

YILDIZLARIN ÖLÜMÜ

Şu anda yıldızları ölüm evresine kadar getirmiş bulunuyoruz. Anakol sonrası evrim sürecinin, yıldızların ölümü ve daha sonraki hali olan yıldız cesetlerinde son bulunduğunu söylemiştik. Bu bölümde, ayrıntılı olarak yıldızların şiddetli ölümleri ve; beyaz cüceler, nötron yıldızları ve kara delikler gibi üç ilginç "ceset" türü ele alınacaktır. Yıldızların bu son evreleri sonsuza kadar öyle kalır. Kendilerini değiştirmeleri çok nadir görülen olaylardır.

Cesedin türü, ölüm zamanındaki kütlesi ile belirlenmektedir. Bu kütle, yıldızın ana-koldaki kütlesinden küçüktür; çünkü bir kırmızı dev evresindeyken, ve/veya bir süpernova patlamasından hemen önce, veya bir gezegenimsi bulutsu oluşumundan hemen önce anakoldaki kütlesinin belli bir kısmını kaybetmiştir. Üç tür yıldız cesediyle karşılaşırız: Beyaz cüce (kütlesi $<1.4M_{\odot}$), nötron yıldızı (kütlesi $1.4M_{\odot}$ ile $3M_{\odot}$ arasında) ve kara delik (kütlesi $>3M_{\odot}$). Anakol üzerinde bulunurlarken bunların kütleleri haliyle daha büyük olacaktır.

17.1 BEYAZ CÜCELER VE KAHVERENGİ CÜCELER

Beyaz cücelerin tamamı, yıldızın kütlesine bağlı olmak şartıyla, kırmızı dev yıldızlardan evrimleşirler. Güneşimize benzeyen bir yıldız için [Bölüm 16.3(b)], karbon çekirdeğinin büzülmesi, karbonu yakacak kadar yeterince yüksek sıcaklık sağlamaz. Çekirdek yüksek derecede sıkışmış bir hale gelinceye kadar büzülecek ve artan sıcaklık kabukta helyum yanma oranını artıracaktır. Yıldız, dıştaki katmanlarını atana kadar zonklar/pulsasyon yapar. Zarf, çekirdekten ince bir katman olarak ayrılmaya başlar, genişler ve soğur. Bu süreç bir gezegenimsi bulutsu meydana getirir (Şekil 17.1 ve Bölüm 18). Zarfını kaybeden çekirdek; artık sıcak, yoğun bir yıldız -bir beyaz cüce- olarak ortada kalır.

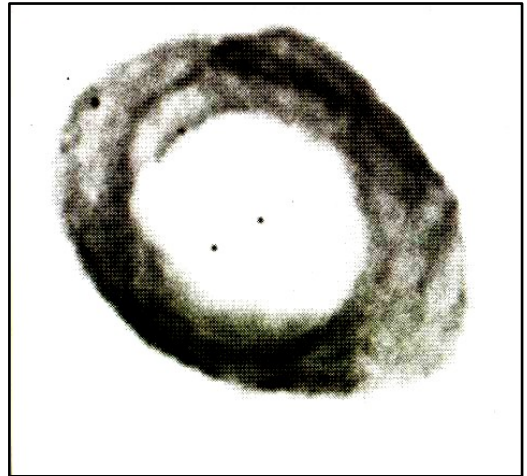
Düşük kütleli yıldızlarda, çekirdekteki düşük sıcaklıktan dolayı helyum yanması önemsiz olabilir. Böylesi yıldızların, zarf atma evresine girmeden bile, çekimsel olarak büzülmeye devam ederek beyaz cüce olmaları mümkündür. Daha büyük kütleli yıldızlar güçlü yıldız rüzgarı nedeniyle veya bir çift sistemin bileşenleri arasındaki kütle alış veriş nedeniyle, kütle kaybına uğrayarak [Bölüm 12.4(c)] beyaz cüceler olarak hayatlarını

sonlandırabilirler. Bir çok beyaz cüce, daha büyük ve daha kütleli yıldızların sönük bileşenleri olarak görülebilmektedir. Örneğin Sirius B ve 40 Eridani B gibi.

Kırmızıöte ve radyo teleskoplar, orta kütleli yıldızların kırmızı devden beyaz cüceye doğru evrimleşirken güçlü yıldız rüzgarları aracılığıyla kütle kaybettiklerini göstermektedir. Soğuk yıldızlardan çıkan rüzgarlar tozlu bir yapıdadır ve bundan dolayı bu rüzgar yıldızın optik görüntüsünü gizler. Gözlemler (Şekil 17.2), dışa doğru olan böyle madde atımlarının, bir eksen boyunca iki yönlü madde atımı şeklinde, yani iki kutuplu yapıda olduğunu göstermektedir. Yıldızın kendisi bir toz disk tarafından gizlenmiştir. Bu disk, dışa doğru olan madde akımını yönlendirir. Atılan bu madde, çevredeki ortamda şokdalgalarını oluşturacak kadar hızla (yaklaşık 200 km/s lik hızlarda) hareket eder. Bu yapıdaki yıldız, evriminin en sonunda bir gezegenimsi bulutsuya dönüşerek hayatını sona erdirir.

Gözlemsel veriler, kütlesi $M \leq 7M_{\odot}$ olan anakol yıldızlarının yaşamlarını beyaz cüceler olarak bitirdiklerini göstermektedir. Aslında düşük ve orta kütleli yıldızlar, AGB (asimtotik dev kolu) üzerindeyken, yozlaşmış (dejenere olmuş) bir çekirdeğin büyüüp gelişmesiyle beyaz cüceye dönüşürler. Isısal helyum flaşından sonra, yoğun çekirdeği ortaya çıkaracak şekilde büyük kütle kaybı meydana gelmelidir.

Geriye kalan beyaz cücenin türü, atasının kütlesine bağlıdır. $0.5M_{\odot}$ veya daha az kütleli yıldızlar çekirdeğinde helyumu ateşleyemeyecek ve bu nedenle helyum beyaz cücelerini oluşturamayacaklardır. Kütleleri $0.5-5M_{\odot}$ arasında olan yıldızlar çekirdeklerinde karbonu



Şekil 17.1: Lyrae (Çalgı) Takımyıldızındaki Halka Bulutsusu (M57), bir kırmızı devin atmosferinin atılmasıyla oluşmuştur. Merkezde görünen beyaz cüce yıldız, sürekli soğuyacaktır. (Resim negatiftir.)

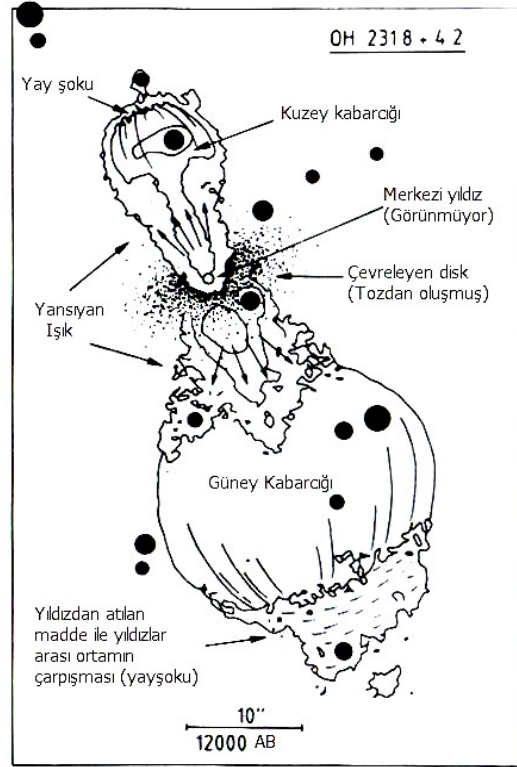
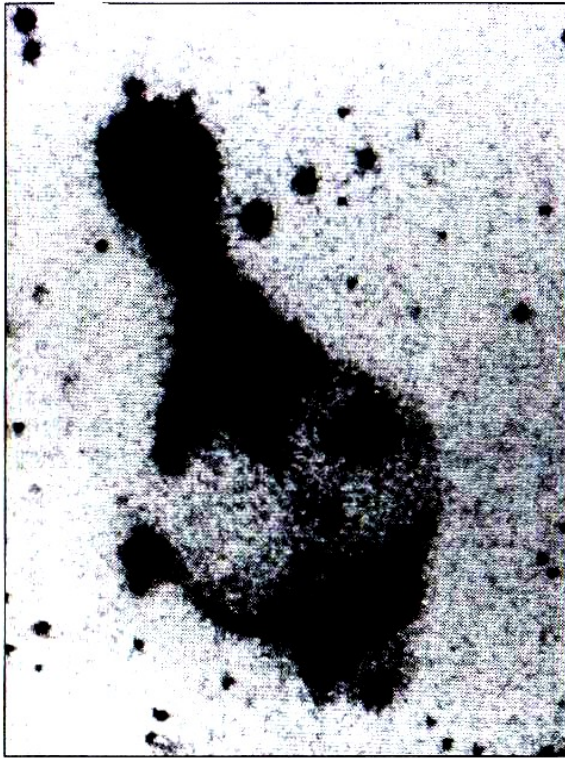
ateşleyemeyecek ve böylece karbon-oksijen beyaz cücelerini oluşturacaklardır. Kütleleri $5-7 M_{\odot}$ arasında olan yıldızlar ise karbonu yakacak ve oksijen-neon-magnezyum beyaz cücelerini oluşturacaklardır.

(A) FİZİKSEL ÖZELLİKLER

Beyaz cüceler çok yoğun olduklarından dolayı, yıldız maddesi artık olağan bir gaz gibi davranmaz. O kadar yoğundur ki elektronlar rasgele hareket edemezler. Bu nedenle, elektronların hareketleri, diğer elektronların yaklaşmasıyla ortaya çıkan sıkışma ile idare edilir. Bazı elektronlar hala çok büyük hızlarda hareket edebilirler ama hızlarını normal bir gazda olduğu gibi çarpışmalarla değiştirmezler. Elektronlar, sadece yörüngelerini diğer elektronların yörüngeleri ile değiştirerek hız değiştirebilirler. Kuantum mekaniği yasalarına dayanılarak Pauli ilkesi uygulanırsa; herhangi bir anda, verilen bir hacimde,

yozlaşmış gazda elektronlar çekirdeklerin etrafındaki ortamlarda aşağı yukarı uniform bir şekilde dağılmışlardır. Çekirdekler ise aralarında düzenli boşluklar kalacak şekilde dağılmışlardır ve basınç arttıkça, birbirlerine göre daha sıkı yerleşirler. Tıpkı kristal bir kafesi andırırlar ("lattice" yapı). Bu koşullar altındaki madde, bir gazdan daha çok bir katıya benzer.

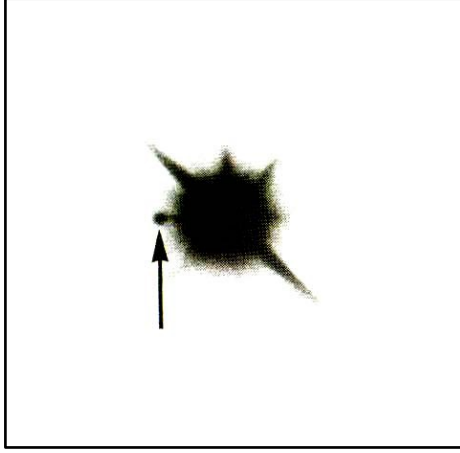
Bu yüksek yoğunluğun nedeni, mevcut tüm nükleer enerjinin harcanması ve yıldızın dejenere elektron basıncı tarafından durduruluncaya kadar çekimsel olarak büzülmesidir. Hidrostatik denge ve dejenere elektron gazın doğasına bağlı olan yıldız yapısının getirdiği sınırlamalardan dolayı sadece, kütlesi $1.4M_{\odot}$ 'den (Chandrasekhar limiti) daha küçük olan yıldızlar kararlı beyaz cüceler olabilirler. Beyaz cücelerin bütün tuhaf özellikleri, dejenere maddeden oluştukları gerçeğine bağlanabilir. Ana sorun, kütle-yarıçap bağıntısıdır. Bir beyaz cücenin



Şekil 17.2: Evrimleşmiş bir kırmızı devden (bir AGB yıldızı) yayılan güçlü yıldız rüzgarı. Soldaki negatif görüntü, gazın dışa akan rüzgar tarafından uyarıldığını göstermek için bir H_{α} filtresi ile alınmıştır. Sağdaki şekil, dışa akışın çevresel madde ile etkileşiminin sematik bir gösterimidir. Resmin altındaki ölçeğe dikkat ediniz.

zıt spinlere sahip olan sadece iki elektron verilen bir enerjide bulunabilir. Sıkışık yerleşmeden dolayı az boşluk mevcuttur ve bir elektron için izinli, olası hızların veya enerjilerin sayısı daha azdır. Böyle bir maddeye, yozlaşmış (dejenere olmuş) elektron gazı denir. Böyle

kütlesi büyüdükçe onun boyutu daha da küçük olmaktadır. Buna karşın anakol yıldızlarında daha büyük kütleli olanların yarıçapları da büyük olmaktadır (Nedenini hatırlıyor musunuz?). Şimdi beyaz cücelerin kütle-yarıçap bağıntısını araştıralım.



