

Beyaz Cüce Sismolojisi

M. Can AKAN

Ege Üniversitesi Fen Fakültesi Astronomi ve Uzay Bilimleri Bölümü, 35100 Bornova-İzmir
e-mail: cakan@astronomy.sci.ege.edu.tr

ÖZET: Genellikle $\sim 8-10M_{\odot}$ den daha küçük kütleli yıldızların evrimlerinin son aşaması olan beyaz cüceler (Romanishin & Angel 1980; Weidemann & Koester 1983; Iben 1991) merkezlerinde çekirdek tepkimeleri yoluyla erke üretmezler ve evrimleri esas olarak zamanla soğuma biçiminde gerçekleşir. Daha önceki evrimlerinin ve çok yüksek değerde çekim ivmelerine sahip olmalarının bir sonucu olarak C ve O gibi ağır elementler merkezde yer alırken H ve He gibi hafif elementler daha dış bölgelerde toplanmıştır. Böylesi bir *çekimsel katmanlaşma* (=gravitational settling) bu yıldızlarda gözlenen hemen hemen saf yüzey bileşiminden doğrudan sorumludur. Beyaz cüce evriminde bugün için en az anlaşılabilir noktalardan birisi de farklı yüzey bileşimine sahip türlerin oluşum sürecidir. Beyaz cüce evriminin erken aşamaları yüksek ısıtma, giderek artan yüzey çekim ivmesi, yüksek etkin sıcaklık ve o nedenle görel olarak hızlı soğuma ile karakterize edilir ki bu da onların özelliklerinin geleneksel anlamdaki tayfsal gözlemlerle duyarlı olarak belirlenebilmesini güçleştirir. Ancak belirli etkin sıcaklık değerlerine sahip birçok beyaz cücenin *nonradyal çekim modlarıyla* (= nonradial g-modes) zonkluyor olması onların fiziksel yapılarının günümüzde *yıldız sismolojisi* (=asteroseismology) yoluyla duyarlı olarak belirlenebilmesini olası kılmaktadır. Gözlenen zonklama frekanslarının uygun modellere ilişkin kuramsal frekanslarla karşılaştırılması bize bu yıldızların iç yapıları üzerine ayrıntılı bilgiler sunmaktadır. Ayrıca gözlenen frekansların zamanla değişimi bize yıldızın evrimi üzerine de bilgiler verir. Beyaz cüceler içlerinde yıldız oluşum ve evriminin arkeolojik kayıtlarını taşıdıkları için tüm bunlara ek olarak yıldızın geçmiş yaşama ve oluşumu üzerine bilgi sahibi olabildiğimiz gibi en soğuk (en yaşlı) beyaz cücelerin yaşlarının duyarlı bir biçimde belirlenmesi bize gökada diskinin yaşına ilişkin bir fikir verecektir.

