

### 3. YILDIZ EVRİMİNİN SON NOKTALARI: KOMPAKT GÖK CİSİMLERİ

Yüksek enerji astrofiziği açısından yıldız evriminin en önemli kısmı, evrimin son noktalarıdır. Yıldız hayatının sona erdiği nokta cismin son kütlesine bağlıdır. Aynı zamanda çökmeden önceki yıldızın evrimine de önemli derecede bağlıdır. Ancak bu son söylediğimiz tam olarak anlaşılmamış olmakla beraber, evrimin son noktalarının doğası oldukça iyi anlaşılmıştır. Evrim devam ederken, yıldızlar merkezlerinde gittikçe ağır elementlere dönüşürler. Stable bütün elementler içinde çekirdeğe bağlanma enerjisi en büyük element demirdir. Bunun anlamı yeni bir element oluşumunu sağlayacak kadar daha fazla enerji olmamasıdır. Bundan sonra ne olabilir? Diğer bir değişle yıldızın alabileceği en düşük kararlı denge durumları nelerdir? Bunun cevabı yıldızın son kütlesi  $M_f$  'ye dayanır.

i) Eğer  $M_f < 1.24 M_{\odot}$  ise, kararlı mümkün bir şekil bir beyaz cücedir. Bu durumda kararlılık yozlaşmış elektron basıncı ile sağlanır. Bir beyaz cücenin yarıçapı yaklaşık 3000 km ve kaçma hızı  $(2GM/R)^{1/2} = 10^4$  km/sn'dir. Yüzey sıcaklıkları yaklaşık  $10^4 - 2 \times 10^4$  K dir. Fakat yüzey alanları küçük olduğundan ışınma güçleri de küçüktür. Böylece sonuk mavi yıldızlar olarak gözlenirler. Enerjilerini sadece ışınlama kaybettiklerinden, soğuma zamanları çok uzundur. Galakside çok sayıda beyaz cüce vardır.

ii) Eğer  $M_f \leq 2.5 M_{\odot}$  ise evrimin sonunda bir nötron yıldızı olabilir. Bu durumda kararlılık için gerekli basınç yozlaşmış nötronlarla sağlanır. Bu çökmüş yıldızlarda merkezi yoğunluklar  $10^{16}$  gr/cm<sup>3</sup> kadar büyük olabilir. Yarıçap yaklaşık 10 km ve yüzeyden kaçış hızı  $v \approx 0.4c$  'dir.

iii) Eğer  $M_f \geq 2.5 M_{\odot}$  ise yıldızda gravitasyonel çöküntüyü önleyecek hiçbirşey yoktur ve bu durumda bir kara delik oluşur. Kara deliğin Schwarzschild veya gravitasyon yarıçapı  $R_g = 2GM/c^2 = 3(M/M_{\odot})$  km'dir ve  $R_g$  içinden ışık kaçamaz. Yıldızların evrimi sonunda ortaya çıkan çok yoğun ve sıkışık yani kompakt cisimler normal yıldızlardan iki şekilde farklıdır. Birincisi bu yıldızlar nükleer yakıt yakmadıkları için kendilerini basınçla çekimsel çökmeye karşı koruyamazlar. Onun yerine beyaz cücelerde bu yozlaşmış elektron basıncı ile, nötron yıldızlarında ise yozlaşmış nötron basıncı ile dengelenir. Kara deliklerde ise herhangi bir şekilde bunu sağlayamazlar, yani yıldız içine doğru olan çöküşü önleyemez. Bu üç cisim yıldız evriminin son aşamasıdır. Bu cisimleri normal yıldızlardan ayıran ikinci özellik bunların küçük boyutlu olmalarıdır. Normal yıldızlara nazaran kompakt cisimlerin çok küçük yarıçapları ve bu nedenle çok kuvvetli yüzey çekim alanları vardır. Kompakt cisimlerin birbiriyle ve güneşle karşılaştırmaları çizelge-I de gösteriliyor.

#### 3.1 Beyaz Cüceler

Kompakt cisimler o derece yoğundur ki içlerindeki madde yozlaşmıştır. Bu ne demektir? Şimdi bunu açıklayalım. Biliyoruz ki yüzey çekimi

$$g = \frac{GM}{R^2}$$

ile verilir. Bundan şunu söyleyebiliriz ki beyaz cücelerin çok kuvvetli çekim alanları olmalıdır. Çünkü bunlar stable (kararlı) oldukları için, yıldızın içeriye doğru çekim kuvveti dışarıya doğru bir basınçla dengelenmelidir. Bu basınç nasıl oluşur? Eğer beyaz cücenin

**Çizelge -III.** Kompakt cisimlerin özelliklerinin birbirleriyle ve güneşle karşılaştırılması.

Cisim	Kütle ( $M$ )	Yarıçap ( $R$ )	Ortalama yoğunluk ( $g\ cm^{-3}$ )	Yüzey potansiyeli ( $GM/Rc^2$ )
Güneş	$M_{\odot}$	$R_{\odot}$	1	$10^{-6}$
Beyaz cüce	$\leq M_{\odot}$	$\sim 10^{-2} R_{\odot}$	$\leq 10^7$	$\sim 10^{-4}$
Nötron yıldızı	$\sim 1-3 M_{\odot}$	$\sim 10^{-5} R_{\odot}$	$\leq 10^{15}$	$\sim 10^{-1}$
Kara delik	Keyfi	$2GM/c^2$	$\sim M/R^3$	$\sim 1$

$$M_{\odot} = 1.989 \times 10^{33} \text{ gr} ; R_{\odot} = 6.9599 \times 10^{10} \text{ cm.}$$

içindeki maddenin durumu güneşinkine benzerse idi, gerekli dengeyi sağlamak için çok yüksek sıcaklıklar gerekecekti. Böyle yıldızların yüksek iç hızları yıldızdan dışarıya doğru çok büyük bir ışınım yayılmasına neden olurdu ve bunun sonucu olarak çok parlak olması gerekirdi. Halbuki bugün biliyoruz ki beyaz cücelerin sıcaklıkları güneşten biraz büyük veya eşit durumda ve parlaklıkları ise çok düşük. Bir yıldızın parlaklığı ve yüzey sıcaklığı