Şekil 17.3: Ok ile gösterilen ve bir beyaz cüce olan Sirius B, Sirius A yıldızının (parlak olan) çekimsel bileşenidir. (Resim negatiftir)

Tamamen yozlaşmış (dejenere olmuş), rölativistik olmayan maddenin basıncı ile yoğunluğu arasındaki bağıntı,

$$P = K\rho^{5/3} \quad (17.1)$$

dir. Burada K bir sabittir (Rölativistik bir gaz için $P \propto \rho^{4/3}$). Bu eşitlik, böyle bir maddenin (beyaz cücenin) hal denklemini ifade eder. Buna karşın ideal bir gazın hal denklemini,

$$P = nkT$$

veya

$$P \propto \rho T$$

dir. Şimdi hidrostatik dengeden

$$P \propto M^2/R^4$$

yazılabilir. Bu sonuç herhangi bir yıldız uygulanabilir. O zaman, yukarıdaki hal denklemini yoğunluk denkleminde kullanarak,

$$\rho \propto M/R^3$$

ve

$$P \propto \rho^{5/3} \propto M^{5/3}/R^5$$

elde ederiz. Şimdi

$$P \propto M^2/R^4$$

kullanırsak

$$M^2/R^4 \propto M^{5/3}/R^5$$

ve buradan

$$R \propto 1/M^{1/3}$$

elde edilir. Eğer dejenere maddede, rölativistik olmayan gaz için hal denklemini kullanırsak,

$$R = 4\pi K/[G(4/3\pi)^{5/3}M^{1/3}] \quad (17.2)$$

elde ederiz. Bu kütle-yarıçap bağıntısı, M 'nin büyüdükçe R 'nin küçüleceğini göstermektedir. Bu sonuç bizi beyaz cücelerin bir maksimum kütle limitine sahip olabileceklere düşüncesine (yani Chandrasekhar kütle limitine) götürmektedir.

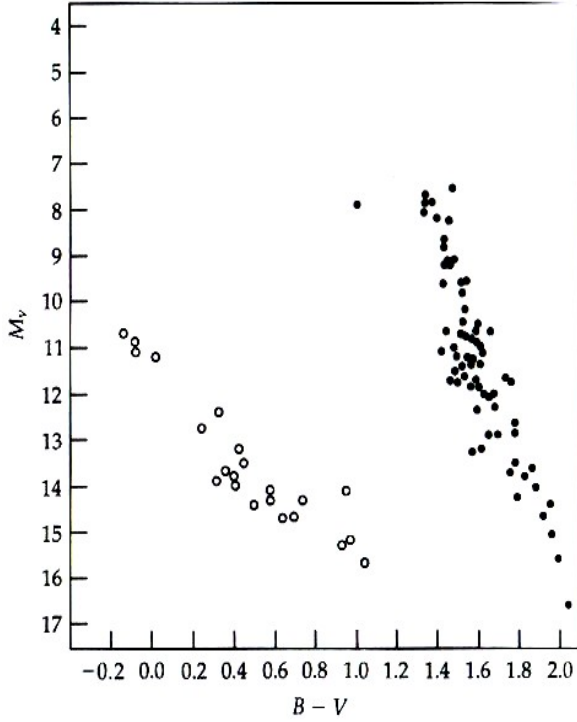
Genellikle, beyaz cücelere ilişkin kütlelerin çoğu, dolaylı olarak fotometrik ve tayfsal yöntemlerle belirlenmektedir. Uzaklıkları (yani paralaksı) bilinen yıldızların, etkin sıcaklık ölçümünden kütle bulabiliriz: Etkin sıcaklık ölçümünden elde edilen yarıçap değeri kullanılarak herhangi bir (17.2 denkleminin gibi) kütle-yarıçap bağıntısından kütle hesaplayabiliriz. Uzaklıklar bilinmediğinde yüzey çekim ivmesi g 'yi bulmak için, spektrofotometrik gözlemler ile birlikte model atmosferleri kullanabiliriz. Yine kütle-yarıçap bağıntısını uygulayarak, elde edilen g değerinden bir kütle bulabiliriz. Tüm bu yöntemlerden elde edilen beyaz cücelere ait ortalama kütle değeri $0.6M_{\odot}$ 'dir.

Beyaz cüceler, kendi ısısal enerjileri ile ışınım yaparlar. Yozlaşmış (dejenere olmuş), izotermal (eş sıcaklıklı) çekirdeğin artık ısısı, ince, dejenere olmamış zarfın (yıldızın atmosferi) içinden geçerek uzaya kaçarken, yıldız soğur. Sıkışma ile serbest kalan çekimsel enerji ışınım gücüne katkıda bulunmaz. Bu enerji daha çok, dejenere olmuş elektronları daha yüksek enerji düzeylerine geçmeye zorlar. Buradan "soğuma zamanı" olarak tanımlanan beyaz cücenin yaşı ile ışınım gücü arasındaki bağıntı,

$$t_{\text{soğuma}} \propto L^{-5/7}$$

şeklinde verilir. O halde beyaz cüce yaşlandıkça daha yavaş bir şekilde soğumaktadır.

Soğuma zamanına ilişkin kaba bir kestirimi şöyle yapabiliriz. Toplam ısısal enerji $N(3/2kT)$ 'dir. Burada N , yıldızdaki toplam parçacık sayısıdır. $0.8M_{\odot}$ kütleli bir yıldızın karbondan oluştuğunu ve 10^7 K'lik bir ortalama iç



Şekil 17.4: Güneş'ten 100 pc uzaktaki yıldızların mutlak görsel parlaklığı ve B-V renk diyagramı. Cüce kırmızı yıldızlar sağdaki şeritte, yozlaşmış (dejenere olmuş) cüceler soldaki şeritte bulunmaktadır.

sıcaklığa sahip olduğunu varsayalım. O zaman toplam ısısal enerjisi yaklaşık 10^{40} J ve toplam ışınım gücü $10^{-3} L_{\odot}$ (sabit bir ışınım gücünde) olan yıldız;

$$t_{\text{soğuma}} = E_{\text{ısısal}}/L \\ \approx 10^{40} \text{ J}/(10^{-3})(3.8 \times 10^{26} \text{ J/s}) \approx 10^9 \text{ yıl}$$

olan bir ısısal ömre yani hayat süresine sahip olacaktır. Böylece, bir beyaz cücenin bir kara cüce olana kadar soğuması için bir kaç milyar yıl geçer.

(B) GÖZLEMLER

1862 de Amerikan optikçi Alvan Clark, Sirius A'nın sönük bileşeni Sirius B'yi gözledi (Şekil 17.3). Daha sonra bu yıldızın bir beyaz cüce olduğu bulundu. Sirius B bir çift sistemin üyesi olduğundan, kütlesi Kepler'in üçüncü yasası (Bölüm 12.2) kullanılarak duyarlı bir şekilde hesaplanabilir. Bu hesap Sirius B'nin kütlesi için yaklaşık $1.05 \pm 0.03 M_{\odot}$ olan bir değer vermektedir. Bu yıldız yaklaşık $10^{-3} L_{\odot}$ 'lik ışınım gücüne ve yaklaşık 29500 K'lik yüzey sıcaklığına sahiptir. Böylece $L=4\pi R^2\sigma T^4$ 'den yarıçap $7 \times 10^{-3} R_{\odot}$ olarak belirlenir. Sirius B, yaklaşık $3 \times 10^9 \text{ kg/m}^3$ 'lük bir ortalama yoğunluğa sahiptir. Rastlantı sonucu, Canis Minor takım yıldızı-

nın en parlak yıldızı Procyon'un da bir beyaz cüce birleşeni olduğu bulundu. Bu bileşenin varlığı 1862'de, Procyon'un uzay hareketinden tahmin edildi ve 1882'de de gözlemlendi. Procyon B adı verilen bu yıldız, yaklaşık $0.68 M_{\odot}$ 'lik kütleyle sahiptir. Bir çift sistemde bulunan 40 Eri B yıldızı ise $0.43 \pm 0.02 M_{\odot}$ 'lik bir kütleyle sahiptir. Çift sistemlerde bulunan beyaz cücelerinin kütlelerinin tek beyaz cücelerinkine ile aynı olduğu görülmektedir.

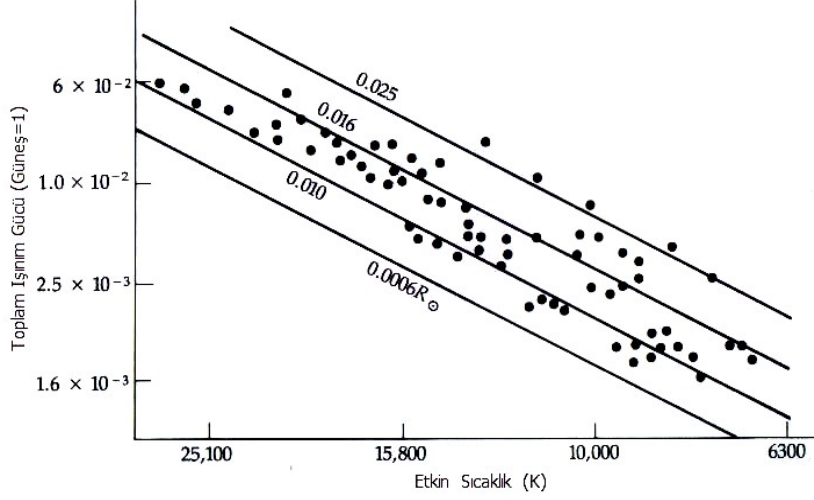
Gerçekte, Güneş civarındaki sönük yıldızların dikkatli bir incelemesi yapılırsa, bu yıldızların büyük bir kısmının yozlaşmış (dejenere olmuş) cüceler oldukları görülür. Bu yıldızlar yakında olduklarından aynı zamanda büyük öz hareketlere sahiptir ve ölçümlerde bunun etkisi de ortaya çıkar. Beyaz cüceler çok sıcak olduklarından, kırmızı cüce yıldızlardan çok daha mavidirler, bu nedenle onlardan kolayca ayırt edilebilirler (Şekil 17.4).

Beyaz cüceler iki genel sınıfta bulunmaya eğilimlidirler: Tayflarında şiddetli hidrojen çizgileri gösteren beyaz cüceler ve şiddetli helyum çizgileri gösteren beyaz cüceler. Şiddetli hidrojen çizgilerine sahip olan beyaz cüceler DA sınıfına konulmaktadır; cüce için D ve A yıldızlarınınkine benzeyen tayflarından dolayı da A harfi kullanılır (tayflarındaki en şiddetli çizgiler hidrojen Balmer çizgileridir). B tayf türü yıldızları andıran helyum çizgilerini gösteren beyaz cüceler ise, bu özelliklerinden dolayı DB türü olarak isimlendirilirler. Tayflarında hiçbir çizgi göstermeyen diğer beyaz cüceler ise DC sınıfına konulurlar. Burada C, sürekliliği ifade etmektedir. Tayf çizgileri yıldızın atmosferini belirtir. Şiddetli hidrojen çizgilerine sahip olan beyaz cüceler ince bir hidrojen atmosferine sahip olabilirler ama iç kısımları, karbon, helyum veya nükleer süreçlerin diğer ürünlerinden oluşan bir çekirdekten meydana gelmektedir.

Güvenilir gözlemsel verilere sahip DA beyaz cücelerine ilişkin bir H-R diyagramı (Şekil 17.5); (1) DA beyaz cücelerinin 6000 K'den 31000 K'e kadar olan bir sıcaklık aralığındaki kol boyunca bulduklarını, ve (2) H-R diyagramında çizilen sabit yarıçap çizgilerine paralel şekilde dizili olduklarını göstermektedir ($L=4\pi R^2\sigma T^4$ olduğunu hatırlayın. Eğer R sabit tutulursa L; T'nin yüksek olduğu yerde yüksek ve T nin düşük olduğu yerde düşük olacaktır). Bu yıldızların ortalama yarıçapı $0.013 R_{\odot}$ 'dir. Beyaz cücelerinin fiziksel özelliklerine ilişkin tipik değerlere göre, kütle $0.7 M_{\odot}$, yarıçap $0.01 R_{\odot}$ ($7 \times 10^6 \text{ m}$) ve yoğunluk 10^9 kg/m^3 civarındadır.

