 3:** Tabloda bazı manyetik alan değerleri ve kara manyetik moment değerleri için itke hızı verilmiştir. Ek1 de birçok pulsarın itke hızı verilmiştir. Gözlemsel olarak bulunan en yüksek itke hızı 9200 km/s civarındadır ki bu değere belirli karışım açısı, manyetik alan ve kara manyetik moment değerleri için ulaşılmaktadır.



## BÖLÜM 3.

### SONUÇLAR VE TARTIŞMA

Bu proje çalışmasında süpernova patlamalarının anlaşılması (yıldız merkezindeki termonükleer enerjinin dışarı atılması) ve pulsarların yüksek hızlarının anlaşılması için belli bir modelleme yapılmıştır. Bölüm 1'de gösterildiği üzere süpernovalar hakkında ayrıntılı gözlemler yapılmakta, bir çok özellikleri daha yüksek hassasiyetle ölçülmektedir. Ancak bu gözlemler patlama ve dönme için gerekli mekanizmaları açıklamakta yetersizdirler. Bu nedenler ayrıntılı parçacık fiziği modelleri ile modellenip veriler ile karşılaştırılmalıdır.

Bu projede gerçekleştirilen parçacık fiziği modellemesinde yeni temel parçacıklar önerilmiştir. Bunlar hipotetik bir yeni foton (kara foton) ve sağ-el nötrinodur. Bu parçacıklar son derece hafiftirler. Bölüm 2'de verilen ayrıntıların da gösterdiği üzere oluşan sağ-en nötrinoların madde ile etkileşmelerinin son derece zayıf oluşu yıldız merkezinden enerjinin yıldız dışına atılmasını açıklamaya yeterlidir. Öte yandan, Landau düzeylerindeki parçacık dağılımlarının spine göre farklılık göstermesi aranan asimmetri ve de oluşan yüksek dönme hızları için bir neden teşkil etmektedir. Sonuçlar projenin hedefine ulaştığını göstermektedir.

Bu proje, bir bütün olarak, bir ön çalışma niteliğindedir. Bunun nedeni önerilen mekanizmanın değişik adımlarının daha ayrıntılı bir şekilde çalışılmasına duyulan ihtiyaçtır. Bu adımlar şu şekilde sıralanabilir:

1) Gama arkaplanını ölçen Fermi Teleskopu gibi gözlem verileri ışında Kara Foton'un özelliklerinin daha ayrıntılı olarak öğrenilmesi gerekmektedir. Kütleli sıfır mı değil mi? Sıfırdan farklı ise ne değerdedir? Bu ve benzeri sorular gözlem verilerinin akışı ile ilintilidir.

2) Modellemenin ayrıntılarının ortaya konması gerekmektedir. Örnek olarak sol-el ve sağ-el nötrinoların her biri için Majorana kütlelerinin indüklenmesi, aralarındaki karışımın azaltılması gerekmektedir. Öte yandan kara fotona kütle veren Higgs mekanizmasının açıklanması gerekmektedir. Ortaya çıkacak hafif Higgs benzeri bozonun başka deneylere olan etkileri de incelenmelidir.

3) Teknik yönden ise yıldız merkezindeki sol-el nötrino üretimini belirleyen bütün URCA süreçleri, sol-el nötrinoların sağ-el olanlara dönüşüm verimlilikleri (Bölüm 2'de verilen sonuçlar modelin ayrıntılarına göre iyileştirilmelidir.), yıldız dışına atılan sağ-el nötrinoların yıldızlararası boşlukta (Dünya'ya ulaşana dek) ne oranda sol-el nötrinolara dönüştüğü gibi ayrıntılandırmalar yapılmalıdır.

4) Öte yandan, astrofizik açıdan, Gama Işını Patlamaları (GRB) için de benzer bir mekanizmanın çalışılması hem modelin testi hem de model parametrelerinin belirlenmesi için oldukça yararlı olacaktır.

Belirtilen bu ayrıntıların analiz edilmesi projede ulaşılan sonuçları kuvvetlendirecektir.

### **TEŞEKKÜR**

Bu projenin oluşturulması esnasındaki katkılarından dolayı Dr. Ceren Ulusoy'a, projenin gerçekleştirilmesi esnasında ise belli bir süre verdiği katkılardan dolayı Dr. Burak Ulaş'a teşekkür ederiz.