$$L = 4\pi R^2 \sigma T^4$$

bağıntısı ile birbirine bağlıdır. Burada  $R$  yıldızın yarıçapı,  $T$  etkin sıcaklık ve  $\sigma$  ise ışınım sabittir. Bu bağıntıdan görülmektedir ki beyaz cücelerin yarıçapları güneşinkinden daha küçük olmalıdır. Genel olarak beyaz cücelerin yarıçapları güneş yarıçapının %1'i civarındadır. O halde buradan anlaşılıyor ki parlaklıklar küçük olduğuna göre beyaz cücelerin içindeki madde güneşinkine benzemez. Bilindiği gibi güneş gibi normal yıldızların içleri gaz halinde bulunuyor. Yıldız içindeki herhangi bir noktadaki madde denge halindedir. Eğer bu doğru olmasaydı, yıldız kararlı olmayacaktı ve kısa zaman aralıklarında büyük değişiklikler gözlenebilecekti. Denge halinde herhangi bir noktadaki maddenin yıldızın merkezine doğru olan ağırlığı (çekim kuvvetinden kaynaklanır) o noktadaki yukarıya doğru olan basınçla dengelenir. Diğer taraftan Çizelge III'den görüldüğü gibi bir beyaz cücenin yarıçapı oldukça küçük olduğundan ve kütlesi de  $\leq M_{\odot}$  'dan, bu iki büyüklükten ortalama yoğunluğun çok büyük olduğu ortaya çıkar. Bu nedenle beyaz cücenin içindeki madde artık bir gaz gibi haaket etmez, aksine erimiş bir metal gibi hareket eder ve bir müddet sonrada, madde yıldızın merkezine yerleşmiş büyük bir metal gibi davranır. Yıldız bu safhada daha çok helyum (hidrojene göre) içerir. Pelte gibi ezilmiş bu durumdaki maddeye yozlaşmış olmuştur denir. Bu şekildeki yozlaşmış elektronların oluşması tamamıyla Pauli dışarlama ilkesi nedeniyledir. Böyle bir maddenin çok yüksek elektrik ve ısı iletkenliği vardır. Herhangi bir fazlalık enerji çabucak bir bölgeden bir diğerine basit ısı iletimiyle geçer. Bu safhada gelen bir yıldız artık bu durumdan kurtulamaz. Çünkü kendi çekim kuvvetine karşı durarak genişleyebilmek bir enerji mevcut değildir. Yıldız hafifçe parlar, nükleer yakıtlar azaldığı ya da bittiği için artık ısı

enerjisinin son kaynaklarını yayınlar. Bu işlem yavaşla olur ve binlerce milyon yıl sonra yıldız yanarak yanmış bir kül haline gelir. Bu yıldızların spektrumlarının incelenmesi, bunlardan hidrojenen helyuma bazen helyum dan karbona veya daha ağır atomlara dönüştüğünü ortaya çıkarır. Beyaz cüceler doğrudan optik teleskoplarla uzun soğuma dönemlerinde gözlenebilir. Beyaz cücelerın kütleleri  $\leq 4 M_{\odot}$  den küçük yıldızlardan oluşabileceği sanılmaktadır. Bir beyaz cücenin maksimum kütlesi  $1.4 M_{\odot}$  olabilir. Bu kütleyle Chandrasekhar limiti denir.

### 3.2 NÖTRON YILDIZLARI

Nötron yıldızları yozlaşmış nötronlardan oluşan kompakt cisimlerdir. Bunların şu şekilde oluştuğu düşünülmektedir: Ağır kütleli bir yıldız yaşamının sonuna doğru çekirdeğindeki nükleer yakıtı tüketir ve yıldız maddesinin ağırlığı altında çöker, dış tabakalarda bunun üzerine yığılır. Böylece yıldız aşırı ısınarak süpernova patlaması şeklinde bir patlama ile etrafa madde saçar. Böyle bir çöküntü sonucu kırmızı dev safhasındaki bir yıldızın çekirdek kütlesi beyaz cüce olmasının üst limiti  $1.4 M_{\odot}$ 'ni geçer. Böyle patlamalarda merkezdeki çekirdek nötron yıldızı yoğunluklarına kadar sıkıştırılır. Dolayısıyla ağır kütleli bir yıldızın çökmüş çekirdeği bir nötron yıldızını temsil eder. Büyük bir olasılıkla nötron yıldızları süpernovalarla ilgilidir. Ağır nötron yıldızlarının çekirdeği nötronlara ilaveten mezonlar, baryonlar ve hyperonlar gibi tanecikleri de kapsar. Bu derece yüksek yoğunluklarda genel rölativistik etkiler göz önüne alınmalıdır. Örneğin burada (çekirdekte) potansiyel enerjinin Newtonsal (yani klasik mekaniğe göre) ifadesinin artık hiçbir anlamı yoktur. Bu kısmın büyük bir önemi vardır. Çünkü potansiyel olarak son dönemlerinde bulunan bir yıldız kütlesinin büyük bir kısmını enerjiye çevirerek ışınım şeklinde bunu yayınlar ve yıldız bir karadelik haline geçer. Biliyoruz ki çöken bir yıldız, eğer açısal momentumu korunursa, hızla dönecektir. Nötron yıldızını çevreleyen kısmında hızla dönen manyetik alanın, parçacıkların ivmelenecek kozmik ışın enerjilerine dönüşmesine veya yıldızın dönme enerjisinin bir kısmını yayınlamasına neden olduğu düşünülmektedir. Crab nebulasının nötron yıldızı, pulsar ve süpernova ile ilgisi olması bunların hepsinin aynı kökenli olduğu izlemine verir. Süpernova patlamalarına neden olan birkaç mekanizma olabilir, çünkü farklı süpernova patlamaları gözlenmiştir. Belki bunların sadece bir kısmı nötron yıldızı ve pulsarların oluşumuna neden olabilir. Diğerlerinde belki ağır elementlerin oluşmasından sorumludur. Esasında burada birçok soru ortaya çıkar. Örneğin bunlar birbirleriyle nasıl bağlantılıdır? Bir beyaz cüce ile bir nötron yıldızı arasındaki karar verme faktörü sadece yıldızın son kütlesini Chandrasekhar kütle limitinden küçük veya büyük olması sorunu mudur? Bunları henüz bilmiyoruz.