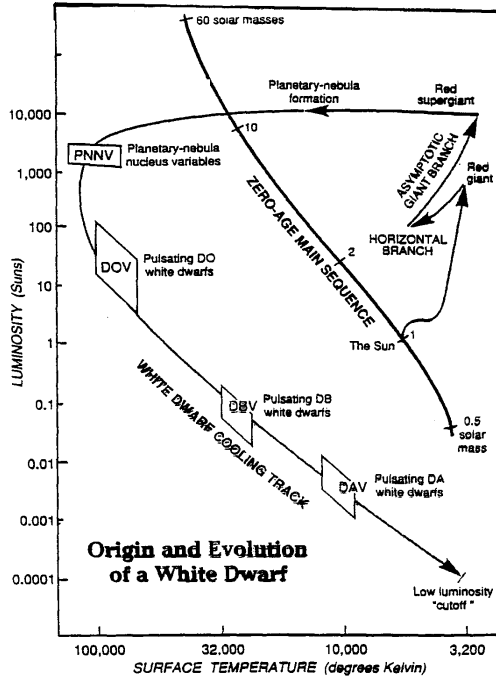
1. Giriş

Farklı bazı yaklaşımların da varlığına karşın günümüzde beyaz cücelerin H-R (=Hertzprung-Russell) diagramında *asimptotik dev kolundaki* (=Asymptotic Giant Branch=AGB) evrimlerini tamamlayarak daha ileri evrim aşamasına ulaşmış yıldızlar olduğu görüşü ağırlık kazanmıştır. AGB aşamasında önemli miktarda kütle kaybeden yıldız hemen hemen sabit bir ısıtmada ve hızla ($\sim 10^4$ yıl) daha yüksek etkin sıcaklıklara doğru evrimleşir ve daha sonra bir beyaz cüce olarak yaşamına devam eder. Bu aşamada kütle kaybı sonucu ortaya çıkmış olan sıcak merkez bölgesi ($\sim 170000K$) uzaya dağılmakta olan yıldız maddesini aydınlatarak gezegenimsi bulutsu olarak bilinen cisimlerin oluşmasına neden olur. Yüzeyine yakın bölgelerde devam etmekte olan son çekirdek tepkimelerinin de bitmesiyle yeni doğmuş olan beyaz cüce, bir yıldız olarak evriminin en son bölümüne adım atmış olur.

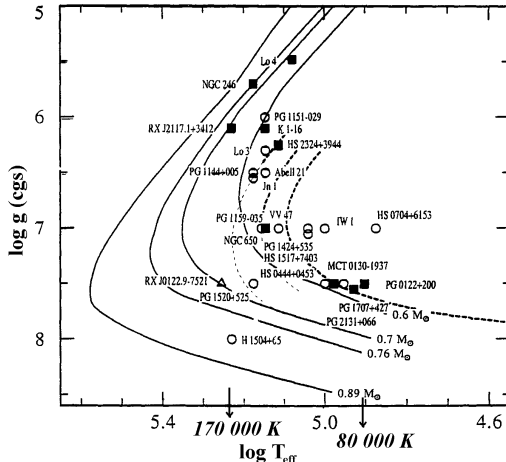
Tek bir zonklayan beyaz cücenin sahip olduğu zonklama modlarının sayısı diğer tür yıldızların sahip olduklarından oldukça fazla olduğu için beyaz cüce sismolojisi bu yıldızların iç yapıları ve evrimleri üzerine oldukça güvenilir bilgiler

vermektedir. Zonklayan beyaz cücelerin üç grubu H-R diagramında oldukça geniş bir ısıtma ve sıcaklık aralığını kapladığı için (Şekil 1) böylesi yozlaşmış yıldızların beyaz cüce öncesi dönemlerinden başlayarak yaşamlarının sonuna değin evrimlerini büyük bir duyarlılıkla belirleyebiliriz. Şekil 1'de görüldüğü gibi zonklayan beyaz cüceleri içeren bu üç ana grup PWD (= Pre-White Dwarf; PNNV ve GW Vir ya da DOV) yıldızları, DBV (helyum zarf) yıldızları ve DAV (hidrojen zarf) yıldızlarını içerir. Beyaz cüce evriminin en hızlı olduğu PWD aşaması (başlıca soğuma ve büzülme) ayrıntılı bir biçimde Şekil 2' de görülmektedir. Bu evrim aşaması o denli hızlıdır ki yıldız $\sim 170000K$ sıcaklıktan $\sim 80000K$ sıcaklığa, $\log g=6$ yüzey çekim ivmesinden $\log g=8$ yüzey çekim ivmesine ve $L_* \sim 10^3 L_{\odot}$ ısıtma değerinden $L_* \sim 1L_{\odot}$ ısıtma değerine $\sim 5 \times 10^5$ yılda ulaşmaktadır. Yıldızın bu aşamadan sonraki evrimi ise görel olarak çok daha yavaştır.

Yüzey bileşimleri gözönüne alındığında beyaz cücelerin oldukça yalın bir sınıf oluşturduğu görülür (Çizelge 1). Bunun ana nedeni beyaz cüce oluncaya kadar geçirdikleri evrim ve sahip oldukları güçlü çekim alanlarıdır.