## KAYNAKÇA

- [1] Arnett, D., 1991, ApJ, 383, 295
- [2] Baade, W.; Zwicky, F., 1934, PNAS, 20, 259
- [3] Berezhko, E. G., Ksenofontov, L. T., Völk, H. J., 2011, ApJ, 732, 58
- [4] Bethe, H. A., 1990, RvMP, 62, 801
- [5] Chevalier, Roger A., 2010, arXiv: 1011, 3731
- [6] Dass, N. D. Hari, Soni, Vikram, 2010, arXiv, 1012, 1420
- [7] El Eid, M. F., Baraffe, I., Weiss, A., 1987, ESOC, 26, 283
- [8] Falceta-Gonçalves, D.; Vidotto, A. A.; Jatenco-Pereira, V., 2006, MNRAS, 368, 1145
- [9] Fowler, William A., Hoyle, F., 1964, ApJS, 9, 201
- [10] Gerth, E., 1988, mast.conf.,78
- [11] Gold, T., 1968, Natur, 218, 731
- [12] Heger, Alexander; Woosley, S. E.; Fryer, C. L.; Langer, Norbert, 2003, fthp, conf, 3
- [13] Heras, Ricardo, 2011 arXiv, 1104, 5060
- [14] Hillebrandt, W., 2002, Ap&SS, 281, 173
- [15] Hirschi, R., Meynet, G., Maeder, A., Ekström, S., Georgy, C, 2010, ASPC, 425, 13
- [16] Ho, Wynn C. G., 2011, MNRAS, 414, 2567
- [17] Hoyle, F., Fowler, William A., 1960, ApJ, 132, 565
- [18] Hu, Ren-Yu, Lou, Yu-Qing, 2009, MNRAS, 396, 878
- [19] Iliadis, Christian, 2007, nps, book: Nuclear Physics of Stars
- [20] Kleiser, Io K. W., Poznanski, D., Kasen, D., Young, T. R., Chornock, R., Filippenko, A. V., Challis, P., Ganeshalingam, M., Kirshner, R. P., Li, W., Matheson, T., Nugent, P. E., Silverman, J.M., 2011, MNRAS, 415, 372
- [21] Langer, N., 1993, ASPC, 35, 159
- [22] Leonard, Douglas C., 2011, Ap&SS, 336, 117
- [23] Manchester, R. N., Hobbs, G. B., Teoh, A.; Hobbs, M. , 2005, yCat, 7245, 0
- [24] Mereghetti S., 2010, arxiv, 1008, 289

- [25] Oppenheimer, J. R.; Volkoff, G. M., 1939, PhRv, 55, 374
- [26] Panagia, N.; Gilmozzi, R.; Clavel, J.; Barylak, M.; Gonzalez-Riestra, R.; Lloyd, C.; Sanz Fernandez de Cordoba, L.; Wamsteker, W., 1987, A&A, 177, 25
- [27] Pastorello, A., Baron, E., Branch, D., Zampieri, L., Turatto, M., Ramina, M., Benetti, S., Cappellaro, E., Salvo, M., Patat, F.; Piemonte, A., Sollerman, J., Leibundgut, B., Altavilla, G., 2005, MNRAS, 360, 950
- [28] Potekhin, Alexander Y., 2011, Physics – Uspekhi, 53, 1235
- [29] Prialnik, Dina, 2000, itss, book: An Introduction to the Theory of Stellar Structure and Evolution
- [30] Rabhi, Aziz ve Providencia, Constança, 2009, arXiv: 0909, 1116
- [31] Rosswog, Stephan; Bruggen, Marcus, 2003, ihea, book: Introduction to High-Energy Astrophysics
- [32] Shapiro, S. L., Teukolsky, S. A., 1983, JBAA, 93R, 276, Book-Review: Black-Holes White Dwarfs and Neutron Stars
- [33] Smith, N., 2010, ASPC, 425, 63
- [34] Testa, V.; Rea, N., Mignani, R. P., Israel, G. L., Perna, R., Chaty, S., Stella, L., Covino, S., Turolla, R., Zane, S., Curto, G. L., Campana, S., Marconi, G., Mereghetti, S., 2008, A&A, 482, 607
- [35] Thielemann, F.-K., Hirschi, R., Liebendörfer, M., Diehl, R., 2010, arXiv, 1008.2144, (79 pages; Chapter of "Astronomy with Radioactivities", a book in Springer's 'lecture notes in physics series, Vol. 812, Eds. Roland Diehl, Dieter H. Hartmann, and Nikos Prantzos, Massive Stars and their Supernovae)s
- [36] Trümper, J. E., 2005, esns.conf, 117
- [37] Walborn, Nolan R.; Lasker, Barry M.; Laidler, Victoria G.; Chu, You-Hua, 1987, ApJ, 321, 41
- [38] Woosley, S. E.; Pinto, P. A.; Martin, P. G.; Weaver, Thomas A., 1987, ApJ, 318, 664
- [39] Woosley, S. E., Heger, A., Weaver, T. A., 2002, RvMP, 74, 1015
- [40] Zahn, J. P., 1993, SSRv, 66, 285
- [41] G. G. Raffelt, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 49 (1999) 163-216, hep-ph/9903472.
- [42] J. Redondo, JCAP 0807 (2008) 008, arXiv:0801.1527 [hep-ph].
- [43] S. N. Gninenko and J. Redondo, Phys. Lett. B664 (2008)