### 3.3 Yıldızların Salınımları ve Dönmesi

Bir yıldızda kinetik enerji, hızları ses hızı  $v_s$  mertebesinde olan atomik taneciklerin termal hareketleriyle gösterilebilir. Böylece

$$v_s^2 \sim \frac{GM}{R}$$

yazılabilir. Burada  $G$  çekim sabiti,  $M$  kütle ve  $R$  de yıldızın yarıçapıdır. Şimdi yıldız salınım frekansının büyüklüğünü çok kabaca tahmin edebiliriz. Bunu yaparken, salınım periyodu  $P_{sal}$ ,

yıldızın tümü boyunca basınç değişiklikleri konusundaki bilgiyi geçirebilecek kadar gerekli süreyle aynı mertebede olmalıdır. Bu zaman süresi  $2R/v_s$  dir. Böylece

$$P_{sal}^{-1} = v_{sal} \sim \frac{v_s}{2R} \sim \sqrt{\frac{GM}{4R^3}} \sim \sqrt{G\rho}$$

olur. Burada  $\rho$  yıldızın yoğunluğudur. Diğer taraftan yıldızın kendi eksenini etrafındaki maksimum dönme frekansı, merkezkaç ve çekim kuvvetleri arasındaki denge ile belirlenir. Çünkü daha yüksek frekanslarda yıldız parçalanacaktır. Buradan

$$Rv_{dön,max}^2 = \frac{GM}{(2\pi R)^2}$$

ve

$$P_{dön,min}^{-1} \sim \frac{1}{\pi} \sqrt{G\rho}$$

bulunur.

**Çizelge IV.** Yıldız yoğunluğu ile yıldız salınım periyodu ve minimum dönme periyodu arasındaki ilişki.

Yıldız	Yoğunluk ( $\rho$ )	$P_{sal}$	$P_{dön,min}$
Nötron yıldızı	$10^{15} \text{ g cm}^{-3}$	$10^{-4} \text{ san}$	$3 \times 10^{-4} \text{ san}$
Beyaz cüce	$10^7$	1	3
RR Lyrae yıldızı	$10^{-2}$	$10^{4.5}$	$10^5$
Cepheid değişeni	$10^{-6}$	$10^{6.5}$	$10^7$

Belirtelim ki nötron yıldızlarındaki salınım periyotları yaklaşık bir milisaniyenin onda biri civarındadır ve beyaz cücelerde bu 1 saniye mertebesindedir. Çeşitli tip yıldızlar göz önüne alındığında yoğunluklarının çok geniş bir aralığı kapsadığı görülür. Bunlara ilişkin örnekler ve karşılık gelen temsili periyotlar Çizelge IV de verilmektedir. Crab Nebula pulsarı (düzenli aralıklarla radyo dalgalarının pulslarını yayınlayan cisim) keşfedildiğinde sadece 33 milisaniyelik bir periyodu vardı. Beyaz cücelerin salınım frekansları çok düşük olduğundan pulsar olayında bunlar bir rol oynayamaz. Diğer taraftan bir nötron yıldızının dönme periyodu birkaç milisaniye olacaktır. 1054 yılındaki süpernova patlamasından kısa süre sonra bir nötron yıldızının minimum beklenen dönme periyoduna yaklaşması, pulsarların hızlı dönen nötron yıldızları olduklarını fakat zaman içinde giderek yavaşladıklarını ve açısal momentum kaybettiklerini göstermiştir. Manyetik basınçlar hızla dönen nötron yıldızlarını parçalamağa meyilli olduğundan minimum dönme periyodu Çizelge-IV 'de verilenden biraz daha büyük olacaktır.

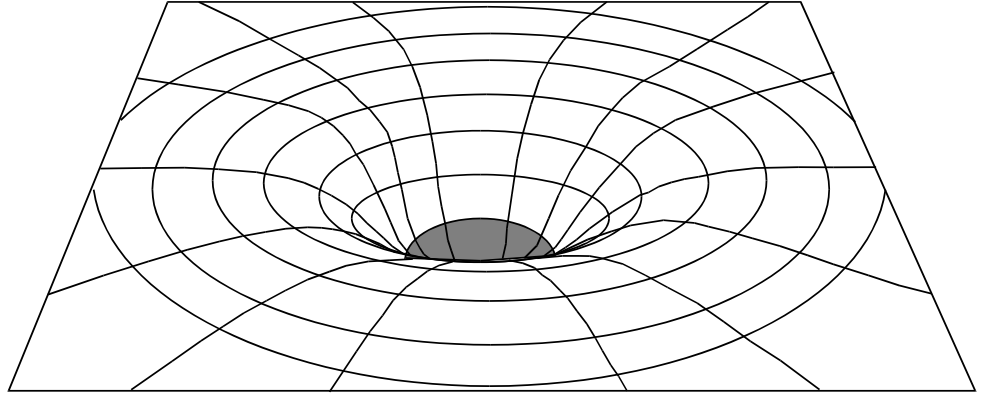
Çizelge-IV de aynı zamanda RR-Lyrae değişenleri ve Cepheid değişenleri de gösterilmiştir. Çünkü bunların da basit bir salınımla ilgili periyotları vardır. Buna periyodik Doppler çizgi kaymaları ve renk sıcaklık değişimleri ile karar verilebilir. Gözlenen periyot pulsasyon periyodudur. Nova kalıntısı DQ Her (Nova Hercules, 1934) 'in 71 saniyelik bir

periyodu vardır ve bu periyotlar esas pulsasyonları temsil etmek için çok uzun olmasına rağmen, periyodik özellik bazı beyaz cücelerde gözlenmiştir.