(C) BEYAZ CÜCELER VE GÖRECELİK (RÖLATİVİTE)

Beyaz cüceler oldukça yüksek yoğunluğa sahiptirler. Yüzey çekim ivmeleri, tayflarında çekimsel kırmızıya kayma oluşturacak kadar büyük olduğundan, bu sayede



Şekil 17.5: Sıcaklıkları ve ışınım güçleri iyi bilinen DA beyaz cücelerin H-R diyagramı. Çizgi-ler sabit yarıçaplı yıldızları göstermektedir.

beyaz cücelerde genel görecelik kuramı sınanabilmiştir. Çekimsel kırmızıya kayma, ışık daha güçlü bir çekim alanından daha zayıf bir çekim alanına hareket ettiği zaman oluşur. Foton $E=mc^2$ olan bir eşdeğer kütleyle sahip olduğundan ve çekim alanı onu etkileyeceğinden, hareket ederken iş yapmalıdır. Böyle bir durumda, normal bir parçacık (çekimsel potansiyel enerji kazanırken) kinetik enerjisini kaybeder ve yavaşlar. Bununla beraber fotonlar yavaşlayamazlar. Onlar mutlaka ışık hızı ile hareket ederler. Yavaşlama yerine fotonun enerji kaybı, onun frekansında azalma (dalgaboyunda artış) şeklinde ortaya çıkar yani, kırmızıya kayma olarak görülür. Çünkü $E=h\nu$ 'dür.

Bir yıldızın oluşturduğu çekimsel kırmızıya kayma, onun kütesinin yarıçapına olan oranına bağlıdır. Bu oran büyüdükçe çekimsel kırmızıya kayma büyür. Kırmızıya kaymayı hesaplamak için bir kütleli terk edip sonsuz giden bir foton düşünelim. Toplam enerjisi

$$TE = PE + KE = \text{sabit}$$

ama, başlangıçta $PE < 0$ ve sonsuzda $PE = 0$ 'dir. Öyle ki,

$$KE_{\text{son}} = KE_{\text{ilk}} + PE_{\text{ilk}} < KE_{\text{ilk}}$$

Eğer Newton çekim yasasını uygularsak, o zaman, kinetik enerjisini "kaybetmiş" ve bu nedenle (hızı değişmeyeceğinden) kendi frekansını de-ğiştirmiş olan fotonu düşü-nebiliriz:

$$\Delta KE = \Delta(h\nu) = -GmM/R$$

Bir foton için

$$m = E_{\text{ilk}}/c^2 = h\nu_{\text{ilk}}/c^2$$

o halde

$$h\Delta\nu = -G(h\nu_{\text{ilk}}/c^2)M/R$$

ve

$$\frac{\Delta\nu}{\nu_{\text{ilk}}} = - \frac{GM}{c^2R} \quad (17.3a)$$

ya da

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_{\text{ilk}}} = \frac{GM}{c^2R} \quad (17.3b)$$

olur. Burada $\Delta\lambda = \lambda_{\text{son}} - \lambda_{\text{ilk}}$ 'dir.

Bu bağıntılar beyaz cüceler

için iyi sonuç verirler. Çünkü çekim alanları nispeten zayıftır, yani $GM/c^2R \ll 1$ 'dir. Daha güçlü çekim alanlarında Newton yasasının yerine genel görecelik kuramını uygulamalıyız. Bu uygulama

$$\lambda_{\text{son}}/\lambda_{\text{ilk}} = [1 - 2GM/Rc^2]^{-1/2} \quad (17.4)$$

sonucunu verir. Burada G Newton çekim sabiti, M cismin kütlesi, R yarıçapı ve c ışık hızıdır.

Gözlem, yıldızın Yer'e göre olan hareketinden dolayı zorlaşır. Çünkü herhangi bir dikine hız bileşeni Doppler kaymasına katkıda bulunur (örneğin; eğer yıldız uzaklaşıyorsa kırmızıya kayma miktarını etkiler). Bu nedenle gözlemci her iki kaymayı (çekimsel ve Doppler) birlikte görür. Eğer yıldızın uzay hızı belirlenebilirse iki kayma birbirinden ayırt edilebilir ki bu durum çift sistemlerde mümkündür. Çünkü çift sistemlerin uzay hızları baş yıldızın tayfindan kolayca belirlenebilir. Net çekimsel kırmızıya kaymayı bulmak için, hızı bilinen Doppler kırmızıya kayması, toplam kırmızıya kaymadan çıkarılır. Kütleli $M = 0.6 M_{\odot}$ ve yarıçapı $R = 0.01 R_{\odot}$ olan bir beyaz cücenin çekimsel kırmızıya kayma miktarı $\sim 10^{-4}$ olarak belirlenmiştir. Sirius B'de ölçülen kırmızıya kayma 3.0×10^{-4} 'dür. Tahmin edilen kuramsal değer 2.8×10^{-4} 'dür. O halde deneysel hata dahilinde, kırmızıya kayma gözlemi, genel göreceliği doğrulamaktadır.

Bu şekilde bir beyaz cücenin kütesini, çekimsel kırmızıya kayma miktarından belirleyebildiğimize dikkat ediniz. Kırmızıya kaymalara ilişkin ölçüm değerleri 20

ile 90 km/s aralığındadır. Modern CCD spektroskopisi ile bu kaymalar ± 3 km/s doğrulukla ölçülebilmektedir ki bu hata kütlede $\pm 0.03 M_{\odot}$ 'lik bir belirsizliğe karşılık gelmektedir. 14 DA beyaz cücesinden oluşan bir örneğe ilişkin sonuçlar, $0.66 \pm 0.05 M_{\odot}$ 'lik ortalama bir kütle vermektedir.

(D) MANYETİK BEYAZ CÜCELER

Bir kaç beyaz cücenin yüzeyinde, şiddetli manyetik alana (10^2 - 10^4 T) sahip olduğu belirlenmiştir (Güneş'in küresel olarak tüm manyetik alanının 10^{-4} T olduğunu hatırlayınız). Bu güçlü alanlar, muhtemelen, yıldız bir beyaz cüce olmadan, önce sahip olduğu manyetik alanlardır. Manyetik akının korunumu yasası bu düşünceyi desteklemektedir. Manyetik alana sahip bir yıldız düşünelim. Manyetik akı, alan çizgilerinin sayısı (alan şiddeti) ve bu çizgilerin içinden geçtiği yüzey alanının çarpımıdır. Daha küçük bir boyuta sıkışan yıldız tasarlayın. Alan çizgilerinin sayısı aynı kalırken yüzey alanı azalır ve bu nedenle alan çizgileri birbirlerine daha yakın olur. Dolayısıyla manyetik alan şiddeti artar. Alan çizgilerinin birbirinden uzaklığı alanın şiddetini belirtir.

Bir yıldızın yüzey alanı yarıçapının karesine bağlı olduğundan, (eğer akı korunumlu ise) manyetik alan şiddeti yarıçapının karesi ile ters orantılı olmalıdır. Örneğin; manyetik alan şiddeti 10^4 T, yarıçapı 7×10^5 km olan Güneş benzeri bir yıldız ele alalım. Bu yıldızın 7×10^3 km yarıçaplı bir beyaz cüce boyutuna büzüldüğünü düşünelim. Beyaz cücenin korunumlu manyetik alan şiddeti ne çıkar? Manyetik akı korunumundan,

$$B_{WD}/B_{\odot} = (R_{\odot}/R_{WD})^2$$

elde ederiz. Burada B_{WD} beyaz cücenin alan şiddeti, B_{\odot} Güneş'in alan şiddeti, R_{WD} beyaz cücenin yarıçapı ve R_{\odot} Güneş'in yarıçapıdır. O zaman

$$\begin{aligned} B_{WD} &= B_{\odot} (R_{\odot}/R_{WD})^2 \\ &= (10^{-4}) [(7 \times 10^5)/(7 \times 10^3)]^2 = 1 \text{ T} \end{aligned}$$

olacağı bulunur. Bu değer (beyaz cücelere ilişkin) gözlenen en güçlü alanlardan küçük kalmaktadır. Bu nedenle güçlü manyetik alana sahip beyaz cüceler için "basit çökme" olarak adlandırılan başka bir fikir kabul görmeye başlamıştır.

James Kemp'in öncülüğünde yapılan, beyaz cüce manyetik alanlarına ait polarizasyon gözlemleri, manyetik alan şiddeti 10^4 T olan güçlü alanlar vermektedir.

Böylesi beyaz cüceler azdır. Tek beyaz cücelerin sadece yüzde bir kaçı ve çift sistemlerde bulunanların yaklaşık %10'u kadar.

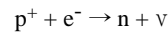
(E) KAHVERENGİ CÜCELER

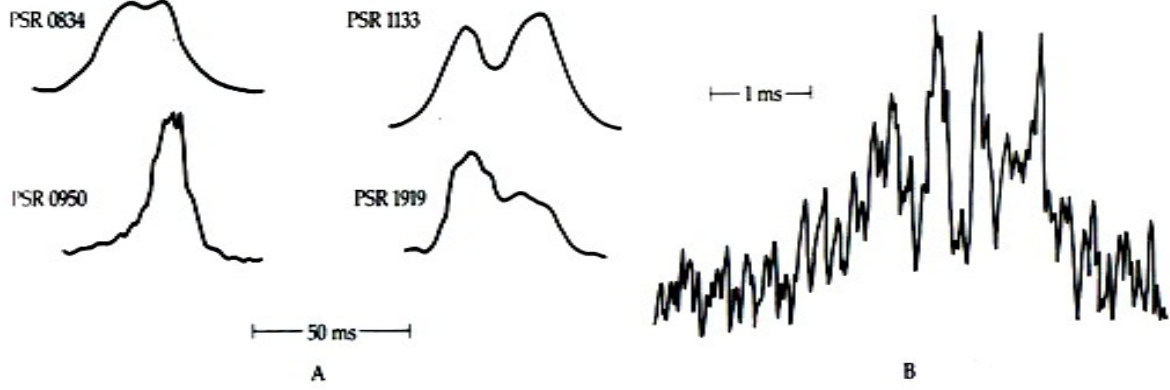
Nükleer enerji üretimi olmayan yıldızların diğer bir sınıfı vardır ki bu, kara cüceler, beyaz cüceler ve hatta kırmızı cücelerden ayırt edilmelidir. Bunlar, kahverengi cücelerdir. Gerçek bir yıldız ölümünü temsil etmekten ziyade, bu cisimler, yıldızlara değil, dev gezegenlere benzerler. Bunlar, ilkel yıldız bulutsularının çekimsel çökmeleri ve büzülmeleri sonucunda oluşurlar ancak çekirdeklerinde nükleer reaksiyonları başlatacak kadar kütleyle sahip değildirler. Kabaca, kütlesi $0.002 M_{\odot}$ 'den küçük olan cisimler bir gezegen olarak, kütlesi $0.002 M_{\odot}$ ile $0.08 M_{\odot}$ arasında olan cisimler de bir kahverengi cüce olarak kabul edilir. $0.08 M_{\odot}$ 'den daha büyük kütleli cisimler, nükleer füzyonu sağlayacak kadar yüksek merkezi sıcaklıkları oluşturabilirler. Bu nedenle bir kahverengi cüce için tek enerji kaynağı çekimsel büzülmedir. Kahverengi cüceler soğuktur ve çok düşük ışınım güçlerine sahiptir. Bu nedenle gözlenmeleri zordur.

Kuramsal modeller, yıldızlar ile kahverengi cüceler arasındaki kütle sınırının, Pop I kimyasal bileşimi için, yaklaşık 0.07 ile $0.08 M_{\odot}$ arasında bulunduğunu göstermektedir. Anakol öncesi cisimlerin bu her iki türü, kaba bir döteryum yanma evresinden geçerler. Enerji üretiminin çekimsel büzülme yerine, çekirdek birleşmesinden ileri geldiği bu evre 10^5 ile 10^6 yıl sürer. Evriminde 10^{10} yıl sonra, $0.08 M_{\odot}$ 'lik bir yıldız, $4 \times 10^{-5} L_{\odot}$ 'lik ışınım gücü üreterek, çekirdeğinde kararlı hidrojen yakmaya başlar. Daha düşük kütleli yıldızlar asla kararlı hidrojen yakma evresine giremezler. Kahverengi cücelerin, yavaş evrimlerinden dolayı çok yaşlı olmaları gerekmektedir. Küçük kütlelerinden dolayı uzayda oldukça bol olmalıdırlar: Şöyle ki; galaktik diskte yarıçapı 10 pc olan bir hacim içerisinde 500'den fazla kahverengi cüce yıldız olmalıdır.