- [44] E. G. Adelberger, J. H. Gundlach, B. R. Heckel, S. Hoedl, and S. Schlamminger, *Prog. Part. Nucl. Phys.* 62 (2009) 102-134.
- [45] K. Van Bibber, N. R. Dagdeviren, S. E. Koonin, A. Kerman, and H. N. Nelson, *Phys. Rev. Lett.* 59 (1987) 759.
- [46] L. B. Okun, *Sov. Phys. JETP* 56 (1982) 502.
- [47] H. Gies, J. Jaeckel, and A. Ringwald, *Europhys. Lett.* 76 (2006) 794-800, arXiv:hep-ph/0608238.
- [48] P. Fayet, *Phys. Lett.* B96 (1980) 83.
- [49] P. Fayet, *Nucl. Phys.* B187 (1981) 184.
- [50] R. Barbieri and S. Cecotti, *Z. Phys.* C33 (1986) 255.
- [51] R. Foot, A. Y. Ignatiev, and R. R. Volkas, *Phys. Lett.* B503 (2001) 355-361, astro-ph/0011156.
- [52] B. Holdom, "Two U(1)'S And Epsilon Charge Shifts," *Phys. Lett. B* 166 (1986) 196.
- [53] R. Foot and X. G. He, "Comment on Z Z-Prime Mixing in Extended Gauge Theories," *Phys. Lett. B* 267 (1991) 509.
- [54] S. Marinelli, M. Morpugo, *Phys. Lett.* B137 (1984) 439. , A. Dylla, B. King, *Phys. Rev.* A7 (1973) 1224. , J. Gahler, F. Klaus, A. Mampe, *Phys. Rev.* D25 (1982) 2887, A. Kyuldjiev, *Nucl. Phys.* B243 (1984) 387.
- [55] Demir, D. A., Mosquera-Cuesta, H., *Phys. Rev.* D64 (2001) 043003, Davidson, S., Hannestad, S., Raffelt, G., arXiv:hep-ph/0001179v2 2 May 2000
- [56] K.S. Babu, R.N. Mohapatra, *Phys. Rev.* D42 (1990) 3866. ,E. Takasugi, M. Tanaka, *Phys. Rev.* D44 (1991) 3706. ,M. Maruno, E. Takasugi, M. Tanaka, *Prog. Theor. Phys.* 86 (1991) 907.
- [57] B. Holdom, *Phys. Lett.* B178 (1986) 65.
- [58] H. Goldberg, L.J. Hall, *Phys. Lett.* B174 (1986) 151.
- [59] E. Golowich, R.W. Robinett, *Phys. Rev.* D36 (1987) 391.
- [60] M.I. Dobroliubov, A.Yu. Ignatiev, *Phys. Rev. Lett.* 65 (1990) 679.
- [61] R.N. Mohapatra, I.Z. Rothstein, *Phys. Lett.* B247 (1990) 593.
- [62] J. Bernstein, M. Ruderman, C. Woo, *Phys. Rev.* 129 (1963) 1383.
- [63] R. Foot, G.C. Joshi, H. Lew, R.R. Volkas, *Mod. Phys. Lett.* A5 (1990) 95.
- [64] E. Takasugi, M. Tanaka, *Prog. Theor. Phys.* 87 (1992) 679.
- [65] J.D. Bjorken and S.D. Drell, *Relativistic Quantum Mechanics* (1964)

- [66] A.V. Kuznetsov, N.V. Mikheev, A. A. Okrugin, Phys. Atom. Nucl. 71 (2008) 2165-2168, arXiv:0804.1916.
- [67] Shul'man, G. A. 2001, Russian Physics Journal, 44, 90
- [68] Sagert, I., Schaffner-Bielich, J. , arXiv:0708.2352v1 [astro-ph]
- [69] M. Ahlers, H. Gies, J. Jaeckel, J. Redondo and A. Ringwald, "Laser experiments explore the hidden sector," arXiv:0711.4991 [hep-ph].
- [70] Hobbs, G., Lorimer, D., Lyne, A., & Kramer, M. 2005, MNRAS, 360, 974
- [71] Wang, C., Lai, D., & Han, J. L. 2006, APJ, 639, 1007
- [72] Kusenko, A., Segrè, G., & Vilenkin, A. 1998, PLB, 437
- [73] I. Sagert and J. Schaffner-Bielich , arXiv:astro-ph/0612776v1 29 Dec 2006