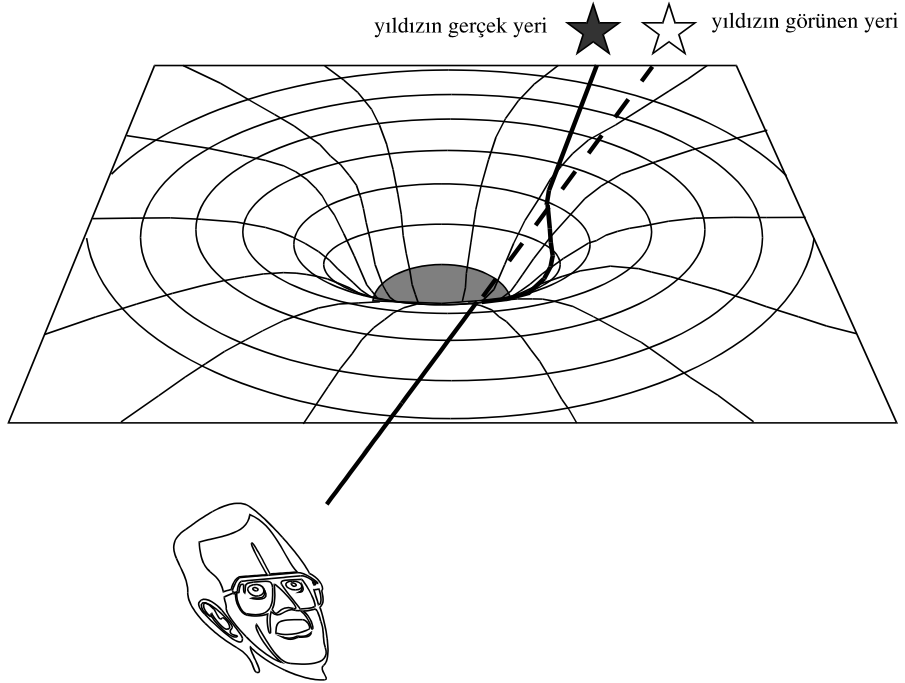
### 3.4 Uzay- Zaman Eğriliği

1905'te Albert Einstein, elektrik ve manyetizma hakkında bildiğimiz her şeyi yeniden formüle etti. O şekilde ki denklemler deneyleri icra eden ve ölçümleri yapan gözlemcilerin tam yerlerine veya hızlarına bağlı olmayacaktır. Bu yeni formülasyon Özel Rölativite Teorisi olarak isimlendirilir. Elektrik ve manyetizmanın bu tanımlarının geliştirilmesinde Einstein, doğanın bazı sürprizler taşıdığını buldu. Özellikle onun teorisi hareket eden saatlerin yavaşladığını, hareketli cisimlerin büzüldüğünü ve hareketli cisimlerin kütlelerinin ışık hızına yaklaşırken arttığını bize söyler. Bundan başka  $E = mc^2$  bağıntısına göre madde ile enerji birbirinin farklı görünüşleri olmalıdır. 1915'te Einstein genel rölativite teorisini ortaya koydu. Bu teoride çekimin tanımına dayanmaktadır. Artık Newton' da olduğu gibi çekim bir kuvvet olarak ele alınmaz. Onun yerine bir cismin etrafındaki çekim alanı uzay ve zamanın yapısını eğrilterek gösterilir. Uzayda çekim kaynaklarından uzaklarda uzay ve zaman tamamen düzdür. Fakat ağır bir cisme mesela bir yıldız veya bir gezegene yaklaştıkça uzay-zamanın eğriliği artmaktadır. Yani daha kuvvetli bir çekim alanı varsa eğri bir uzay-zaman olur. Einstein teorisini tamamlamak için doğanın etkinliğini de kabul etti. Bir cismin takip edeceği bütün yörüngelerin eğrilmiş uzay-zamanda olacağını gösterdi. Örneğin Güneş etrafında dolanan Arz eğrilmiş uzay-zamanda mümkün en kısa yörüngede hareket etmelidir. Gerçekte genel rölativitenin temelini oluşturan fikir şudur: madde uzay-zamanın nasıl eğrileceğini ve eğrilmiş uzay-zamanda maddenin nasıl hareket edeceğini ortaya koyar. Şimdi uzay-zamanı biraz daha açık olarak ifade edebiliriz. Bir akşam başımızı Vega yıldızına çevirdiğimizi düşünelim. Vega'nın uzaklığı 26 ışık yılı uzaklıktadır. Bunun anlamı ışığın gözümüze gelmesi için 26 yıl geçiyor demektir. Esasında biz bu yıldızı gözlem yaptığımız gecede nasıl gördüğünü göremiyoruz, gördüğümüz görüntü yıldızın 26 yıl önceki görünüşüdür. Dolayısı ile uzayın derinliklerine baktığımızda zaman olarak geriyi gözlüyoruz. Buradan zamanın da bir boyut olarak ele alınabileceği fikri ortaya çıkar. Böylece uzayın üç boyutuna zamanı da ilave ederek elde edilen 4-boyutlu gösterim uzay-zaman olarak isimlendirilir.

Bir yıldızın etrafındaki uzay-zaman iki boyutlu bir uzayda gösterilebilir ve bu uzaya hiper yüzey denir. Şekil - 19'dan görüldüğü gibi yıldızdan uzaklarda uzay-zaman düz fakat cisme yakın yerlerde ise eğridir. Einstein teorisini formüle ettiğinde fikirlerini test edebileceği bir gözlem teklifi getirdi. Güneşin yüzeyine yakın geçen bir ışık huzmesi normal düz yoldan saptırılmalıdır, çünkü ışığın içinde hareket ettiği uzayın kendisi eğridir. Böylece Şekil-20'de görülen güneşe yakın yıldızların yerleri normal durumlarından biraz uzağa kaymışlardır. Bu olay 1919 da güneş tutulması ile kanıtlanmıştır.



**Şekil - 19.** Uzayın çekim eğriliği. Genel rölativiteye göre çekim uzay-zamanı eğriltir. Uzay benzeri hiper-yüzey olarak adlandırılan bu çizim, güneş veya bir yıldız gibi ağır bir cisim etrafındaki uzayın nasıl eğrildiğini gösteriyor. Gölgeyi bölge yıldızın yerini gösterir. Görüldüğü gibi yıldızın yakın yerlerde eğrilik artarken, uzaklarda çekim zayıf olduğundan uzay düzdür.