Şekil 1. Zonklayan beyaz cücelerin H-R diagramındaki yerleri (Nather & Winget 1992).



Şekil 2. PWD yıldızlarının $\log g$ - $\log T_e$ diagramındaki yerleri (Dreizler 1998). Sürekli çizgiler ile verilen evrim yolları Wood & Faulkner (1986)'den, kesikli çizgilerle verilenler ise Gautschi (1997)'den alınmıştır.

Çizelge 1. Beyaz cüce tayf sınıflaması (Dehner 1996).

Tür	T_e	Özellik
DA	<80000	H çizgileri
DB	<30000	HeI çizgileri
DO	>47000	HeII çizgileri
DC	<5000	Çizgisiz
DQ	<10000	Karbon
DZ	tüm sıcaklıklar	Metal
DAV (ZZ Ceti)	10000-13000K	Zonklama
DBV (GD 358)	24000-27000K	Zonklama
DOV (GW Vir)	>80000	Zonklama

PWD yıldızlarının sınıflandırılmasında sözedilmesi gereken başka bir nokta da PG 1159 adlandırmasıdır. PG 1159 adlandırması eskiden tüm PWD yıldızlarına (zonklayan+zonklamayan) ilişkin tayfsal bir sınıf adı olarak kullanılıyordu. Ancak günümüzde PG 1159 adlandırması zonklamayan PWD (PNN+DO) yıldızlarına ilişkin tayf sınıflamasını belirtirken, bu sınıfın zonklayan üyeleri GW Vir yıldızları olarak anılmaktadır. Ayrıca gezegenimsi bulutsu çekirdeği olmayan PG 1159 yıldızları ise *çıplak PG 1159 yıldızları* (= naked PG 1159 stars) olarak adlandırılırlar.

Beyaz cücelerin iç yapılarını sismolojik yoldan çalışmak bugün için astrofizik henüz çözemediği bazı önemli sorunlara ışık tutacaktır. Örneğin eğer beyaz cücenin merkezindeki C/O oranını belirleyebilirsek yıldızın daha önceki evrim aşamasında gerçekleştirdiği $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ tepkime miktarını belirleyebiliriz (Caughlan & Fowler 1988). Ayrıca yüzeydeki helyum ve hidrojen miktarının belirlenmesi yıldızın AGB'den hangi aşamada ayrıldığını (herhangi bir termal puls sırasında; ona çok yakın; ya da iki termal puls arasındaki sakin kabuk hidrojen yanması sırasında) anlamamıza ek olarak bu evrim aşamasında ne miktarda kütle kaybettiğini belirleyebilmemize de olanak sağlar (Iben 1989; D'Antona & Mazzitelli 1991). Bu da beyaz cüce oluşumu öncesinde yıldızların bu son evrim basamaklarını nasıl yaşadıklarını daha iyi anlamamızı ve modelleyebilmemizi olası kılacaktır.

Yüzeydeki helyum ve hidrojen miktarının sismolojik yoldan belirlenmesi ayrıca beyaz cüce soğuma kuramının önemli bir girdisi üzerine açıklık getirecek ve böylece *beyaz cüce ısıtma fonksiyonu* (=white dwarf luminosity function) yoluyla gökada diskinin yaşının belirlenmesindeki belirsizlik azalacaktır (Winget et al. 1987; D'Antona & Mazzitelli 1991). Beyaz cüce sismolojisi yoluyla ayrıca yıldızla ilişkin elde edebileceğimiz bilgiler şunlardır: beyaz cücenin kütlesi, sahip olduğu katmanların kalınlıkları ve bu katmanlar arasındaki geçiş bölgelerinin yerleri ve kalınlıkları, yıldızın dönme dönemi, manyetik alanı, zonklama simetri ekseninin bakış doğrultumuzla yaptığı açı ve uzaklık.

Beyaz cücelerin daha iyi anlaşılmasına yardımcı olması bakımından bundan sonraki bölümde ilk olarak küçük ve orta kütleli yıldızların evrimlerinin ileri aşamaları ve beyaz cüce oluşumu kısaca ve nitel olarak ele alınacak ve daha sonra zonklayan beyaz cücelerin yıldız sismolojisi yoluyla incelenmesiyle yukarıda kısaca değinilen çeşitli bilgilerin nasıl elde edilebileceği sunulacaktır.