## EKLER

**Tablo 4.a:**  $V_{\text{trans}} < 100 \text{ km/s}$

#	İsim	$P_0$ (s)	$P_1$	Yaş (Yıl)	$B_S$ (G)	$V_{\text{trans}}$ (km/s)
1	J1643-1224	0,00462	1,85E-15	3,97E+09	2,96E+08	15,64
2	J0751+1807	0,00348	7,79E-17	7,08E+09	1,67E+08	17,81
3	B1604-00	0,42182	3,06E-10	2,18E+07	3,64E+11	19,78
4	B0655+64	0,19567	6,85E-16	4,52E+09	1,17E+10	22,76
5	J0737-3039A	0,02270	1,76E-13	2,04E+08	6,40E+09	23,83
6	J0737-3039B	2,77346	8,92E-16	4,92E+07	1,59E+12	23,83
7	B1855+09	0,00536	1,77E-17	4,80E+09	3,12E+08	26,14
8	J1518+4904	0,04093	2,72E-16	2,39E+10	1,07E+09	28,40
9	B2016+28	0,55795	1,48E-10	5,97E+07	2,91E+11	30,95
10	J0621+1002	0,02885	4,73E-17	9,66E+09	1,18E+09	31,31
11	J1713+0747	0,00457	8,53E-17	8,49E+09	2,00E+08	31,42
12	B1937+21	0,00156	1,05E-13	2,35E+08	4,09E+08	31,78
13	J2051-0827	0,00451	1,27E-16	5,61E+09	2,42E+08	32,21
14	J2129-5721	0,00373	2,09E-15	2,83E+09	2,82E+08	33,21
15	J1453+1902	0,00579	1,16E-17	7,90E+09	2,63E+08	33,85
16	B0820+02	0,86487	1,05E-11	1,31E+08	3,04E+11	34,81
17	B1917+00	1,27226	7,67E-10	2,63E+06	3,16E+12	35,20
18	B1944+17	0,44062	2,41E-13	2,90E+08	1,04E+11	36,49
19	B0950+08	0,25307	2,30E-11	1,75E+07	2,44E+11	36,65
20	J2145-0750	0,01605	2,98E-15	8,54E+09	7,00E+08	38,92
21	J1744-1134	0,00407	8,93E-16	7,23E+09	1,93E+08	41,53
22	B1749-28	0,56256	8,13E-10	1,10E+06	2,16E+12	46,45
23	B0609+37	0,29798	5,95E-12	7,94E+07	1,35E+11	49,95
24	B2053+21	0,81518	1,34E-09	9,64E+06	1,06E+12	52,41
25	B1913+16	0,05903	8,63E-15	1,08E+08	2,28E+10	53,82
26	B0656+14	0,38489	5,50E-08	1,11E+05	4,66E+12	60,30
27	J1603-7202	0,01484	1,56E-15	1,50E+10	4,87E+08	60,93
28	J1918-0642	0,00765	2,57E-15	4,71E+09	4,49E+08	60,95
29	J1012+5307	0,00526	1,71E-15	4,86E+09	3,04E+08	62,41
30	B0331+45	0,26920	7,35E-14	5,80E+08	4,50E+10	63,14
31	J0613-0200	0,00306	9,59E-17	5,06E+09	1,73E+08	63,76
32	B0355+54	0,15638	4,40E-09	5,64E+05	8,39E+11	64,10
33	J1738+0333	0,00585	2,41E-17	3,85E+09	3,80E+08	64,27
34	J1640+2224	0,00316	2,83E-21	1,77E+10	9,57E+07	64,44
35	J2317+1439	0,00345	2,42E-21	2,26E+10	9,24E+07	68,03
36	B1742-30	0,36743	1,07E-08	5,46E+05	2,00E+12	71,11
37	B0942-13	0,57026	4,53E-13	2,00E+08	1,63E+11	72,04
38	B0756-15	0,68227	1,62E-09	6,68E+06	1,06E+12	72,72