**Şekil - 20.** Işığın çekimsel sapması. Eğri uzay-zamanı takip ederek gelen ışık ışınları normal yollarından saptırılmalıdır. Einstein tam bir güneş tutulması sırasında görülen yıldızların normal yerlerinden bir miktar kaydığını tahmin etti. Bu sapma ilk kez 1919 tutulmasında gözlemlendi.

Hiper yüzeyler 4-boyutlu eğrilmiş uzay-zamanın uzay kısmı üzerine çekimin etkilerini gösterirken 4. boyut zamana ne olacağı da önemlidir. Genel rölativite, çekimin zamanı yavaşlatacağını ileri sürer. Uzayda çekim kaynaklarından uzaklarda (burada uzay-zaman düzdür), saatler normal hızlarında çalışırlar. Fakat çekim kaynağına yaklaşırken, yani çekimsel eğriliğinin arttığı bölgelere gittikçe saatler normalden daha yavaş işler. Tabii bu etki aynı ortamdaki bir insan tarafından fark edilmez. Çünkü kalp atışları, metabolizma ve hatta beyin içindeki düşünme işlemleri saatin yavaşlamasıyla aynı faktör kadar yavaşlatılmıştır. Bu zamanın yavaşlaması, ancak zamanın normal bir şekilde geçtiği uzak-zamanın düz olduğu yerde bulunan birisiyle haberleşerek fark edilir.

Esasında burada şöyle bir soru sormak gerekir. Neden genel rölativite ile uğraşmaktayız? Diğer bir deyişle niçin eğrilmiş 4-boyutlu uzay-zamanın karmaşık hesaplamalarıyla uğraşıyoruz? Çünkü birçok durumda çekimin bir kuvvet olarak kabul edildiği klasik mekanik (Newton mekaniği) çok iyi sonuçlar vermektedir. Örneğin uzay araçlarının gezegenler etrafındaki yörüngelerinin hesaplamalarında Newton teorisi iyi şekilde çalışmaktadır. Son zamanlara gelinceye kadar, hiç kimse evrende eğri uzay-zamanın bulunduğu yerlerin olabileceğine inanmıyordu. Güneşe veya bir planete yakın, yıldızlar ve galaksiler etrafındaki çekim oldukça az eğridir. Bu nedenle eski Newton mekaniği birçok durumda gayet başarılı olmaktadır. 1960'lı yıllarda astronomlar yıldızların hayat çevrimlerinin anlaşılmasında önemli ilerlemeler kaydettiler. Bu yeni bulgular gösterdi ki çekimin çok şiddetli etkisi altında ölen ağır yıldızlar çok kuvvetli bir biçimde ileriye doğru patlarlar. Bu ağır, ölen yıldızların etrafındaki çekim son derece kuvvetlidir. Bu yıldızlar arkalarında bir delik bırakarak evrenden ayrılırlar.

### 3.5 Kara Delik

Yukarıda gördük ki yıldız ölmeye başlarken kütlesi çok büyük değilse bir beyaz cüce veya bir nötron yıldızı olabiliyordu. Eğer kütle çok büyükse ne olur? Ve bu zaman içindeki madde ne olacaktır? Teori bize söyler ki ölen bir yıldızın çekirdeği (merkezi) çok ağırsa o zaman bir puls şeklinde helyum yanması gelişecektir. Çekim tamamıyla madde üzerinden olacak ve hiç bir şey kalmayınca kadar ezilecektir, böylece yıldız bir kara deliğe dönüşecektir. Buna "kara" denmesi hiç bir ışınımın ondan kurtulamaması, "delik" denmesi de bu cisim civarında uzayın bunun üstüne kapanması nedeniyledir. Esasında böyle çok yoğun bir cismin, kara olması astronomları şaşırtmaz. Çünkü yaklaşık 200 yıl önce Fransız astronom Laplace gösterdi ki eğer bir cisim yeteri kadar ağırsa, bu cisimden artık ışık kaçamaz. Laplace fikirlerini kaçma hızına göre uyguladı. Diğer bir deyişle herhangi bir gökcisminden kaçmak için belirli bir hızı gerektirir. Örneğin arzdan bir uzay aracının kurtulması için 11 km/sn lik bir hız gereklidir. Yine Laplace, arz gibi bir cisim güneşten 250 defa daha büyük olsaydı, (böylece çok ağır olacaktı) o zaman ışık hızında dahi gitse hiçbir şeyin ondan kaçamayacağını hesap etti. Çünkü cismin yüzeyinden yayılan ışık cisme doğru saparak yeniden geriye dönecektir. Kara deliğin etrafında ışığın kaçamadığı bir uzay vardır. Küresel şekilli bu uzayın yarıçapı Schwarzschild yarıçapı olarak bilinir ve değeri

$$R_g = \frac{2GM}{c^2} \approx 3 \left( \frac{M}{M_\odot} \right) \text{ km}$$

dir. Burada  $M$  cismin kütlesi,  $G = 6.67 \times 10^{-11} \text{ N m}^2 \text{ kg}^{-2}$  gravitasyon sabiti ve  $c = 3 \times 10^8 \text{ m/sn}$  ışık hızıdır. Güneş kütleli bir yıldız için bu  $3 \text{ km}$  olur.  $3$  güneş kütleli bir cisim için bu yarıçap  $9 \text{ km}$  'yi aşamaz. Bu yarıçap yıldızın büzülmesindeki minimum yarıçaptır. Işığın salıverilmesi ancak  $R > R_g$  koşulunu sağlayan uzaklıklarda olur. Bu uzaklığı geçemeyen yerlerde ışık yıldızı terk edemez ve yıldızın maddesiyle beraber çekirdeğe (merkeze) düşer. Bu sonucun genel rölativite teorisinden çıkarıldığı sanılmamalıdır, aynı sonuç klasik mekanikten de çıkarılabilir. Biliyoruz ki potansiyel enerji ile kuvvet arasında

$$F = -\nabla V$$

bağıntısı vardır. Eğer buradan çekim kanununu kullanarak potansiyeli bulursak,

$$V = -\int_{\infty}^R \frac{GMm}{r^2} dr$$

veya

$$V = -\frac{GMm}{R}$$

olur. Buradaki eksi işareti potansiyel enerjinin sonlu uzaklıkta negatif ve sonsuz uzaklıkta sıfır olduğunu gösteriyor. Bu ifade  $m$  kütleli bir taneciğin büyük bir gökcisminin yüzeyinde sahip olduğu çekimsel potansiyel enerjisidir. Bu taneciğin bu cismin etkisinden kurtulması için

$$\frac{1}{2}mv^2 = \frac{GMm}{R}$$

olmalıdır veya

$$v^2 = \frac{2GM}{R}$$

olur.  $v=c$  koyarsak

$$R = \frac{2GM}{c^2}$$

bulunur ki buda ışığın kaçamayacağı uzaklığı verir.