17.2 NÖTRON YILDIZLARI

Kütleleri $1.4 M_{\odot}$ 'den daha büyük olan yıldızların ölümlerinde büzülmeleri sırasında, dejenere elektron gaz basıncı, gravitasyonel çökmeye karşı koyamaz. Madde o kadar büyük yoğunluklara erişir ki ters beta bozunması meydana gelir:





Şekil 17.6: Radyo dalgaboylarındaki pulsarlar. (A) Çeşitli puls biçimlerine örnek. (B) PSR 1133'den yayınlanan bir pulsdaki ayrıntılı yapı.

Protonlar ve elektronlar nötronların arasına sıkışıp girerler, böylece nötrondan oluşmuş bir gaz meydana gelir. Yaklaşık 10^{17} kg/m³lük yoğunluğa ulaşıncaya kadar nötronlar kuantum yasalarına göre dejenere gazla dönüşür ve iç basıncı dengeler. Dejenere olmuş nötron gazına ilişkin hal denklemi hemen hemen elektron gazınıninki ile aynı olduğundan, daha büyük kütleli nötron yıldızları daha küçük yarıçapa ve bir üst sınır kütleyle (yaklaşık $3M_{\odot}$) sahip olacaklardır.

(A) FİZİKSEL ÖZELLİKLERİ

Nötron yıldızları, kütlelerine bağlı olarak birkaç on kilometrelik çaplara sahiptirler. İç katmanlarının büyük kısmı, böylesi yüksek yoğunluklarda, akışkan bir nötron gazından oluşmaktadır. Dıştaki birkaç kilometre, nötron süper akışkanı ile katı, kafes yapı (lattice) içinde dizilmiş nötronca zengin çekirdeklerin bir karışımı şeklindedir. Yapı, bir beyaz cücenin iç kısımlarına benzeyen katı bir kristali andırır. Yoğunluğun hızlı bir şekilde düştüğü dıştaki birkaç metrelik kalınlıkta, nötron yıldızı, atomlar, elektronlar ve protonlardan oluşan bir atmosfere sahiptir. Buradaki atomlar yoğunlukla demirdir.

Bir nötron yıldızı bu kadar yoğun olduğundan, çok büyük bir yüzey çekimine sahiptir. Örneğin, yarıçapı 12 km olan 1 Güneş kütleli bir nötron yıldızı, Yer'inin 10^{11} katı olan bir yüzey çekim kuvvetine sahiptir. Bu kadar güçlü çekim alanından kaçma hızı, $0.8c$ gibi çok büyük bir değer verir. Aynı şekilde, büyük bir uzaklıktan bir nötron yıldızı üzerine çarpan bir cisim de bu kaçma hızına ulaşmış olacaktır. Bu, küçük bir kütleli cisim bile çok büyük miktarda kinetik enerji taşıyacağı anlamına gelir.

Bir nötron yıldızında çekimsel kırmızıya kayma

önemlidir. Yarıçapı yaklaşık 7 km olan 1 Güneş kütleli bir nötron yıldızı için,

$$\begin{aligned} \Delta\lambda/\lambda_{\text{ilk}} &\approx GM/c^2R \\ &= (6.67 \times 10^{-11})(2 \times 10^{30}) / (9 \times 10^{16})(7 \times 10^3) \\ &\approx 0.2 \end{aligned}$$

Bu sonuç, 600 nm de salınan bir fotonun, dışarıdaki bir gözlemci tarafından 720 nm'ye kaymış olarak görüleceğini gösterir.

(B) PULSARLAR/ATARCARLAR: DÖNEN NÖTRON YILDIZLARI

1967'de, radyo kaynaklarından yayılan ışınımın incelemek üzere Cambridge-İngiltere'de Anthony Hewish tarafından büyük bir radyo teleskop geliştirildi. Yıldızlararası ortamdan (plazmadan) gelen bu ilk ışınım, tıpkı gökyüzündeki yıldızların (Yer atmosferi nedeniyle) göz kırpmaları gibi, radyo bölgede bir titreşim hareketi şeklinde algılanmaktaydı. Daha sonra bunların, son derece hassas döneme sahip, zayıf radyo sinyalleri olduğu anlaşıldı.

İlk verilerin analizi ile görevlendirilen bir lisans üstü öğrencisi (J. Bell Burnell), daha sonra aniden yok olan ancak üç ay sonra tekrar görülen tuhaf bir sinyal farketti. Hewish grubu bu alışılmamış sinyal üzerine yoğunlaştı. Bu sinyalin düzenli olarak her 1.33730113 s'de bir radyo pulsarı (atışları) yaptığını buldular. Heyecanlandılar! Benzer sinyallerin bulunup bulunmadığını görmek için gökyüzünü taradılar ve farklı oranlarda radyo pulsarı salan üç cisim daha buldular. Buldukları cisimlerin doğal olay olması gerektiği sonucuna vardılar. Bu cisimlere **pulsar** (atarca) adını verdiler. Bugüne

kadar yaklaşık 150 pulsar ayrıntılı olarak incelenmiştir. Bilinen pulsarların toplamı kabaca 500'dür. Çizelge 17.1'de, seçilmiş birkaç pulsara ait özellikler verilmektedir.

Bir pulsar için, pulsar arasındaki dönem, çok yüksek hassasiyetle (10^{-8} 'den daha duyarlı) tekrarlanmaktadır. Bununla beraber bir pulstan salınan enerji miktarı önemli oranda değişir; örneğin bazen bütün puls dizileri gözden kaybolur. Pulstan pulsa şiddet ve biçim değiştiği halde aynı pulsardan yayılan pek çok atımın ortalaması bir tek şekil/profil göstermektedir (Şekil 17.6). Atımlar arasında belirlenebilen hiç bir radyo salması olmaksızın, ortalama puls birkaç on milisaniye kadar sürer. Her bir atım, bir milisaniyeden daha küçük süreli 20 ile 30 alt

$$t \approx 0.03/(1.2 \times 10^{-13}) \\ \approx 10^{11} \text{ s} \approx 10^4 \text{ yıl}$$

Pulsarların yaklaşık uzaklıkları ve yıldızlararası ortamın bazı özellikleri, doğrudan pulsar gözlemlerinden bulunabilirler. Belli bir puls, düşük frekanslarda baktığımızda, Yer'e daha geç ulaşır. Bu olaya dispersiyon denir ve bu, pulsara doğru olan bakış doğrultumuzdaki elektronların, fotonların hızını yavaşlatmasının bir sonucudur (Bölüm 8.1'de tartışılan kırılma indisine ve daha yoğun bir ortama giren ışığın hızındaki yavaşlamaya benzer). Daha uzun dalgaboyları daha fazla yavaşlatılırlar ve gözlemlerden, bakış doğrultusundaki ortalama elektron yoğunluğu bulunabilir. Tersine olarak, eğer ortalama elektron yoğunluğunu bilirse (veya kestirebilirse) pulsarın uzaklığı

Çizelge 17.1: Bazı pulsarların özellikleri.

Adı (PSR)	Dönemi (s)	dP/dt (10^{-9} s/gün)	DM (pc/cm ³)
1937+214	0.001557	1.07×10^{-5}	71.2
1855+09	0.005362	1.8×10^{-6}	13.3
0531+21 (Yengeç)	0.33200	36.5	56.8
0833-45 (Vela)	0.089234	10.8	69.1

pulsa (daha küçük pulsara) ayrılabilir. Yani, ana pulsar gerçekte bu ikinci pulsarın zarfları olarak görülür. Pulsarlar düşük frekanslarda çok kolay gözlenirler; örneğin ilk buluşlar 81.5 MHz'de yapılmıştır. Pulsarların şiddeti yüksek frekanslarda hızla azalır; pulsar daha geniş ve biçimleri daha düzenli olmaya başlarlar.

İyi incelenmiş pulsarlarda dönemler, 0.65 s'lik bir ortalama ile, 1.6×10^{-3} ile 4.0 s arasında değişmektedir (bilinen bazı pulsarlar milisaniye düzeyinde döneme sahiptir: en hızlısı 1.6 ms'dir. Bunlara **milisaniye pulsarları** denilir). Duyarlı radyo gözlemlerinin yapıldığı örneklerde, dönemlerin düzenli şekilde arttığı görülmüştür. Bu değişimin tipik değeri yaklaşık 10^{-8} s/yıl'dır. Böylesi küçük artışlar sadece, kararlılığı 10^{-10} s/yıl'dan daha iyi olan atom saatleri ile ölçülebilir. Kabaca, P puls döneminin, zamanla değeri

şim oranı olan dP/dt'ye bölünmesi ile pulsarın/atarcanın yaşma ilişkin bir tahmin yapılabilir: t ≈ P/(dP/dt)

Burada yapılan, puls değerinin şimdiki değerinden çok büyük bir aralıktaki (büyük bir zaman aralığı sonraki) değerine düşmesi için geçen zamanı kestirmektedir. Örneğin; Yengeç pulsarı (aşağıya bakınız), P=0.03 s ve dP/dt= 1.2×10^{-13} s/s değerine sahiptir, böylece

ğı hemen bulunabilir. Eğer f_1 ve f_2 frekanslarındaki iki farklı puls, t_0 zamanında salınırlarsa, (dispersiyon olayından dolayı) Yer'e ulaştıkları t_1 ve t_2 zamanları farklı olur. Zamanlar $t_1 - t_0 = d/v_1$ ve $t_2 - t_0 = d/v_2$ ifadeleriyle verilir. Burada t_0 'ı bilmiyoruz ancak, $(1/v_2 - 1/v_1)d$ 'ye eşit olan $t_2 - t_1$ 'i ölçebiliriz. Hızlar elektron yoğunluğuna bağlıdır. Bu nedenle eğer bakış doğrultusundaki elektron yoğunluğunu bilirse, "d" uzaklığını belirleyebiliriz.

Sorun, yıldızlararası ortamın sabit bir yoğunluğa sahip olmamasıdır; bu yoğunluk pulsara olan bakış doğrultusu boyunca değişir. Astronomlar, d uzaklığındaki bir pulsar için toplam n_e elektron yoğunluğunu,

$$DM = \int_0^d n_e dl$$

şeklindeki dispersiyon ölçüsünün (**DM**) tanımında kullanırlar. O zaman, puls varış zamanları arasındaki fark,

$$t_2 - t_1 = (e_2/2\pi m_e c)(1/f_2^2 - 1/f_1^2) DM$$

şeklinde DM'ye bağlı olur. Çoğu pulsarın düşük galaktik enlemlerde bulunduğunu gösteren gözlemlere dayanılarak yapılan uzaklık ölçümleri, gözlenen pulsarların bölgesel (birkaç kiloparsek içinde) olduklarını ve galaktik diskte yoğunlaştıklarını göstermektedir.

Doğrusal kutuplanmış ışığın manyetik bir plazma içinde yayılırken, kutuplanma düzleminin (Bölüm 8.1),

döndüğünü biliyoruz. Faraday dönmesi olarak bilinen bu etki; (1) ortalama elektron yoğunluğuna (2) ortalama manyetik alan şiddetine (3) ışınının dalgaboyunun karesine, ve (4) ortamın içinde gidilen uzaklığa bağlıdır. Pulsar atımlarının lineer/doğrusal kutuplanmış olmasından, galaktik diskteki ortalama manyetik alan şiddetinin yaklaşık 10^{-10} T olduğu sonucunu çıkarmaktayız. Diğer bir deyimle, verilen bir kaynak için, dalgaboyunun bir fonksiyonu olarak kutuplanma düzleminin döndüğü açıyı ölçebiliriz. Bu ölçüm, bakış doğrultusu boyunca, elektron yoğunluğu ile manyetik alan şiddetine ilişkin bir değer verir. O halde, (hız dispersiyonu ölçümünden) eğer elektron yoğunluğunu belirleyebilirsek bakış doğrultusundaki ortalama manyetik alan şiddetini bulabiliriz.

Bir pulsarı bu kadar duyarlı bir saat haline getiren mekanizma nedir? Kabul edilen model, deniz feneri modeli olarak bilinen, dönen manyetik nötron yıldızına ilişkin modeldir. Model iki ana bileşene sahiptir: (1) Büyük yoğunluğu ve hızlı dönmesinin güçlü bir dönme enerjisi sağladığı bir nötron yıldızı, ve (2) dönme enerjisini elektromanyetik enerjiye dönüştüren, dönme eksenine göre eğik konumlanmış olan dipol (İki kutuplu) bir manyetik alan.