39	B2053+36	0,22151	3,69E-10	9,51E+06	2,89E+11	74,48
40	B1822-09	0,76901	5,25E-09	2,32E+05	6,43E+12	74,96
41	B1821+05	0,75291	2,27E-11	5,26E+07	4,18E+11	76,85
42	J1802-2124	0,01265	7,26E-17	2,76E+09	9,69E+08	76,96
43	B0031-07	0,94295	4,08E-11	3,66E+07	6,28E+11	77,55
44	B0833-45	0,08933	1,25E-08	1,13E+04	3,38E+12	78,54
45	J2124-3358	0,00493	2,06E-15	3,80E+09	3,22E+08	79,96
46	B0628-28	1,24442	7,12E-11	2,77E+06	3,01E+12	80,25
47	J1023+0038	0,00169	1,20E-20	2,23E+09	1,44E+08	80,51
48	J1455-3330	0,00799	2,43E-17	5,21E+09	4,46E+08	86,01
49	B1804-08	0,16373	2,88E-12	9,01E+07	6,95E+10	87,03
50	B1952+29	0,42668	1,71E-15	3,95E+09	2,73E+10	87,27
51	J1709+2313	0,00463	3,63E-21	2,02E+10	1,31E+08	88,62
52	B1451-68	0,26338	9,83E-14	4,25E+07	1,63E+11	89,15
53	B1114-41	0,94316	7,95E-11	1,88E+06	2,77E+12	89,84
54	J2322+2057	0,00481	9,70E-21	7,85E+09	2,19E+08	91,56
55	B0021-72F	0,00262	6,45E-16	6,44E+08	4,16E+08	94,10
56	J0024-7204O	0,00264	3,04E-16	1,38E+09	2,87E+08	94,10
57	B0410+69	0,39072	7,66E-13	8,08E+07	1,75E+11	94,15
58	B2106+44	0,41487	8,62E-13	7,62E+07	1,91E+11	94,36
59	B1540-06	0,70906	8,80E-12	1,28E+07	7,99E+11	95,22
60	B0458+46	0,63857	5,58E-09	1,81E+06	1,91E+12	95,48
61	B0144+59	0,19632	2,57E-11	1,21E+07	2,27E+11	96,87
62	J2019+2425	0,00393	7,02E-17	8,88E+09	1,68E+08	97,71
63	B1953+29	0,00613	2,97E-16	3,27E+09	4,32E+08	97,94
64	B0329+54	0,71452	2,05E-09	5,53E+06	1,22E+12	98,22
65	J2235+1506	0,05977	1,58E-16	6,01E+09	3,11E+09	98,29

**Tablo 4.b:**  $100 \text{ km/s} < V_{\text{turns}} < 500 \text{ km/s}$

#	İsim	$P_0$ (s)	$P_1$	Yaş (Yıl)	$B_s$ (G)	$V_{\text{trans}}$ (km/s)
66	B0149-16	0,83274	1,30E-09	1,02E+07	1,05E+12	101,79
67	B0809+74	1,29224	1,68E-11	1,22E+08	4,72E+11	102,88
68	J0711-6830	0,00549	1,49E-15	5,84E+09	2,90E+08	103,93
69	J1910-5959A	0,00327	2,95E-18	1,76E+10	9,93E+07	104,19
70	J1721-2457	0,00350	5,54E-18	1,00E+10	1,41E+08	104,39
71	J0437-4715	0,00576	5,73E-14	1,59E+09	5,81E+08	104,73
72	B1821-24	0,00305	1,62E-14	2,99E+07	2,25E+09	108,89
73	B0450-18	0,54894	5,75E-09	1,51E+06	1,80E+12	109,36
74	B0611+22	0,33496	5,94E-09	8,93E+04	4,52E+12	112,36
75	B1919+21	1,33730	1,35E-09	1,57E+07	1,36E+12	113,38
76	J0034-0534	0,00188	4,97E-18	5,99E+09	9,77E+07	114,93



77	J2229+2643	0,00298	1,46E-21	3,23E+10	6,67E+07	115,45
78	B1915+13	0,19463	7,20E-10	4,28E+05	1,20E+12	115,77
79	B0021-72E	0,00354	9,85E-16	5,69E+08	5,97E+08	117,02
80	J0024-7204U	0,00434	9,52E-16	7,23E+08	6,51E+08	117,70
81	B2021+51	0,52920	3,06E-10	2,74E+06	1,29E+12	119,79
82	B1914+09	0,27025	2,52E-09	1,70E+06	8,35E+11	123,26
83	J0633+1746	0,23710	1,10E-08	3,42E+05	1,63E+12	124,95
84	B2310+42	0,34943	1,12E-10	4,93E+07	2,01E+11	126,79
85	B1905+39	1,23576	5,41E-11	3,62E+07	8,27E+11	129,80
86	J2144-3933	8,50983	4,96E-16	2,72E+08	2,08E+12	130,32
87	B1534+12	0,03790	2,42E-18	2,48E+08	9,70E+09	130,82
88	J1944+0907	0,00519	1,71E-17	4,80E+09	3,02E+08	131,28
89	B1911-04	0,82594	4,07E-10	3,22E+06	1,85E+12	131,32
90	J1910-5959C	0,00528	2,16E-21	3,87E+10	1,08E+08	131,46
91	J0218+4232	0,00232	7,74E-16	4,76E+08	4,29E+08	138,67
92	B0531+21	0,03308	4,23E-08	1,24E+03	3,78E+12	140,67
93	B1112+50	1,65644	2,49E-09	1,05E+07	2,06E+12	142,20
94	B0906-17	0,40163	6,70E-10	9,50E+06	5,25E+11	144,14
95	J1024-0719	0,00516	1,85E-16	4,41E+09	3,13E+08	146,07
96	B0751+32	1,44235	1,08E-09	2,12E+07	1,26E+12	149,83
97	B2127+11B	0,05613	9,54E-18	9,32E+07	2,34E+10	155,92
98	B0626+24	0,47662	2,00E-10	3,78E+06	9,87E+11	161,18
99	B0037+56	1,11823	2,88E-09	6,15E+06	1,82E+12	161,76
100	B2044+15	1,13829	1,82E-11	9,89E+07	4,61E+11	161,93
101	B1556-44	0,25706	1,02E-10	4,00E+06	5,18E+11	163,43
102	B1818-04	0,59808	6,33E-10	1,50E+06	1,97E+12	164,27
103	B2127+11C	0,03053	4,99E-18	9,70E+07	1,25E+10	168,15
104	B0301+19	1,38758	1,30E-09	1,70E+07	1,36E+12	168,82
105	J1600-3053	0,00360	9,50E-17	6,00E+09	1,87E+08	170,17
106	J1903+0327	0,00215	1,88E-15	1,81E+09	2,04E+08	171,32
107	B2306+55	0,47507	1,99E-11	3,77E+07	3,12E+11	172,10
108	B2327-20	1,64362	4,63E-10	5,62E+06	2,79E+12	173,92
109	B0834+06	1,27377	6,80E-09	2,97E+06	2,98E+12	174,22
110	B2334+61	0,49537	1,93E-07	4,06E+04	9,91E+12	176,04
111	B1913+10	0,40455	1,53E-08	4,20E+05	2,51E+12	177,00
112	B1929+10	0,22652	1,16E-09	3,10E+06	5,18E+11	177,05
113	J1911-1114	0,00363	1,42E-17	4,06E+09	2,29E+08	179,18
114	J0720-3125	8,39112	6,98E-11	1,90E+06	2,45E+13	182,40
115	B0823+26	0,53066	1,71E-10	4,92E+06	9,64E+11	184,09
116	B0114+58	0,10144	5,85E-09	2,75E+05	7,80E+11	186,53
117	B2022+50	0,37262	2,51E-09	2,35E+06	9,79E+11	187,94
118	J0134-2937	0,13696	7,84E-12	2,77E+07	1,05E+11	189,64
119	J0108-1431	0,80756	7,70E-14	1,66E+08	2,52E+11	191,88