2. Küçük ve Orta Kütleli Yıldızların Evrimlerinin İleri Aşamaları

Merkezinde hidrojen yanması sona eren bir yıldız çekim gücüne karşı koyacak basınç gradiyentine sahip olamayacaktır. Yıldızın merkez bölgeleri görel olarak hızlı bir biçimde çökmeye başlayacak ve açığa çıkan çekim potansiyel erkesi de iç sıcaklığın artmasına yol açacaktır. Merkez bölgesini çevreleyen ince bir kabuk içerisinde hidrojen yanmasının gerçekleştiği bu durumda yıldız H-R diagramında anakoldan ayrılmış olacak ve hemen hemen sabit bir ışıma ile daha düşük sıcaklıklara doğru evrimleşecektir. Daha sonra zarfta konveksiyonun giderek daha önemli duruma gelmesi ve iç bölgelere doğru derinleşmesiyle erke yüzeye daha kolay taşınmaya başlanacak ve sıcaklıktaki düşüş sona erecektir. Derin iç bölgelere kadar ulaşabilen konveksiyonla ayrıca "birinci" dredge-up başlayacak ve yıldız maddesi bu yolla karıştırılmaya başlanacaktır (Becker & Iben 1979; Iben 1991). Bu noktadan itibaren yıldız hemen hemen sabit bir sıcaklıkta daha yüksek ışıtmalara doğru ilerleyecektir. Yüzey sıcaklığı anakolda olduğundan daha düşük ve yarıçapı daha büyük olan yıldız evriminin bu aşamasında kırmızı dev koluna (Red Giant Branch=RGB) girmiş olur ve kırmızı dev olarak adlandırılır. Bu aşamadan sonraki evrim yıldızın kütlesine bağlı olarak değişik olacaktır. $\sim 8-10M_{\odot}$ den daha büyük başlangıç kütlesine sahip yıldızlarda merkez koşulları sırasıyla demire kadar olan elementleri üretebilecek yetenektedir ve sonuçta yıldız TipII süpernovası olarak patlar.

Başlangıç kütlesi $\sim 8-10M_{\odot}$ den daha küçük kütleli yıldızlarda evrimin nasıl gelişeceği ise yıldızın bu aşamada çekim gücüne karşı ne biçimde karşı koymakta olduğuna bağlıdır. $\sim 2.2-2.3M_{\odot}$ den daha büyük kütleyle sahip yıldızlar helyum yanması başlangıcında çekim gücüne karşı ideal gaz basıncı ile karşı koymaktadırlar (Iben & Renzini 1983). Sakin bir biçimde helyum yanmasının başlamasıyla yeni bir erke kaynağına kavuşan yıldızda çökme duracak ve yıldız hidrojen yakmakta olduğu anakoldakine benzeyen, görel olarak sakin bir evrim aşamasına ulaşacaktır.

$\sim 2.2-2.3M_{\odot}$ den daha küçük kütleli yıldızlarda ise helyum, RGB'nin üst ucunda, çekim gücüne karşı ideal gaz basıncı ile değil yozlaşmış elektron basıncı ile karşı koymakta olan bir merkez bölgesinde yanmaya başlar ve bu olay helium flash olarak adlandırılır. Böylesi bir ortamda başlayan helyum yanması sonucu açığa çıkan erke yozlaşmış maddeden kaynaklanan basıncın sıcaklıktan çok yoğunluğa bağlı olması nedeniyle,