Bir yıldız ölmesinden bir  $\tau$  zamanı kadar sonra dışarıdaki gözlemci için görünmez olur.  $\tau$  zamanı başlangıç koşullarına bağlıdır (mesela alıcının hassaslığına) ve büyüklüğü yaklaşık şöyle verilir.

$$\tau \sim \frac{R_g}{c} \approx 10^{-5} \left( \frac{M}{M_{\odot}} \right) \text{ san.}$$



En azından  $M \sim M_{\odot}$  için hızlı bir ayırım olursa da galaksi çekirdekleri için daha geç olur, ve quasarlar için  $M \sim 10^9 M_{\odot}$  olmasına rağmen  $\tau$  astronomik birimlere nazaran ihmal edilebilir. Bununla beraber bir kara deliğin kaybolmadığı söylenemez. İlk olarak hatırlanmalıdır ki çekim alanı tamamen korunur ve  $R \gg R_g$  uzaklıklarında yıldızın çekim potansiyeli yukarıda verdiğimiz  $V = -GM/R$  ile tanımlanır. Böylece bir kara delik bir çift yıldız bileşenedir ve diğer bileşen üzerinde normal bir yıldızken ki aynı etkiyi gösterir. Bu tam kara deliklerin araştırıldığı yerlerdir. Beyaz cüce veya nötron yıldızı olamayacak kadar kütlesi  $3 M_{\odot}$ 'den büyük ve ışınım yaymayan çift yıldızlar araştırılmalıdır. Böyle bir örnek Cyg X-1 (Cygnus X-1) dir. Bu cismin görülmediği söylenemez ama bir kara delik olmaktadır. Gerçekte bir kara deliğin kendisi  $t \gg \tau$  olduğunda görülemez, fakat bu "kara delik" yıldızının üzerine düşen maddeyle ilişkili değildir. Kara deliğe doğru akan madde çekim yarıçapına ( $R \sim R_g$ ) yaklaşırken gazda büyüyen magnetik alanlar ortaya çıkarlar ve böylece parçacıkların bir kısmı ivmelenir. Sonuçta yıldız üzerine yığılan madde ışınım yayınlacaktır (örneğin senkrotron ışınımı) ve bu da gözlenebilir. Yayımlanan ışınım  $P \sim \tau \sim R_g / c \sim 3 \times 10^{-5} - 10^{-4}$  san ( $M \sim 3 - 10 M_{\odot}$  için) gibi yarı-periyodik bir değişkenlik göstermesiyle fark edilir.

Prensip olarak sadece normal bir yıldız değil, aynı zamanda daha ağır bir cisim de (bir quasar veya galaktik çekirdek gibi) bir kara delik haline gelebilir. Özellikle galaksimizin ve diğer bazı galaksilerin merkezlerinin kara delik olabileceği görüşü oldukça yaygındır. Örneğin M87 Galaksinin merkezinde çok ağır bir cismin olduğu, X-ışını yayınlarından ve galaksideki yıldızların hareketinden ortaya çıkabilir. Yine Centaurus A galaksisinden X-ışını yayını olması merkezde bir kara deliği gösterebilir. Bütün bu durumlarda x-ışınları senkrotron ışınımı nedeniyledir.

#### 4. X-IŞIN ASTRONOMİSİ (100 eV < E<sub>x</sub> < 10 eV)

X-ışın astronomisi 1949 yılında Güneş'ten gözlenen X-ışınları ile başladı. Diğer bazı gök cisimleri de X-ışın kaynağı olabilirdi. Nitekim 1962 'de bunun doğruluğu Scorpio takımyıldızının içindeki oldukça parlak bir kaynağın yani Sco X-1 'in bulunmasıyla doğrulandı. X-ışın kaynaklarının gökyüzündeki dağılımı 1962 'den sonraki yıllarda fırlatılan uydularla araştırıldı. En parlak X-ışını kaynakları Samanyolu'nda yer alırken, daha sönük kaynaklar gökyüzünde daha düzenli olarak dağılmışlardır. Birinci gruptakiler " Galaktik X-ışın Kaynakları " ve ikinciler de " Galaksi Dışı X-ışını kaynakları " olarak isimlendirilir. Yumuşak X-ışını: 0.1 – 4 KeV Sert X-ışını: 2 - 25 KeV

##### 4.1 Galaktik X-ışın Kaynakları

Bu kaynaklar galaktik merkeze (Samanyolu 'nun merkezine) doğru yoğunlaşmakta ve az bir miktar da Cygnus bölgesinde toplanmaktadır. Cygnus bölgesindeki bu toplanma Güneş 'in üzerinde bulunduğu spiral kolda bir kaynak konsantrasyonuna işaret etmektedir. Bir X-ışın kaynağının ışınımı, gözlenen X-ışın akısından kaynağa olan uzaklık biliniyorsa bulunabilir. Bunu bir örnekle açıklayalım. Sagittarius bölgesindeki en parlak kaynaklardan yaklaşık 1 X-ışın fotonu / cm sn de gözlenmektedir. Her X-ışını fotonu 1 KeV enerji (=  $1.6 \times 10^{-9}$  erg ) aralığında bir enerjiye sahiptir. Örneğin, X-ışın fotonunun ortalama enerjisi 2.5 KeV olarak alınırsa, Dünya atmosferinin tepesine düşen enerji akısı  $4 \times 10^{-9}$  erg olacaktır. Bu akıyı F ile gösterirsek, L' de X-ışın kaynağının ışınımı olmak üzere,