120	B1907+10	0,28364	2,64E-10	1,70E+06	8,76E+11	192,77
121	B1322+83	0,67004	5,66E-12	1,87E+07	6,23E+11	199,21
122	B0943+10	1,09771	3,49E-10	4,98E+06	1,98E+12	201,72
123	B0940+16	1,08742	9,11E-14	1,89E+08	3,18E+11	206,08
124	B2043-04	1,54694	1,47E-09	1,67E+07	1,53E+12	207,03
125	J1801-1417	0,00363	5,31E-21	1,08E+10	1,40E+08	207,81
126	B1039-19	1,38637	9,45E-11	2,32E+07	1,16E+12	211,61
127	B1957+20	0,00161	1,69E-15	1,51E+09	1,67E+08	220,21
128	J1231-1411	0,00368	2,28E-17	2,56E+09	2,93E+08	222,74
129	J1809-1943	5,54035	7,77E-12	1,13E+04	2,10E+14	227,36
130	B0525+21	3,74554	4,01E-09	1,48E+06	1,24E+13	229,05
131	B2148+52	0,33221	1,01E-07	5,21E+05	1,85E+12	231,24
132	B1449-64	0,17948	2,75E-10	1,04E+06	7,10E+11	232,39
133	B1935+25	0,20098	6,43E-10	4,95E+06	3,64E+11	232,97
134	B0011+47	1,24070	5,64E-12	3,48E+07	8,47E+11	237,96
135	B1848+13	0,34558	1,49E-09	3,67E+06	7,27E+11	240,04
136	B0320+39	3,03207	6,36E-12	7,56E+07	1,40E+12	240,18
137	B1757-24	0,12492	1,28E-07	1,55E+04	4,04E+12	241,41
138	B0353+52	0,19703	4,77E-11	6,55E+06	3,10E+11	242,56
139	J1856-3754	7,05520	2,98E-14	3,76E+06	1,47E+13	254,11
140	B0740-28	0,16676	1,68E-08	1,57E+05	1,69E+12	262,31
141	B1834-04	0,35424	1,66E-10	3,38E+06	7,76E+11	265,78
142	J1745-0952	0,01938	9,25E-17	3,32E+09	1,35E+09	269,49
143	B1904+06	0,26728	2,14E-09	1,98E+06	7,65E+11	269,61
144	B2227+61	0,44305	2,26E-10	3,11E+06	1,01E+12	270,24
145	B2319+60	2,25649	7,04E-10	5,08E+06	4,03E+12	279,79
146	B2154+40	1,52527	3,43E-10	7,04E+06	2,32E+12	281,88
147	B2113+14	0,44015	2,89E-11	2,41E+07	3,61E+11	285,66
148	B1838-04	0,18615	6,39E-09	4,61E+05	1,10E+12	285,84
149	B1839+56	1,65286	1,49E-09	1,75E+07	1,59E+12	295,14
150	B1620-26	0,01108	6,71E-15	2,62E+08	2,76E+09	295,85
151	B1541+09	0,74845	4,32E-12	2,74E+07	5,76E+11	296,61
152	B1902-01	0,64318	3,05E-10	3,34E+06	1,42E+12	296,66
153	B0643+80	1,21444	3,80E-09	5,07E+06	2,17E+12	303,98
154	B1055-52	0,19711	5,83E-11	5,35E+05	1,09E+12	305,43
155	B0148-06	1,46466	4,43E-12	5,24E+07	8,15E+11	306,90
156	B2020+28	0,34340	1,89E-09	2,87E+06	8,16E+11	307,61
157	B2111+46	1,01468	7,15E-11	2,25E+07	8,62E+11	308,46
158	B0203-40	0,63055	1,20E-11	8,33E+06	8,80E+11	315,67
159	B0450+55	0,34073	2,37E-10	2,28E+06	9,10E+11	316,94
160	B1426-66	0,78544	2,77E-11	4,49E+06	1,49E+12	319,53
161	B0136+57	0,27245	1,07E-08	4,03E+05	1,73E+12	324,34
162	J1810-2005	0,03282	1,47E-15	3,53E+09	2,23E+09	326,42