Nötron yıldızlarının çok şiddetli manyetik alanlara sahip olabilecekleri, daha önce beyaz cücelere uygulanan akının korunumu ilkesinden hemen ortaya çıkar (gözlemsel kanıtların bunu desteklediğini hatırlayınız: Beyaz cüceler, kabaca 10^2 T'lık yüzey manyetik alanına sahiptirler). Güneş'imizin, yarıçapı 7 km olan bir nötron yıldızının boyutuna kadar büzüldüğünü düşünelim. Manyetik akının korunumundan nötron yıldızı(ns)'nin alan şiddetini hesaplırsak;

$$B_{ns} = B_{\odot}(R_{\odot}/R_{ns})^2 \approx 10^6 \text{ T}$$

elde ederiz. Gözlemler, alanların şiddetinin tipik değerinin 10^8 T olduğunu göstermektedir. Manyetik alanın yüklü parçacıkların hareketlerini etkilediği yer olan, nötron yıldızına yakın bölgeye, pulsarın manyetosferi denir. Burada her türlü enerji dönüşümü meydana gelir. Manyetik eksen dönme eksenine göre eğiktir.

Pulsar döndüğü için, 10^8 T'lık manyetik alanı pulsarın yüzeyinde çok büyük bir elektrik alan oluşturur. Bu elektrik alan, demir çekirdekleri ve elektronlardan oluşmuş katı dış kabuktan yüklü parçacıkları (özellikle de elektronları) çekip koparır. Elektronlar, dönen manyetik alan çizgileri boyunca ivmelendirilerek manyetosfer içine akarlar. Elektronlar ivmelendikleri alan çizgileri boyunca, dar bir ışın demeti şeklinde sinkrotron ışınımı yapar-

lar.

Şimdi, bir pulsarın zonklama (pulsasyon) yapmadan düzenli atımları nasıl sağladığını anlayabiliriz. Eğer manyetik eksen bakış doğrultusu yönünde ise, kutuplardan birisi dönme eksenine etrafında her tur atışında (bir deniz fenerinin dönen ışığı gibi), gözlemciye sinkrotron ışınımı gönderir (Şekil 17.7). Bu pulsar (atımlar) arasındaki zaman farkı nötron yıldızının dönme dönemidir. Pulsarın zaman olarak genişliği, ışınım yapan bölgenin büyüklüğüne bağlıdır. Pulsar elektromanyetik ışınımı üretirken, kendi manyetik alanındaki parçacıkların ivmelenmesinden kaynaklanan tork pulsarın dönmesini yavaşlatır. Bu yavaşlama gözlemlerle de doğrulanmaktadır.

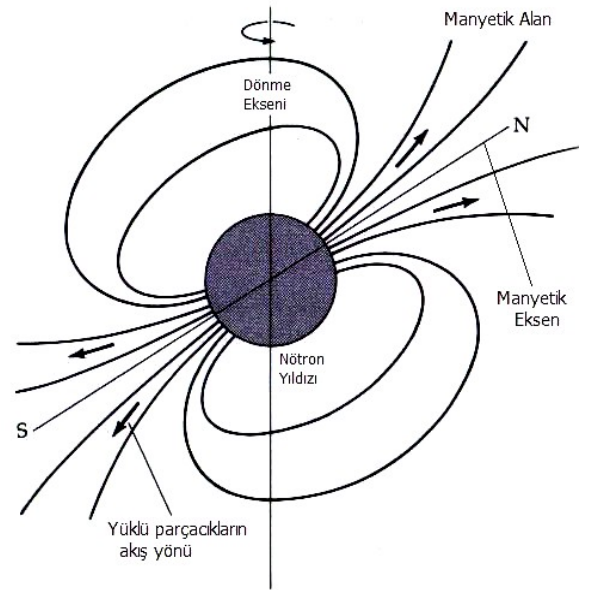
Burada yapılacak basit bir hesap pulsarların nötron yıldızı yoğunluklarına sahip olmaları gerektiğini gösterecektir. Deniz feneri mekanizmasının temelini dönme olduğunu varsayalım. Ekvatordaki merkezci ivmesi V^2/R olan bir küre, çekim ivmesi GM/R^2 'den küçük veya buna eşit olan bir hızla dönebilir:

$$V^2/R = GM/R^2$$

ve

$$V = (GM/R)^{1/2}$$

Burada V , kürenin ekvatoryal hızı, R yarıçapı ve M



Şekil 17.7: Bir pulsara ait genel model (deniz feneri modeli). Hızlı dönen ve manyetik alanı güçlü olan bir nötron yıldızı, manyetik dipol eksenine göre eğik konumlanmış olan manyetik alanı, manyetik eksenin dönme eksenine göre eğik olduğuna dikkat ediniz.

kütlesidir. Dönen bir kürenin dönme dönemi

$$P = 2\pi R/V$$

Buradan

$$\begin{aligned} P &= 2\pi R/(GM/R)^{1/2} \\ &= 2\pi R^{3/2}/(GM)^{1/2} \end{aligned}$$

ancak

$$M = (4/3)\pi R^3 \rho$$

olduğundan, (yoğunluk, metre küp başına kilogram biriminde olmak üzere);

$$\begin{aligned} P &= 2\pi R^{3/2}/[G(4/3)\pi\rho R^3]^{1/2} \\ &= (3.8 \times 10^5)/\rho^{1/2} \text{ s} \end{aligned} \quad (17.5)$$

dir. Örneğin 2 ms'lik bir dönme dönemi için,

$$\begin{aligned} 2 \times 10^{-3} \text{ s} &= 3.8 \times 10^5 / \rho^{1/2} \\ \rho^{1/2} &= 1.9 \times 10^8 \\ \rho &\approx 4 \times 10^{16} \text{ kg/m}^3 \end{aligned}$$

elde edilir ki bu, bir nötron yıldızı yoğunluğudur.

(C) MİLİSANİYE PULSARLARI

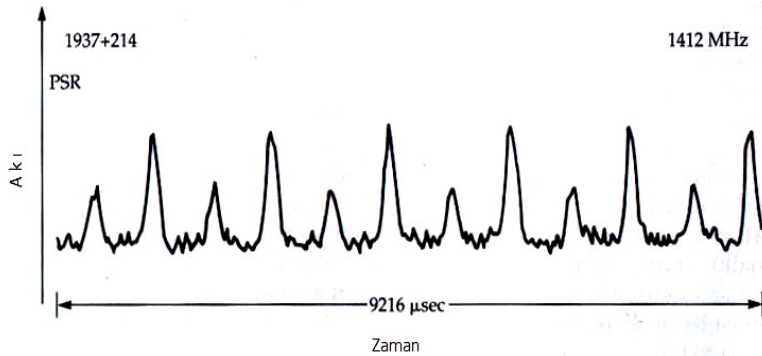
Aletsel sınırlamalardan dola-yı, 1982'den önce astronomlar, Yengeç pulsarından daha kısa dönemli pulsarları fark edemiyorlardı. Daha sonra gözlemsel duyarlılık arttığında, Vulpecula takım yıldızındaki tuhaf bir radyo kaynağını inceleyen radyo astronomlar, 1.558 milisaniyelik döneme sahip, oldukça hızlı bir pulsara rastladılar (Şekil 17.8). PSR 1937+214 olarak adlandırılan bu pulsara deniz feneri modeli uygulanırsa, saniyede 642 kez döndüğü görülür (Yengeç pulsarından 20 kez daha hızlı), öyle ki bu dönüş hızı, kabaca ışık hızının onda birine karşılık gelir! Bunun anlamı şudur: Nötron yıldızı, parçalanıp dağılma hızına çok yakın bir hızla dönmektedir. Son yıllarda (puls dönemleri 10 ms'den az olan) bir çok milisaniye pulsarı daha bulunmuştur.

Hızlı pulsarların dikkat çeken özelliklerinden biri de, dönme hızlarının çok kararlı olmasıdır. Örneğin PSR 1937+214

pulsarındaki dönme hızı, sadece 3.2×10^{-12} s/yıl oranında yavaşlamaktadır. Bu pulsar, duyarlığı yılda birkaç mikrosaniye olan atom saatlerinden bile daha duyarlıdır ve bugüne kadar mevcut *en iyi zaman standardını* vermektedir. Bu değer, normal pulsarların çok hızlı olan spin (dönme) yavaşlama oranına ters görünmektedir. Bunun bir açıklaması şöyledir: Milisaniye pulsarları çok zayıf manyetik alanlara sahiptir. Belki de nötron yıldızlarının tipik değerinden bin kat daha zayıftır. Eğer öyle ise, o zaman atarca nasıl görülebilir pulsar yayabilmektedir?

Öne sürülen senaryo, pulsarın çift sistemlerde yeniden canlandığı şeklindedir. Bir çift sistemdeki bileşenlerden büyük kütleli olanı, (evriminin sonucu olarak) bir süpernova patlamasıyla nötron yıldızı oluşturur ve zamanla yaşlanır. Milyarlarca yıl geçtikten sonra, düşük kütleli diğer bileşen, kırmızı dev evresine girerek "ölü" pulsarın çevresine madde aktarmaya ve pulsarın çevresinde disk oluşturmaya başlar. Bu akan madde, nötron yıldızı etrafında hızlı dönen bir birikim diski meydana getirir. Diskin iç sınırları pulsarın manyetik alanı ile etkileşmeye başlar. Bu etkileşim, pulsarın dönmesini hızlandırarak, pulsarı tekrar canlandırır. Bu olaya "kırbaç etkisi" adı verilmektedir.

PSR 1957+20 olarak bilinen milisaniye pulsarı, ona "kara dul" denilecek kadar ün kazanmıştır: Bu pulsarda, dışarı doğru genişleyen bir madde akışı vardır. Bu madde akışı, yüksek hızlı ve sıcak bir rüzgar vasıtasıyla olmaktadır. Bu rüzgardaki parçacıklar ışık hızına yakın hızlarla dışarı atılır. Şiddetli rüzgarla birlikte atılan madde, aynı zamanda pulsarın bileşenine de zarar verir. Kırmızı dev evresine doğru gitmekte olan bu bileşen, kütle aktarımı ile ve bu yolla kazandıracığı spin artışı ile yaşlı pulsarı tekrar canlandırır. Canlanan pulsarın oluşturacağı rüzgar, bileşen yıldızla çarpışarak burada şok dalgası oluşmasına neden olur. Bu şok dalgası yıldızın bir yüzünü 5000 K'e



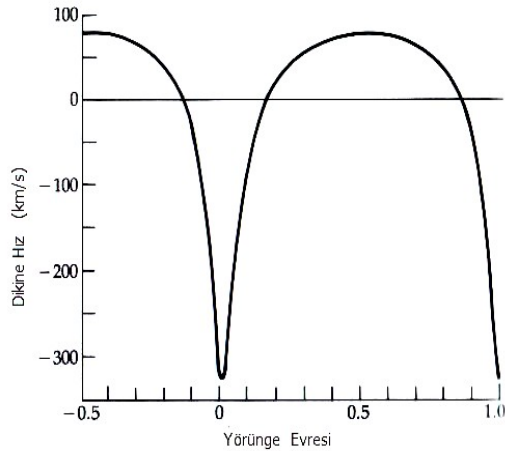
Şekil 17.8: İlk bulunan milisaniye pulsarı PSR 1937+214'ün 1412 MHz'deki ilk gözlemleri. Bu puls serisinin tüm zaman aralığının sadece ~10 ms olduğuna dikkat ediniz.

kadar ısıtır ve yıldızın yüzeyindeki maddeyi sıyrıp sürükler ve onu zamanla tüketir. Böylece, sembolik bir anlamda pulsara, "beslenen yıldız" denilebilir. Tıpkı "kara dul" örümceklerinde olduğu gibi bu beslenme onu canlı tutar. Muhtemelen bütün milisaniye pulsaları böyle oluşmuşlardır.

Milisaniye pulsalarından biri olan PSR 1855+09, bir çift sistemin üyesidir. Bu sistemin 12.3 günlük yörünge dönemi, puls dönemindeki Doppler kaymasının gösterdiği değişiminden bulunmuştur. Yörünge hemen hemen daireseldir; burdan pulsarın bileşenin 0.2 ile 0.4 M_{\odot} arasında bir kütleyle sahip olduğu sonucunu çıkmaktadır. Bir evrim senaryosuna göre; düşük kütleli bir anakol yıldızı ile $\sim 3 M_{\odot}$ kütleli baş yıldızla sahip bir çift sistemin, evrimleşmesi sonucunda bugün gördüğümüz PSR 1855+09 pulsarı oluşmuştur.