$$F = \frac{L}{4\pi d^2}$$

Burada  $d$  kaynağa olan uzaklıktır. Galaktik merkezdeki bir kaynağın bize uzaklığı  $d = 10$  kpc =  $3 \times 10^{22}$  cm alınarak  $4 \times 10^{-9}$  erg/cm sn lik bir akı,  $5 \times 10^{37}$  erg/sn'lik bir ışınımına denk olmaktadır. Böylece, tipik bir X-ışın kaynağı Güneş'in toplam olarak verdiği X-ışınlarından yaklaşık 10000 kez daha fazla ışınımlıdır ( $L_{\odot} = 3.8 \times 10^{33}$  erg/sn). Galaktik boylamı sıfıra yakın olan X-ışın kaynakları galaksimizde en parlak X-ışınımı veren kaynaklardır. Bunlar dışında Her X-1 ve Sco X-1 gibi bize daha yakın olan kaynaklar bile  $10^{35}$  -  $10^{36}$  erg/sn 'lik X-ışınları ile X-ışını dalga boylarında Güneş'ten çok daha parlaktırlar. Galaktik X-ışın kaynaklarının, galaksimizde bir bütün olarak verdikleri toplam X-ışınımı miktarını bulalım. Daha sonra bu sayıyı görünür bölgede integre edilmiş galaktik ışınım ile karşılaştıralım. Kabaca galaksimizde 200 kadar X-ışın kaynağı barındığını farzedelim. Her birinin ortalama ışınımı  $10^{37}$  erg/sn olursa, toplam olarak  $200 \times 10^{37} = 2 \times 10^{39}$  erg/sn 'lik bir X-ışınımı elde ederiz. Diğer taraftan, yine bilmekteyiz ki galaksimiz toplam  $10^{11}$  tane optik ışınım veren kaynaktan oluşmuştur. Her birinin optik ışınımı içinde örneğin  $10^{33}$  erg/sn değerini alırsak, toplam görünür bölge ışınımı için  $10^{44}$  erg/sn 'lik bir optik ışınım bulmaktayız. Böylece şunu görüyoruz ki galaksimizi bir bütün olarak ele aldığımızda onun X-ışın dalgaboylarındaki ışınımı toplam enerji yayılımının ancak  $1/10^5$  'i kadar küçük bir değerdedir.

#### 4.2 Galaksimiz Dışı X-Işın Kaynakları

Galaksi dışı cisimler içinde sadece büyük ve küçük Megellan bulutları ve Andromeda Nebulası (M31) çıplak gözle görülebilirler. Diğer galaksiler sönük olduklarından gözlemlenebilmeleri için teleskop gereklidir. M31'in ilk x-ışın uydusu olan Uhuru ile yapılan X-ışını gözlemleri galaksimizden yaklaşık iki kez daha fazla X-ışınımına sahip olduğunu göstermiştir. M31'in Samanyolu'ndan kütlece yaklaşık iki kat daha büyük olduğu kabul edildiğine göre bunun x-ışını özelliklerinin galaksimize çok benzer olduğu sonucu ortaya çıkmaktadır. Diğer taraftan, Centaurus A adlı bir başka galaksi ise bizden 4 Mpc ötede olup, M31 galaksisinden yaklaşık 6 kez daha uzakta yer almaktadır. Eğer Centaurus A da M31'e benzer bir x-ışını yayınladığı kabul edilirse, M31'den 6 defa daha uzak bir mesafede olduğuna göre ondan tam 36 defa daha sönük bir ışınımı olacaktı ki gözlenen M31'den 100 kez daha fazla ışınım değeri ile uyuşmamaktadır. Böylece galaksimiz dışı bazı x-ışını kaynaklarının galaksimizin sahip olduğu toplam x-radyasyonundan çok daha fazla ışınımlı oldukları ortaya çıkar. Buradan şu sonuca da varılabilir: galaksimiz dışı x-ışını kaynakları olarak tanımlanan bu tür yüksek ışınımlı kaynaklar, anormal aktivite gösteren galaksiler olabilecekleri gibi bu galaksileri oluşturan pek çok sayıdaki galaksi kümelerinin merkezlerini de oluşturabilirler. NGC 4151 galaksisinde de bir x-ışın kaynağı bulunmuştur. Diğer bir örnek 3C 273 dür. Bu da bir x-ışın kaynağı olup, bir kuasardır. Diğer galaksi dışı x-ışın kaynakları genellikle galaksi kümelerinin merkezlerinde gözlenmiştir. Coma Berenices kümesinin merkezinde genişlemiş bir x-ışın kaynağı mevcuttur. Aynı şekilde Virgo ve Perseus kümelerinde de genişlemiş x-ışın kaynakları gözlenmiştir.

### 4.3 Gözlemsel Metotlar

X-ışın astronomisinde tüm gözlemler dünya atmosferinin üstündeki platformlardan yapılmaktadır. Örneğin 0.2 - 25 KeV enerji aralığında yapılması istenen gözlemler yerden yükseklikleri 120 km olan yerlerden yapılmak zorunludur. Bunun nedeni, atmosferi oluşturan gazların bu yüksekliğin altındaki mesafelerde kuvvetli bir emici özelliğe sahip olmalarıdır. Bu tür gözlem 120 km yükseklikte 4–5 dakika kalabilen roketlerle yapılabileceği gibi, uydular vasıtasıyla da yapılabilmektedir. Böyle bir x-ışın gözlem uydusu 500 km yükseklikte bir kaç yıl süreyle yerin etrafında yörüngede kalabilecek şekilde yapılmıştır. Daha büyük yükseklikler uygun değildir. Çünkü daha büyük yüksekliklerde Dünyanın radyasyon kuşağı adı verilen tabakalar devreye girip, bu kuşak içindeki elektrik yüklü atomik parçacıklar uydunun üzerindeki X-ışın dedektörlerinde zemin radyasyonunda bir artış gözlenmesine, dolayısı ile X-ışın miktarında bir artışa neden olur. 0.2 -25 KeV enerji aralığındaki X-ışınlarına duyarlı dedektörlerden en çok kullanılanı orantılı sayıcılarıdır. Bu dedektörde Xe, Ar veya Ne gibi asal gazların karışımı kullanılır. 30 KeV'in üzerindeki enerjilerdeki x-ışınları Sintilasyon sayıcıları ile dedekte edilir. Diğer bir yüksek enerjili x-ışınları için kullanılan dedektörde, Katı hal dedektörüdür.