163	B1911+13	0,52147	8,04E-11	1,03E+07	6,55E+11	326,93
164	B1933+16	0,35874	6,00E-08	9,47E+05	1,48E+12	347,59
165	J0610-2100	0,00386	1,24E-20	4,95E+09	2,21E+08	348,63
166	B1257+12	0,00622	1,14E-13	8,62E+08	8,53E+08	350,64
167	B1937-26	0,40286	9,56E-10	6,68E+06	6,28E+11	351,03
168	B1800-21	0,13367	1,34E-05	1,58E+04	4,29E+12	351,25
169	B2351+61	0,94478	1,63E-08	9,20E+05	3,97E+12	357,85
170	B0835-41	0,75162	3,54E-11	3,36E+06	1,65E+12	364,77
171	B1900+06	0,67350	7,71E-11	1,38E+06	2,31E+12	368,09
172	B2303+30	1,57589	2,89E-10	8,63E+06	2,16E+12	373,55
173	B2217+47	0,53847	2,77E-09	3,09E+06	1,23E+12	375,30
174	B0540+23	0,24597	1,54E-07	2,53E+05	1,97E+12	377,15
175	J0538+2817	0,14316	3,67E-08	6,18E+05	7,33E+11	381,16
176	B0254-53	0,44771	3,06E-17	2,32E+08	1,18E+11	381,65
177	B1951+32	0,03953	5,84E-09	1,07E+05	4,86E+11	383,24
178	B2110+27	1,20285	2,62E-09	7,27E+06	1,80E+12	386,79
179	B1642-03	0,38769	1,78E-09	3,45E+06	8,41E+11	417,02
180	B0818-13	1,23813	2,11E-09	9,32E+06	1,63E+12	418,19
181	B2324+60	0,23365	3,53E-10	1,05E+07	2,90E+11	433,58
182	B1823-13	0,10149	7,53E-07	2,14E+04	2,80E+12	455,67
183	B1829-08	0,64729	6,39E-09	1,61E+05	6,51E+12	459,31
184	B1737-39	0,51221	1,93E-11	4,20E+06	1,01E+12	470,22
185	B1946+35	0,71731	7,06E-10	1,61E+06	2,28E+12	470,85
186	B1237+25	1,38245	9,60E-11	2,28E+07	1,17E+12	472,41
187	B2002+31	2,11126	7,46E-09	4,49E+05	1,27E+13	473,87
188	B1842+14	0,37546	1,87E-11	3,18E+06	8,48E+11	485,18
189	B1857-26	0,61221	2,05E-11	4,74E+07	3,58E+11	486,57

**Tablo 4.c:** 500 km/s <  $V_{\text{trans}}$

#	İsim	$P_0$ (s)	$P_1$	Yaş (Yıl)	$B_s$ (G)	$V_{\text{trans}}$ (km/s)
190	B1953+50	0,51894	1,37E-09	5,99E+06	8,54E+11	500,88
191	B0919+06	0,43063	1,36E-10	5,01E+05	2,45E+12	505,06
192	B1600-49	0,32742	1,02E-11	5,09E+06	5,85E+11	510,89
193	B2045-16	1,96157	1,10E-08	2,84E+06	4,69E+12	511,36
194	B2000+40	0,90507	1,74E-09	8,25E+06	1,27E+12	524,99
195	B2255+58	0,36825	5,75E-10	1,01E+06	1,47E+12	540,23
196	B1834-10	0,56271	1,18E-08	7,56E+05	2,61E+12	552,81
197	B1732-07	0,41933	1,21E-09	5,47E+06	7,22E+11	575,57
198	B1325-43	0,53270	3,01E-12	2,80E+06	1,28E+12	587,17
199	B1924+16	0,57982	1,80E-09	5,11E+05	3,27E+12	597,35
200	B1718-32	0,47716	6,46E-12	1,17E+07	5,62E+11	603,24