(D) ÇİFT PULSARLAR

Galaksimizdeki pekçok yıldız, çift ve çoklu yıldız sistemlerinin üyeleridir. Çift sistemin üyelerinden birisi süpernova olduktan sonra bile sistem dağılmadan kalır. Bu nedenle radyo pulsaları çift sistemlerde bulunabilir. Bu türden ilk gözlenen radyo pulsarı PSR 1913+16'dır. Russell Hulse ve Joseph Taylor tarafından Temmuz 1974'de yeni pulsarların araştırıldığı bir çalışmada bulunmuştur. Bu pulsar, dönemi sadece 0.059 s olduğundan dolayı dikkat çekmişti. Hulse ve Taylor PSR 1913+16'yı Eylül 1974'te tekrar gözlediklerinde, döneminin 7.75 saatlik zaman aralığında büyük ve dönemli bir değişim gösterdiğini buldular. Ancak yörünge dönemi 7.75 saat



Şekil 17.9: PSR 1913+16 çift pulsarının kütle merkezi etrafındaki hareketinden ileri gelen, dikine hızındaki Doppler kayması. Sıfır hız seviyesine göre oluşan asimetrik yapı, yörünge eksantrik olduğunu göstermektedir.

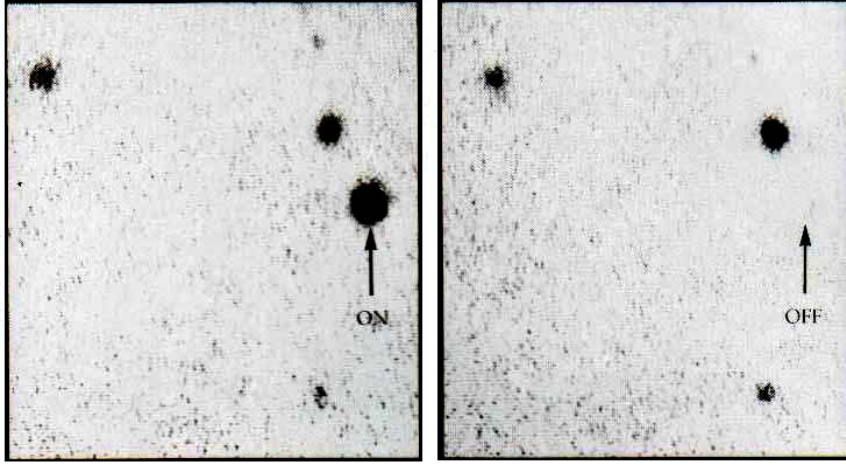
olan ve pulsar içeren böyle bir çift sistemden nasıl düzenli değişimlerin gelebileceğini düşündüler. Pulsarlarda gördükleri dönemli değişim, sistemin yörünge hareketinden dolayı, sinyalde oluşan Doppler kaymasından ileri gelmekteydi (Şekil 17.9). Pulsar gözlemciden uzaklaşırken atımlarının pikleri birbirlerinden daha fazla ayrılır ve böylece pikler arasında daha uzun zaman aralıkları oluşur. Gözlemciye yaklaşırken ise, yaklaşırken ise pulsarın pikleri birbirlerine yaklaşır sığır ve pikler arasında daha kısa zaman aralıkları oluşur.

PSR 1913+16 pulsarı bizden 5 kpc uzaklıktadır. Pulsarı veya onun bileşenini görmek için yapılan optik ve ışın gözlemleri olumlu sonuç vermemiştir. Atarca sadece radyo bölgede gözlenebilmektedir. Bu gözlemlere göre yörünge yarıbüyük eksenini 7×10^5 km (yani Güneş'in yarıçapı!) olarak bulunmuştur. Sistemin toplam kütlesi ise 2.83 Güneş kütlesi olarak belirlenmiştir. Pulsarın kütlesini $2 M_{\odot}$ (tipik nötron yıldızı kütlesi) kabul edersek, bileşenin yaklaşık $0.8 M_{\odot}$ 'lik bir kütleyle sahip olduğunu görürüz. Bu bileşen muhtemelen bir beyaz cücedir.

Başka çift pulsarlar da bulunmuştur. PSR +065564 çift pulsarı $24^{\text{sa}} 41^{\text{dk}}$ 'lık bir yörünge dönemine sahiptir. Yörüngesi hemen hemen tamamen daireseldir, yörünge yarıçapı sadece 750000 km'dir, yani Güneş'in yarıçapından biraz daha büyüktür. Bu nötron yıldızının yoldaşı küçük olmalıdır. Belki de bir beyaz cücedir. Bu sistemin dairesel yörüngesinin tersine, PSR 2303+46 çift pulsarı, dışmerkezliği oldukça büyük bir yörüngeye ($e=0.658$) sahiptir. Yörünge dönemi 12.34 gündür. Bu sistem büyük bir olasılıkla, kütle oranları yaklaşık 1 olan ve bileşenlerinin kütlesi $1 M_{\odot}$ 'den biraz daha büyük olan iki nötron yıldızından oluşmaktadır.

(E) SÜPERNOVALARLA OLAN İLİŞKİ

Süpernovalar, yaşamlarının sonunda son derece şiddetli bir şekilde patlayan yıldızlardır (ayrıntılar için bkz. Bölüm 18). Böylesi patlamalar, çekirdeğin çökmesini gerektirir ki bu çöküş büyük kütleli yıldızların patlamasıyla meydana gelir. Bu patlama ile kütlelerin çoğu uzaya fırlatılır. Çekirdek çökme sonucunda, bir nötron yıldızı oluşturmak üzere aşırı yüksek bir yoğunluğa erişir. Eğer bu model doğru ise, nötron yıldızlarının pulsarlar olarak süpernova kalıntıları ile birlikte bulunmalarını bekleyebiliriz. Buna gösterilecek çok iyi bilinen iki örnek vardır: Yengeç Bulutsusu [Bölüm 18.5C] ve Vela takım yıldızındaki Gum (Sakız) Bulutsusu. Ayrıca bir çok iyi aday daha bulunmuştur.



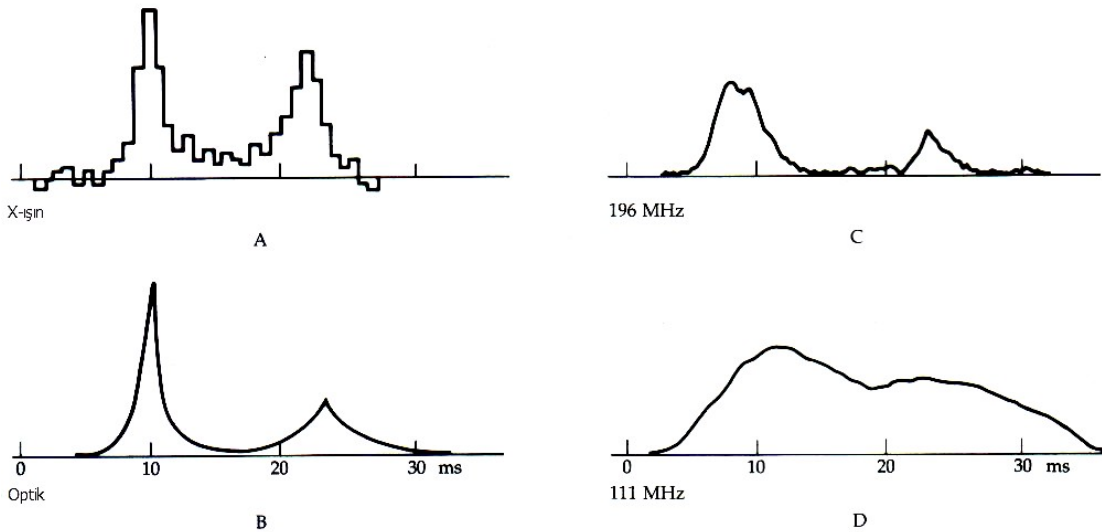
Şekil 17.10: Yengeç pulsarının optik bölgede gözlenen atımları. Solda optik puls maksimumdayken, sağda ise sönmüldüğünde görülüyor. (Resimler negatiftir)

David H.Staelin ve Edward C.Reifenstein'in, Yengeç Bulutsusunun içinde buldukları pulsar (Şekil 17.10), PSR 0531 +21 olarak isimlendiril-miştir (PSR harfleri pulsarı belirtirken, 0531+21 rakamları, onun gökyüzündeki koordinatlarını belirtir). PSR 0531+21, 0.033 s'lik yani 30 atım/s'lik bir puls dönemine sahiptir. Yengeç pulsarı, radyo bölgede puls salmasının yanında, optik bölgede de puls verdiği belirlenen ilk pulsar olmuştur (Şekil 17.11). Daha sonra optik ve radyo pulslarının aynı döneme sahip oldukları belirlendi. Optik bölgedeki gözlemler, ana atımların arasında "ara-puls" denen daha küçük atımların olduğunu gösterdi (Şekil 17.11B). Çok bariz pulsalar salan bu yıldızın bulunduğu yerde bir süper-

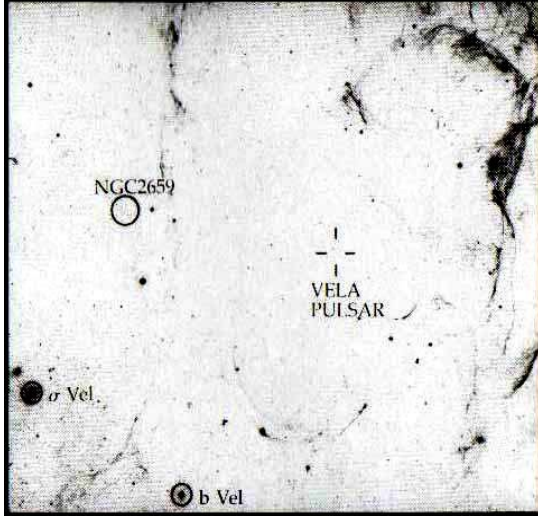
nova kalıntısı olabileceği daha önce 1942'de Walter Baade ve R. Minkowski tarafından ileri sürülmüştür. Şimdilerde bu yıldızın bir pulsar olduğu bilinmesine rağmen astronomlar onu, optik parıldamalarını farketmeksizin yıllarca gözlediler; 0.033 atım/s'lik pulsalar (yanıp sönmeler), sıradan fotoğraf çekme yöntemleriyle algılanamamış olabilir. Optik pulsaların dönemini belirlemek için özel stroboskopik teknikler kullanılmıştır.

Yengeç pulsarı, şimdiye kadar kırmızıöte, radyo, optik, X-ışın ve gamma ışın bölgelerinde gözlenmiş tek pulsardır (Şekil 17.11). Atımlar sırasında salınan toplam enerji yaklaşık 10^{28} W'dır. Yengeç atarcası, puls döneminde 4×10^{-13} s/s yani 10^{-5} s/yıl oranında yavaşlama gösterdiği ölçülen ilk pulsarlardan birisidir.

Yengeç pulsarının bulunması ile etrafındaki Yengeç Bulutsusunun enerji kaynağının ne olduğu problemi de çözülmüştür. Bütün dalgalı boyları üzerinden toplam alırsak, Yengeç Bulutsusunun yaklaşık 10^{31} W'lık ışınım gücüne sahip olduğu görülür. Eğer pulsar dönen bir nötron yıldızı ise, dönemindeki yavaşlama, dönme enerjisinde yaklaşık 5×10^{31} W'lık bir değişim verir. Eğer nüt-



Şekil 17.11: Yengeç pulsarının X-ışınından radyo frekanslarına kadar çeşitli dalgalı boylarında görülen atımları. (A) X-ışını; (B) optik; (c) 196 MHz; ve (D) 111 MHz'deki pulsalar. Ana puls ile ikinci pulsa ait göreceli yükseklik ve keskinliklerin, dalgalı boyuna göre nasıl değiştiğine dikkat ediniz.



Şekil 17.12: Bir süpernova kalıntısı olan Gum (Sakız) Bulutsusu. Vela pulsarı bunun merkezi civarında yer almaktadır. (Resim negatiftir)

ron yıldızının dönme kinetik enerjisi, herhangi bir şekilde, bulutsunun kinetik ve ışıma enerjisine dönüştürülebilir; dönme enerjisindeki bu değişim bulutsunun ışıma yapması için gerekli olan enerjiyi sağlayacaktır. Yani bu tamamen, pulsarların büyük manyetik alana sahip hızlı dönen nötron-yıldızı olmalarıyla ilgilidir. Şimdi bu durumu ayrıntılı şekilde inceleyelim.