### 4.4 X-ışınlarının Yayınım Mekanizması ve Kaynak Tayfı

Çeşitli astronomik cisimlerden yayınlanan x-ışınları için çeşitli mekanizmalar ortaya atılmış olup, başlıca üç grupta toplanabilir. Sıcaklıkları bir kaç milyon derece kelvine varan cisimlerden yayınlanan termal radyasyon, bir manyetik alan içinde hareket eden yüksek enerjili kozmik ışın elektronlarının senkrotron radyasyonu ve mikro dalga fotonları ile çarpışan kozmik ışınların oluşturduğu ters Compton saçılması belli başlı mekanizmalardır. Termal radyasyon, ya optik olarak ince bir gazdan yayınlanan Bremstrahlung radyasyonu ya da optik olarak kalın bir cisimden yayınlanan kara cisim ışınımı olabilir. Gözlenen tayflar genelde şu özellikleri gösterirler:

- Düşük enerji aralıklarına doğru keskin bir kıvrılma,
- Ya güç-kanunu (power-law) modeline uygun olarak ya da exponansiyel olarak artan enerji ile azalan bir devamlı tayf.

Bunlardan, düşük enerjilerdeki keskin kıvrılma, görüş doğrultusunda mevcut olan soğuk materyalce bir emilmeyi işaret eder. Artan X-ışın enerjisi ile güç kanunu modeline göre sürekli tayfındaki düşme, genellikle bir güç kanunu tayfına sahip elektronlarca hasıl edilmiş bir senkrotron veya ters kompton mekanizmasının varlığını gösterir. Artan X-ışın enerjisi ile exponansiyel olarak düşme gösteren sürekli bir tayf ise X-ışınlarının termal bir işlemle üretildiğini gösterir. Şimdi yukarıdaki mekanizmaları daha ayrıntılı görelim.

#### a-) Termal Bremsstrahlung Radyasyonu

$10^7$  K'nin üzerindeki sıcaklıktaki gazlar, optik olarak ince iseler bremsstrahlung radyasyonu yayınlırlar. Optik olarak incenin anlamı gazın kendi radyasyonunu emebilmesi için yeterli derecede kalın ve yoğun olmadığıdır. Sıcak bir gaz başlıca üç işlemle ışınım yayabilir: Bremsstrahlung, bağlı-bağlı yayınım ve serbest-bağlı yayınım. Son iki işlemde elektronlarının bir kısmı bir çekirdek etrafındaki yörüngede bağlı kalan atomlar söz konusudur.  $10^7$  K 'deki gazlar tamamen iyonize olmuş plazmalar olduğundan, burada düşünülmesi gereken başlıca yayınım mekanizması Bremsstrahlung ışınımı olmalıdır.

Bremsstrahlung ışınımı serbest-serbest bir radyasyon olup bir plazmadaki Coulomb çekim alanından geçen elektronlarca yayınlanır.

### **b-) Karacisim Radyasyonu**

Optik olarak kalın, sıcak bir cisim bir kara cisim ışınımı yayınlar. Çünkü optik kalın bir cisim için spektrum salmadan olduğu gibi emilmeden de etkilenir. Sıcak bir nötron yıldızı böyle bir kara cisim tayfına sahiptir. Kara cisim radyasyonunun tayfsal formu sadece yayınlayıcının T sıcaklığına bağlıdır. Planck kanununa göre tayf

$$\pi B_\nu = \frac{2\pi h \nu^3}{c^2 \left( \exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1 \right)}$$

dir. Burada  $\pi B_\nu$  birim frekans genişliğinde, birim zamanda ve birim alandaki enerji,  $\nu$  yayınlanan fotonun frekansı ve  $c$  ışık hızıdır. Birim zamanda birim alan başına yayınlanan toplam enerji ise

$$\pi B = \sigma T^4$$

olup  $\sigma$  Stefan sabitini göstermektedir. Maksimum yayınım olduğu noktadaki foton frekansı şu formülle verilir.

$$\nu \cong \sigma T^4$$

### **c-) Senkrotron Radyasyonu**

Bu tür bir radyasyon relativistik elektronların bir manyetik alan içinde ivmelenmeleri sonucunda oluşur. Senkrotron radyasyonu normal olarak başlıca iki gözlemsel özelliklerle tanımlanır:

- i) Radyasyon lineer olarak polarize olmuştur.
- ii) Radyasyon tayfı  $I(\nu) = K \nu^{-\alpha}$  şeklindeki bir güç kanunu ile belirlenir.

Radyasyon polarize olmuştur çünkü elektronlar sadece manyetik alanla doğru açı yaptıklarında ivmelenirler ve dolayısıyla da polarize olmuş radyasyonun elektrik vektörü elektronun ivmelenme yönündedir. Tayfın güç kanunu biçiminde oluşu ise kozmik ışınların enerji tayfının yine güç kanunu tabiatlı olmasından kaynaklanır.

### **d-) Ters Compton İşlemi**

Daha önce söylediğimiz gibi, ters compton radyasyonu relativistik bir elektronun enerjisi küçük fotonla çarpışması sonucunda oluşur. Düşük enerji fotonun frekansı  $\nu_1$  ve hasil olan fotonun frekansı  $\nu_2$  ise bu iki büyüklük birbirine şöyle bağlıdır:

$$\nu_2 \cong \gamma^2 \nu_1 = \frac{\nu_1}{\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)}$$

X-ışınlarının üretimi söz konusu olduğunda başlıca iki düşük enerji foton kaynağı düşünülebilir. Frekansı  $n = 6 \times 10^{10}$  Hz olan yıldız ışığı fotonlarının  $g = 35$  lük elektronlarla etkileşmesi sonucu 4 KeV'lik veya başka bir deyişle  $10^{18}$  Hz lik x-ışınları üretilir. Frekansı  $5 \times 10^{14}$  Hz olan mikrodalga zemin fotonlarının  $g = 5000$  lik elektronlarla etkileşmesi de aynı değerde (yani 4 KeV lik) X-ışınları üretilir.