<b>201</b>	B1133+16	1,18791	3,73E-09	5,04E+06	2,13E+12	635,73
<b>202</b>	B0844-35	1,11610	1,60E-10	1,10E+07	1,35E+12	638,65
<b>203</b>	B1718-02	0,47772	8,28E-13	9,14E+07	2,01E+11	667,36
<b>204</b>	B1737+13	0,80305	1,45E-09	8,77E+06	1,09E+12	672,37
<b>205</b>	B1943-29	0,95945	1,49E-09	1,02E+07	1,21E+12	778,09
<b>206</b>	B0559-05	0,39597	1,30E-09	4,82E+06	7,27E+11	860,90
<b>207</b>	B1830-08	0,08528	9,17E-09	1,47E+05	8,95E+11	901,63
<b>208</b>	J1835-1106	0,16591	2,06E-07	1,28E+05	1,87E+12	907,80
<b>209</b>	B0402+61	0,59458	5,57E-10	1,69E+06	1,84E+12	942,67
<b>210</b>	B1508+55	0,73968	5,00E-10	2,34E+06	1,95E+12	975,26
<b>211</b>	B0736-40	0,37492	1,62E-11	3,68E+06	7,88E+11	999,05
<b>212</b>	B0523+11	0,35444	7,36E-12	7,63E+07	1,63E+11	1101,99
<b>213</b>	B2148+63	0,38014	1,68E-13	3,58E+07	2,56E+11	1113,38
<b>214</b>	J2240+5832	0,13993	1,54E-10	1,44E+05	1,48E+12	1539,58
<b>215</b>	J0821-4300	0,11280	1,20E-15	1,49E+06	3,72E+11	1721,86
<b>216</b>	B2224+65	0,68254	9,66E-11	1,12E+06	2,60E+12	1729,77
<b>217</b>	B1821-19	0,18933	5,23E-10	5,73E+05	1,01E+12	2482,99
<b>218</b>	B2011+38	0,23019	8,85E-09	4,12E+05	1,44E+12	2521,13
<b>219</b>	B1826-17	0,30713	5,55E-10	8,77E+05	1,32E+12	3945,95
<b>220</b>	J0248+6021	0,21709	5,51E-11	6,24E+04	3,50E+12	7476,05
<b>221</b>	J1909-3744	0,00295	1,40E-14	3,33E+00	9 2,06e+0	9222,64

**TÜBİTAK  
PROJE ÖZET BİLGİ FORMU**

<b>Proje No:</b> 109T718
<b>Proje Başlığı:</b> SÜPERNOVA PATLAMALARI VE PULSAR DÖNMELERİ İÇİN YENİ BİR MEKANİZMA ÖNERİLMESİ
<b>Proje Yürütücüsü ve Araştırmacılar:</b> <b>Yürütücü:</b> Prof. Dr. Durmuş Ali Demir <b>Bursiyerler:</b> Gülizar Gençoğlu, Onur Tosun
<b>Projenin Yürütüldüğü Kuruluş ve Adresi:</b> İzmir Yüksek Teknoloji Enstitüsü, 35430, Urla, İzmir
<b>Destekleyen Kuruluş(ların) Adı ve Adresi:</b>
<b>Projenin Başlangıç ve Bitiş Tarihleri:</b> Nisan 2010-Nisan 2012
<b>Öz:</b> Bu projede süpernova patlamalarını oluşumu ile patlama sonrası ortaya çıkan pulsarların yüksek dönme hızları araştırılmış, bu olaylara bir açıklama getirmek maksadı ile fenomenolojik bir modelleme yapılmıştır. Modelleme esnasında "kara foton" tabir edilen ek bir foton kullanılmış ve sağ-el nötrinin bu fotona bağlandığı iddia edilmiştir. Elde edilen sonuçlar yapılan modellemeyi doğrular niteliktedir; projede güdülen amaçlara ulaşılmıştır.  Kurulan model ve yapılabilecek kuramsal, gözlemsel ve teknik iyileştirmeler projenin sonuç kısmında ayrıntılı olarak açıklanmıştır.
<b>Anahtar Kelimeler:</b> Süpernova Patlaması, Pulsar İtkileri, Kara Foton, Sağ-El Nötrino
<b>Fikri Ürün Bildirim Formu Sunuldu mu?</b> Evet <input type="checkbox"/> Gerekli Değil <input checked="" type="checkbox"/> Fikri Ürün Bildirim Formu'nun tesliminden sonra 3 ay içerisinde patent başvurusu yapılmalıdır.