en azından başlangıçta, merkez bölgesinin genişlemesine yol açmayacaktır. Ancak artan sıcaklık erke üretim miktarını arttıracak ve bu da sıcaklığın daha da yükselmesine yol açacaktır. Bu koşullar altında sıcaklık ve erke üretim miktarı artışı arasındaki tırmanma süreci yeterince yükselen sıcaklığa bağlı olarak yozlaşmanın ortadan kalkmasına kadar sürecektir. Hesaplamaların gösterdiği gibi böylesi koşullar altında ve dakikalar mertebesinde gerçekleşen helium flash olayı (Cole & Deupree 1980, 1981) sonucu yıldızların parçalanmaktan nasıl kurtulabildiği merak konusudur. Ancak küresel kümelerde de gözlediğimiz gibi helium flash aşamasını yaşamış böylesi küçük kütleli yatay kol (Horizontal Branch=HB) yıldızlarının varlığı yıldızların bu aşamadan emniyetli bir biçimde geçebildiklerine işaret etmektedir. Merkezde helyum yanmasının başlaması sonucu yeterince yükselen sıcaklıkla birlikte normal gaz basıncının tekrar sözkonusu olması merkez bölgesini yeterince genişletecek ve yıldız yeniden bir dengeye ulaşacaktır. Bu aşamada helyum yanması yukarıda tartışılan daha büyük kütleli yıldızlardakine benzer biçimde sürece ve merkez bölgesiyle zarf arasındaki geçiş bölgesinde yer alan kabuk hidrojen yanması da ek bir erke sağlayacaktır. Bu aşamada yıldız H-R diagramında HB'deki yerini almıştır. Helyum yanmasının görel olarak fakir erke üretimi ve yıldızın sahip olduğu yüksek ışıma nedeniyle HB ömrü anakol ömründen oldukça kısadır. Örneğin tipik bir $1M_{\odot}$ kütleli yıldız anakolda yaklaşık olarak 10^{10} yıl (toplam çekirdek tepkime yaşantısının $\sim 90\%$) kalırken HB üzerinde yalnızca $\sim 10^8$ yıl kalabilmektedir.

Merkezinde helyumu da tüketen yıldız artık AGB evrim aşamasına doğru yola çıkacaktır. Bu aşamada merkezde helyum, çekirdek tepkimeleri sonucu karbon ve oksijene dönüştükten sonra merkez bölgesi tekrar büzölmeye başlayacak, zarf genişleyecek, kabuk hidrojen yanmasının başladığı daha önceki duruma benzer olarak C/O merkez bölgesinin etrafında kabuk helyum yanması yer alacak ve yıldız AGB olarak adlandırılan evrim aşamasına ulaşacaktır. Yıldız AGB'ye tırmandıkça zarftaki konveksiyon tekrar iç bölgelere doğru derinleşmeye başlayacak ve bunun sonucu olarak "ikinci" dredge-up başlayacaktır. Merkez sıcaklığı karbon ve oksijeni yakabilecek kadar yükselmediği için merkez sıkışması RGB'dekinden daha fazla olacak ve ayrıca yarıçap ve ışıma da daha önceki evrim aşamalarında ulaşılmamış değerlere yükselecektir.

AGB evrim aşaması yıldızın evriminin sonlarının yaklaştığına işaret etmektedir. AGB evriminin en önemli süreçlerinden birisi büyük

miktarlardaki kütle kaybıdır. Başlangıç kütleleri $\sim 8-10M_{\odot}$ e kadar olan yıldızların beyaz cüce oluşturdukları ve beyaz cücelerin büyük çoğunluğunun kütlelerinin $\sim 0.6M_{\odot}$ yöresinde dağıldığı gözönüne alındığında AGB evrimi sırasındaki kütle kaybının hangi boyutlarda olduğu görülebilir. Yapılan çalışmalar yıldızların AGB evrim aşamasında $\sim 10^{-5}M_{\odot}/\text{yıl}$ değerlerine ulaşan kütle kayıpları gerçekleştirebildiklerini göstermektedir (Loup et al. 1993). Öte yandan Bowen ve Wilson (1991) tarafından yapılan modellerde AGB evrimi sırasında büyük genlikli zonklamalar ile başlatılan kütle kaybının kaçınılmaz olarak nasıl bir *süper rüzgara* (=superwind) dönüştüğü görülmektedir. Bu araştırmacıların modelleri *süper rüzgarın* giderek ne denli büyük boyutlara ulaşabileceğini ve AGB evrimini sona erdirebileceğini de göstermektedir.