Herhangi bir kütleli dönme kinetik enerjisi,

$$E_{\text{dönme}} = (1/2)I\omega^2$$

Burada I eylemsizlik momenti ve ω ,

$$\omega = 2\pi/P$$

olan açısal dönme hızıdır. Yoğunluğu her yerinde aynı olan bir küre için,

$$I = (2/5)MR^2$$

dir. Burada R , kürenin yarıçapıdır. Şimdi, herhangi bir sürecin, tüm dönme enerjisini ışıma enerjisine dönüştürdüğünü varsayalım. O zaman enerjinin korunumundan,

$$dE_{\text{ışıma}}/dt + dE_{\text{dönme}}/dt = 0$$

olması gerekir ama,

$$\begin{aligned} dE_{\text{dönme}}/dt &= (1/2)d/dt(I\omega^2) \\ &= (1/2)(d/dt)[(2/5)MR^2(2\pi/P)^2] \\ &= (4/5)\pi^2MR^2(d/dt)(1/P^2) \\ &= -(8/5)\pi^2MR^2P^{-3}(dP/dt) \end{aligned}$$

Bununla beraber,

$$L = dE_{\text{ışıma}}/dt = -dE_{\text{dönme}}/dt$$

olduğuna dikkat ediniz, öyle ki buradan

$$L = (8/5)\pi^2MR^2P^{-3}(dP/dt)$$

ve

$$dP/dt = (5/8\pi^2)(LP^3/MR^2) \quad (17.6)$$

olur ki bu eşitlik, puls döneminin atarca enerji kaybettikçe yavaşlayacağını göstermektedir. M için 1 Güneş kütlesi, R için 10 km, L için 10^{31} W ve P için 1 s alırsak, kaba bir yaklaşım olarak

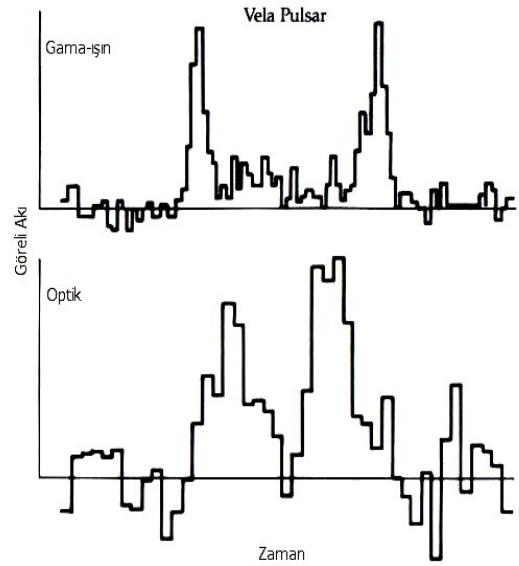
$$\begin{aligned} dP/dt &= (5/8\pi^2)(10^{31})(1^3)/(2 \times 10^{30})(10^4)^2 \\ &= (5/16\pi^2)(10^{31}/10^{38}) \approx 10^{-8} \text{ s/s} \end{aligned}$$

elde edilir. Yengeç pulsarı için $P \approx 0.035$ s kullanırsak bu değer;

$$dP/dt \approx 10^{-13} \text{ s/s}$$

olur ki bu, gözlemlerden elde edilen yavaşlama oranıdır.

Eğer Yengeç pulsarı, bir süpernova kalıntısı ile birlikte bulunan tek pulsar olsaydı, bu bir rastlantı olurdu. Ancak başka bir tane daha biliyoruz: Vela takımı yıldızında, Gum (Sakız) Bulutsusunun merkezinde (Şekil 17.12) yer alan PSR 0833-45 pulsarı. Bu pulsardan optik atımlar



Şekil 17.13: Vela pulsarından yayılan optik ve gama ışın pulsaları.

her 80 ms'de bir gelir; bu piklerin zirveleri birbirinden yaklaşık 22 ms kadar ayrık, çift pikli bir yapıya sahiptir. Gamma-ışın teleskopları da Vela'dan gelen bu pulsarı saptadılar (Şekil 17.13). Vela pulsarının dönemi de azalmaktadır ancak bu, biraz farklı bir oranda, 1.3×10^{-13} s/s (yani 4×10^{-6} s/yıl) olmaktadır. O halde bu pulsar da, deniz feneri modeline ve süpernova-nötron yıldızı ilişkisine destek vermektedir. SN 1989 A'daki pulsarı bulmak için yapılan araştırmalardan henüz olumlu sonuç çıkmamıştır.

17.3 KARA DELİKLER

Bir kara delik, hiçbir cismin hatta ışığın bile kaçamayacağı kadar kütle çekimiyle eğilmiş (bozulmuş) uzay-zaman bölgesidir. Modern fiziğe göre belli bir kütle yeteri kadar küçük bir hacme sığdırılırsa, bir kara delik oluşur. Bu olay, kendi çekim kuvveti altında maddenin tüm nükleer yakıtının dışarı atılması olayıdır. Bilinen hiçbir fiziksel kuvvet, bir kara delik oluşturmak üzere kendi üzerine doğru olan bu kütle çökmesini durduramaz. Bu olayın gerçekleşmesi için gereken minimum kütle o kadar büyük değildir; sadece ~3 Güneş kütlelerine ihtiyaç vardır. Bu limitteki kütle, çökmeye başladığında buna hiçbir madde karşı koyamaz. Hacim, sıfır değere ulaşmaya kadar azalırken, yoğunluk sonsuza gidecek şekilde artar. Bu olayların fiziksel anlamda gerçekleşmesi, evrende bilinen hiçbir cisim için mümkün görülmemektedir. Bu nedenle, sıfır hacim ve sonsuz yoğunluk verecek şekilde, dönmeyen bir kütle için tek bir noktaya çökmesi, teorik olarak "**tekillik**" adı verilir. *Tekillik, bilinen fizik yasalarının kesildiği/bitiği yerdir!*

(A) KARA DELİKLERİN TEMEL FİZİĞİ

Burada kara deliği anlamak için basit bir yol verilecektir: Hızı, kaçış hızına eşit olan bir cisim dikkate alalım. Bu cismin sonsuzdaki hızı sıfırdır. Burada toplam enerji ($TE = KE + PE$);

$$TE = (1/2) mv^2 - GmM/R = 0$$

dır. Toplam enerji korunumlu olacağından uzaya kaçış anında

$$TE = 0 = (1/2) m(v_{\text{kaçış}})^2 - GmM/R$$

$$v_{\text{kaçış}} = (2GM/R)^{1/2}$$

olur. Hiçbir cisim ışıktan hızlı hareket edemeyeceğinden, maksimum kaçış hızı "c" olabilir. Buradan bir kara deliğin yarıçapı için eşitlik;

$$R = 2GM/c^2 \quad (17.7a)$$

olur. M Güneş kütleli cisimden kütleli göstermek üzere bu eşitlik

$$R = 3M \text{ km} \quad (17.7b)$$

haline dönüşür. Bu kritik yarıçapa **Schwarzschild yarıçapı** denir. Einstein genel rölativite (görecelik) teorisini yayınladıktan kısa süre sonra Alman astrofizikçi Karl Schwarzschild bu eşitlik üzerine çalışmıştır. Örneğin Güneş için hesaplanan Schwarzschild yarıçapı 3 km verir ve bu yarıçap içindeki Güneş maddesi kabaca 10^{19} kg/m³lük bir yoğunluk verecektir. Bu yoğunluk atomun çekirdek yoğunluğuna eşdeğerdir!

Bir kara deliğin çevresinde oluşan ilginç uzay-zamanın yapısını anlamak için, kara deliğin içine doğru kuramsal bir seyahat yapalım: 10 Güneş kütleli bir kara deliğin etrafında 1 AB uzaklıkta dolanan bir uzay gemisi olduğunu varsayalım. Bu uzaklıktayken uzay gemisi herhangi bir sıradan kütleli yapacağı gibi, Kepler yasasına uygun şekilde kara delik çevresindeki yörüngesinde dolandır. Bu durumda uzay aracının yörüngesi ve 3. Kepler yasası, kara deliğin kütlelerini belirleme imkanı verir. Gemide, bir lazer sinyalinin ve bu sinyalin gönderilme ve geri gelme zamanlarını ölçmek için bir de dijital saatimiz olsun.

Uzay aracı kara deliğe doğru düşerken, uzunca bir süre ilginç hiçbir şey olmaz. Ancak kara deliğe yaklaştıkça giderek güçlenen kütle çekim kuvveti, uzay aracındaki insanın ayağından başına doğru lastik gibi uzamasına, omuzlarından da daralmasına neden olur. Kara deliğin yakınlarında çekim kuvveti, uzaklığın **kübüyle** ters orantılı bir yasaya dönüşecek kadar anormal artış gösterir. 10 M_☉'lik bir kara delik, bu bölgeye ulaşan insanın boyunu 3000 km'ye varıncaya kadar uzatır ve daha sonra Schwarzschild yarıçapı geçilir! Ancak bu anda yeni bir şey olmaz; kara deliğin kenarını belirleyen hiçbir işaret fark edilmez. Bundan sonraki yolculuk çok hızlı son bulur. Schwarzschild yarıçapı geçildikten 10⁻⁵ saniye sonra, tekilliğin içine, yani sıfır hacme çarparız. Şu anda artık yok oldunuz!

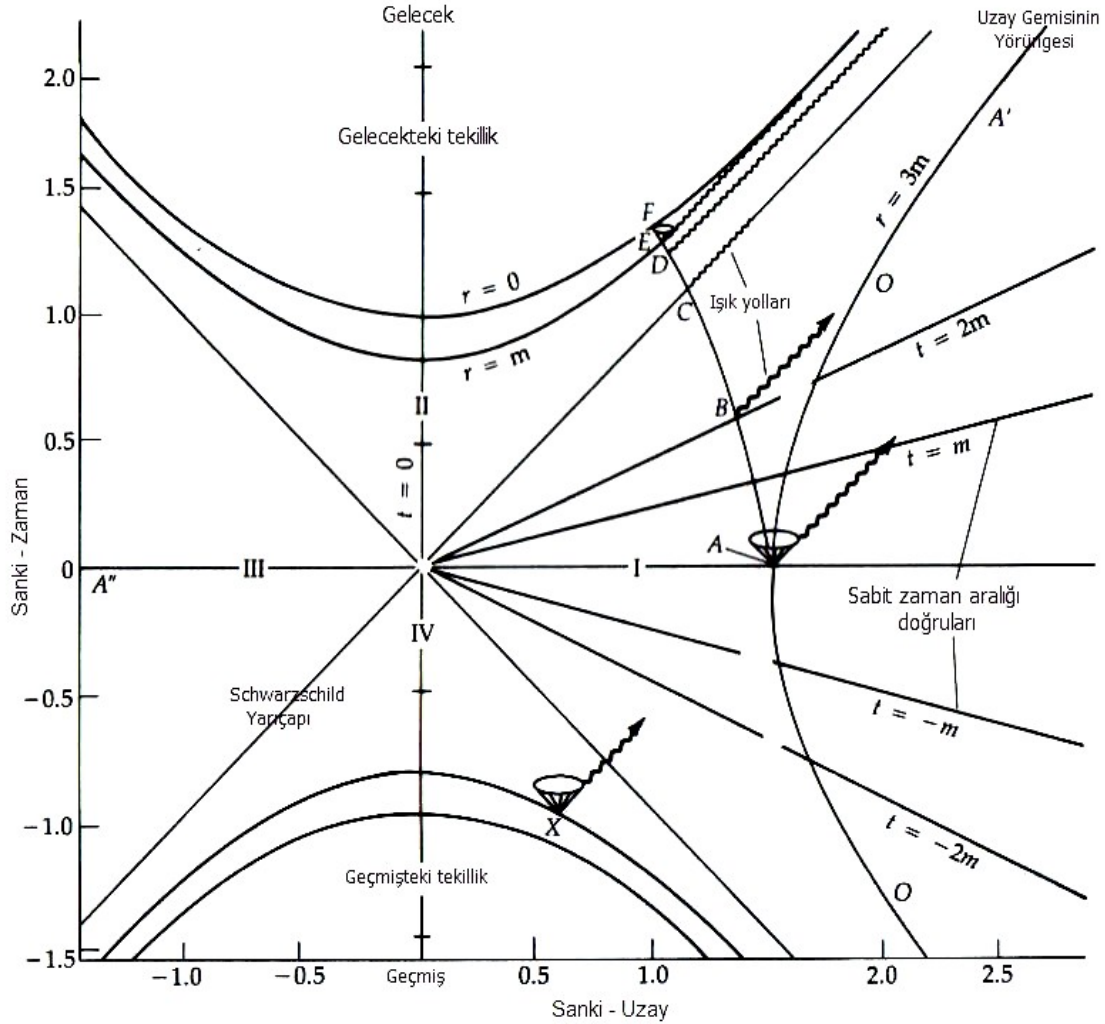
Peki bu seyahat sırasında uzay aracının arkadan görünümü nasıl olur acaba? Kara deliğe doğru düşerken gemideki lazerden yayılan ışık, Eşitlik (17.4) ile verilen çekimsel kayma eşitliğine uygun bir şekilde kırmızıya kayar. Yayılan lazer flaşları arasındaki süre, genel rölativitenin öngördüğü zaman gecikmesi etkisinden dolayı,

uzayacaktır. Schwarzschild yarıçapına yaklaştıkça gemideki saatin senkronizasyonu daha fazla bozulacaktır. Tam Schwarzschild yarıçapını geçerken, ışık hızıyla hareket etmesine rağmen çıkan lazer pulslarının tekrar gemiye dönmesi sonsuz zaman alır! Yani ışık sonsuz kırmızıya kaymaya uğrar (Eşitlik 17.4). Dışardan bakan bir gözlemci için kara deliğe doğru olan bu düşüş giderek daha yavaşlıyormuş gibi görünür. Çünkü kara deliğe yaklaştığında zaman o kadar yavaşlar ki, uzaktaki bir gözlemci için zaman durmuş gibi görünür. Yayılan lazer ışınları giderek artık uzaktaki gözlemci tarafından hiç algılanamayacak kırmızıya kaymaya ulaşır. Böylelikle bir kara delik, içine düşen birisini dışardaki gözlemcilerin görüş alanından tamamen çıkardığı için adeta bir "kozmetik sansürcü" gibi davranır.

(B) BİR KARA DELİK ETRAFINDAKİ UZAY-ZAMAN YAPISI

Önce kara deliğin dışındaki uzay-zamanın geometrisine bakalım. Bunun için, oradaki geometriyi göstermek amacıyla, bir uzay-zaman diyagramı üzerinde çalışmalıyız. Uygun bir uzay-zaman diyagramı, Einstein'ın genel rölativite eşitliği çözülerek elde edilir. Böylelikle (en basit hal olan) küresel kütleye sahip, dönmeyen bir kara deliği çevreleyen boş uzay-zamanın geometrisini çizmiş oluruz. Bu diyagramdaki önemli olan ayrıntı şudur: Uzay-zaman durgun değil, dinamiktir. Burada uzay-zamanın daha önce tanımlanan kavramlardan çok daha ilginç ve farklı olduğunu göreceğiz.

Şekil 17.4'de çizilmiş olan uzay-zaman diyagramındaki koordinatlar, alışkın olduğumuz "uzay" ve "zaman" değildir. Bu nedenle şeklindeki yatay eksen "uzay" değil "sanki-uzay" olarak, dikey eksen de "zaman" değil "sanki-zaman" olarak adlandırılmıştır. Bu nicelikler uzayda ve zamanda ölçülen niceliklerle aynı değildir. Geçmiş, diyagramın aşağı kısmı, geleceği ise üst kısmı



Şekil 17.14: Bir kara deliğin etrafındaki uzay-zaman diyagramı.

temsil etmektedir. Bu diyagramda ışık özel bir yol izler: Işık, eksenlere göre 45^0 lik açıyla hareket eder. Işıktan daha yavaş hareket eden herhangi bir cisim, bu diyagramda sanki-zaman eksenine ışığın yolu (45^0 lik eğim) arasında hareket eder. Işığın yolu (45^0 lik eğim) ile sanki-uzay eksenine arasında hareket eden bir cisim, normalde mümkün olmayan bir hızla, yani ışık hızından daha hızlı hareket ediyor demektir.

Diyagram, "olay ufku" tarafından dört bölgeye bölünmüştür. Olay ufku aslında, Schwarzschild yarıçapının tanımladığı yerdir. Bu sınır öyle bir yerdir ki, olay ufkunun iç tarafında meydana gelen hiçbir olay dışardan görülemez; yani dışardan görünen ufkun dışında kalır. Tekilliğin, hem (geçmişe karşılık gelen) alt tarafta ve hem de (geleceğe karşılık gelen) üst tarafta bulunduğu dikkat edin. Diyagramda ayrıca, kara deliğin etrafında dolanan bir uzay aracının yörüngesi (O çizgisi) ve uzay aracından kara deliğe atlayan bir kişinin izleyeceği yörünge de (A ile F arası) gösterilmektedir.

Şimdi, yukarıda yapılan açıklamaları akılda tutarak, kara deliğin içine doğru yapılan seyahati bu diyagram üzerinde yorumlayalım. Uzay gemisi kara deliğin etrafında "O" yörüngesinde dolarken geçmişten geleceğe doğru (yani sağ alttan sağ üste doğru) hareket etmektedir. "A" noktasındayken uzay gemisinden bir insanın kara deliğe atladığını varsayalım. Bu adamın elindeki bir araçla lazer sinyalleri gönderdiğini kabul edelim. Gönderdiği lazer sinyalleri, şekilde dalgalı çizgilerle temsil edilmektedir. Bu dalgalı çizgilerin eksenlere göre sadece 45^0 lik bir açı yaptığına dikkat edin. Dalgalı çizgilerin "O" yolunu kestiği yerler, yayılan bu ışığı olay ufkunun dışından görebileceğimiz konum ve zaman değerlerine karşılık gelir. B'de iken yayılan sinyal "O" hattını keserken; kara deliğe düşen kişi "C" noktasına ulaştığında yani olay ufkuna (Schwarzschild yarıçapı) geldiğinde yaydığı lazer sinyali "O" hattı ile sonsuz zaman geçmedikçe kesişmeyecektir (asimptotik bir durum). Düşen kişi olay ufkunu geçtikten sonra (örn. "D" veya "E"de iken) yaydığı lazer sinyallerinin hepsi, tekillik içinde yutulacaktır. "F" noktasındayken, düşen kişi, tekilliğin içine dacaktır. "C" noktası ve ötesindeki hiç bir olayı dışardaki gözlemciler göremeyecektir.

Bu diyagramda I ile gösterilen bölge kara deliğin dışındaki gözlemcinin uzay-zaman bölgesini temsil etmektedir. II nolu bölge, Schwarzschild yarıçapının içinde kalan ve (önceden tahmin edilen) tekilliği içeren yerdir. Peki III nolu bölge nedir? Burası I nolu bölgenin ayna görüntüsüdür ve olay ufkunun ve tekilliğin dışında kalan başka bir bölgedir. Diyagramın alt tarafındaki IV

nolu bölge ise II nolu bölgenin ayna görüntüsü olan tekilliği göstermektedir; yani burası geçmişteki tekilliğe, zamanı geri döndüren kara deliğe karşılık gelmektedir. "X" noktasından yayılacak bir fotonun, gözlemcinin evreni olan I bölgesinde olay ufkunu keseceğine dikkat edin. Bu olayı dışardan, olay ufkunda parlayan bir ışık olarak algılarız. Bu nedenle bu olaya bazen "beyaz delik" adı verilir.

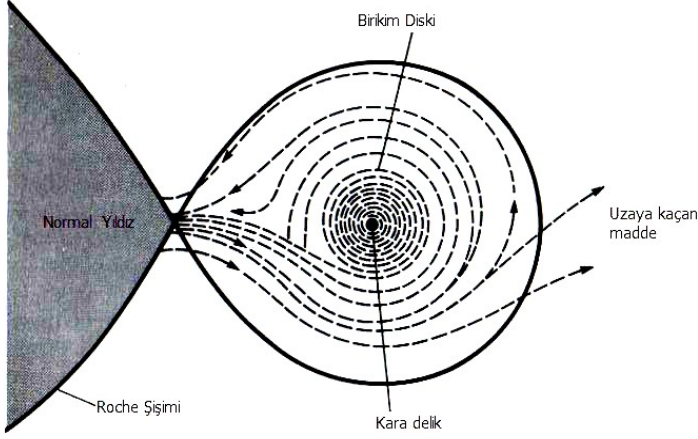
III nolu bölge ulaşılamazdır. Buranın varlığını gösteremeyiz. Bizler I nolu bölgede bulunuruz. A-A" doğrultusundan III nolu bölgeye gitmeye çalıştığımızı varsayalım. Bunu başarabilmek için ışıktan daha hızlı hareket etmeliyiz. Çünkü A-A" doğrultusu sanki-uzay eksenine ile 45^0 den daha küçük açı yapmaktadır. Eğer şekli incelersek, ışık hızından daha küçük hızlarla I'den III bölgesine hiçbir yolun olmadığını görürüz. Işıktan daha yavaş olan tüm yollar daima tekilliğin içine düşecektir. Bu nedenle III bölgesine ulaşmamızın yolu yoktur. Aynı şekilde IV bölgesine de ulaşamayız. Çünkü burası geçmiş-i temsil etmektedir ve zamanda geriye yolculuk yapamayız. Sadece II nolu bölgeye seyahat edebiliriz, ancak buradan da geri çıkış yoktur!

Ancak Einstein'ın genel görecelik eşitliğinin "dönen bir kara delik" kabulüne göre çözülmesi durumunda tekillikten kurtuluruz. Nitekim kara deliğin etrafındaki açıl momentumun yapısı, tekilliğin olmadığı farklı bir karakterde uzay-zaman göstermektedir.

(C) KARA DELİKLERİN GÖZLENMESİ

İzole olmuş (yalıtılmış) bir kara delik gözlenemez. Ancak etrafındaki madde ile yaptığı etkileşim algılanabilir. Kara deliğe doğru düşen herhangi bir madde kinetik enerji kazanır ve ısınır; iyonize hale geçerek elektromanyetik ışınım yaymaya başlar. Sıcaklığı birkaç milyon kelvin ya da daha yukarılara ulaştığındaysa bu madde X-ışınları yaymaya başlar. Yıldızlaraarası madde içinden geçen veya bir yıldız yakınında bulunan bir kara delik üzerine madde çeker ve bu maddeyi (yukarıda da açıklandığı gibi) ışınım yapmaya zorlar. Bu sırada kara deliğin üzerine düşen madde bir açıl momentuma sahipse, doğrudan kara deliğin üzerine düşmeyecek, etrafında bir yörünge-de birikerek bir **birikim diski** oluşturacaktır. İşte yayılan X-ışınlarının kaynağı bu birikim diskidir (bkz. Şekil 17.15). Bu nedenle X-ışın kaynakları iyi birer kara delik adaylarıdır. Bu konu Bölüm 18.6'da detaylı olarak ele alınacaktır.

Genel kabul gören şöyle bir görüş vardır: Galaksi-mize ait X-ışın kaynaklarının ışınım güçleri 10^{26} - 10^{31} J/s



Şekil 17.15: Bir kara delik etrafındaki birikim diskinin şematik yapısı (üstten görünüm). Diskin oluşmasını sağlayan madde, Roche şişimini doldurmuş olan bileşenden (normal yıldızdan) gelmektedir.

arasındadır. Örneğin 0.3 nm (3×10^{-10} m) dalgaboyunda maksimum ışınım yapmak için sıcaklık 10^7 K olmalıdır (bkz. Wien yasası, Bölüm 8-6). Bu sıcaklıkta $\sim 10^{30}$ J/s'lik bir ışınım gücü üretmek için, kara cisim ışınımı yapan bir cismin sahip olacağı yarıçap kabaca;

$$R = (L/4\pi\sigma T^4)^{1/2} \\ \approx 10 \text{ km}$$

ya da kütle birikim oranı;

$$\begin{aligned} dm/dt &= RL / GM \\ &= (10^4)(10^{30}) / (6.7 \times 10^{-11})(2 \times 10^{30}) \\ &= 7.5 \times 10^{13} \text{ kg/s} \end{aligned}$$

$$\approx 10^{-9} M_{\odot}/\text{yıl}$$

bulunur. Bu madde aktarım oranı yakın çift yıldız sistemlerinde kolaylıkla karşılanabilir. Elbette ki %100'lük bir verim mümkün değildir, ancak %50'lik bir verim bile kabul etsek, bulunan bu madde aktarım oranı sadece 2'ye katlanır. O halde buradan anlıyoruz ki çift olan X-ışın kaynakları, olası kara delik içeren sistem adaylarıdır.

Bu ise, bir nötron yıldızının veya bir kara delik etrafında dolanan birikim diskinin iç sınırlarının boyutlarına karşılık gelmektedir.

Gözlenen X-ışınım gücünü üreten madde böyle bir cismin üzerine acaba ne kadar hızla düşecektir? R yarı-çaplı ve M kütleli bir cismin yüzeyine düşen maddenin birikim oranına "dm/dt" diyelim. Bu durumda oluşan gravitasyonel enerji:

$$dE_{\text{grav.}}/dt = (GM/R) dm/dt$$

olur. Eğer bu enerjinin tamamı ışınımaya dönüştürülüyorsa (yani verim %100 ise), toplam ışınım gücü L, bu değere

$L = (GM/R) dm/dt$
endiren gezegenimsi nebula oluşumu
(c) $1 M_{\odot}$ 'lik kütleyi 4×10^3 km/s'lik hızla ivmelendiren bir süpernova patlaması
Güneş'in, hesapladığımız bu kinetik enerji değerlerini, uzaya yayması (ışınması) ne kadar süre alacaktır?