AGB evrimi iki ana aşamaya ayrılır (Iben & Renzini 1983; Iben 1991): “*erken AGB*” (E-AGB) ve “*termal puls AGB*” (TP-AGB). E-AGB sırasında yıldızın ısıtmasının büyük bölümü kabuk hidrojen yanmasından sağlanır. Hidrojen yandıkça oluşan helyum alttaki katmanda depolanır ve bir süre sonra yoğunluğu yeterince artan ve bir ölçüde yozlaşmış olan helyum katmanının tabanında yanma başlar. Bu yanma *termal puls* olarak bilinir. Termal puls sırasında açığa çıkan erke helyum katmanının genişlemesine neden olur ve üstteki hidrojen kabuk da dışarıya doğru genişlemeye zorlanarak bir süre için hidrojen yanması sona erdirilir. Helyum yanması sonucu oluşan karbon, alttaki giderek yozlaşan merkez bölgesinde depolanır. Genişleme sonucu yeterince soğuyan helyum katmanındaki yanma sona erer ve hidrojen kabukta yanma tekrar başlar. Böylesi termal pulsler sırasında C/O merkez bölgesinin kütlesi arttırılmış olur ve yukarıda sözedilen miktarlardaki kütle kayıpları gerçekleşir.

Yozlaşmış bir C/O merkez bölgesine ve kabuk hidrojen yanmasına sahip bir yıldızın (AGB evrim aşaması) ısıtması ile merkez bölgesi kütlesi arasında;

$$\frac{L_*}{L_{\odot}} \approx 6 \times 10^4 \left(\frac{M_c}{M_{\odot}} - 0.5 \right) \quad (1)$$

ilişkisi vardır (Paczynski 1970). Burada M_c merkez bölgesinin kütlesidir. Bu *merkez bölgesi kütlesi – ısıtma* ilişkisi çok büyük ısıtmalı AGB yıldızları dışında geçerlidir (Blöcker & Schönberner 1991). Bu nedenle bir yıldızın AGB üzerindeki yeri toplam kütleyle değil, merkez bölgesi kütlesine bağlıdır ve merkez bölgesi ile zarfın evrimleri büyük ölçüde birbirinden bağımsızdır. Yeterli miktarda kütle kaybeden

yıldız sıcak merkez bölgesinin giderek ortaya çıkmasıyla AGB’den ayrılarak H-R diagramında daha sıcak bölgelere doğru yol alır. Birçok beyaz cücenin bu yolla oluştuğu görüşü günümüzde kabul görmektedir. Paczynski (1970), Iben & Tutukov (1984) ve Schönberner (1983) tarafından yapılan modeller AGB sonrası evrim sonucu beyaz cücelerin nasıl oluştuğunu göstermektedir.

Ancak daha önce de belirtildiği gibi beyaz cüce oluşumunda bir başka kanalın daha varlığı tartışılmıştır. Buna göre zarfı yeterince kütleyle sahip olmayan bazı yıldızlar AGB’ye tırmanamamakta ve *altcüce* (sub-dwarf=sd) evresinden geçerek beyaz cüce oluşturmaktadırlar (Vauclair & Liebert 1987). Bundan başka Dorman, Rood & O’Connell (1993) ve diğer bazı araştırmacılar bu sürece ilişkin evrim yollarını da vermişlerdir. Bu biçimde oluşan beyaz cüceler küçük kütleli ($0.50-0.55M_{\odot}$) grubu oluşturlar ve bu oluşum biçiminin toplam beyaz cüce popülasyonuna katkısının önemli olmadığı düşünülmektedir.

Bir PWD yıldızının görünüşü onun AGB’den termal puls sürecinin hangi aşamasında ayrıldığına bağlıdır. Eğer yıldız AGB’den termal pulsler arasındaki sakin kabuk hidrojen yanması aşamasında ayrılmışsa bu yanma gezegenimsi bulutsu aşamasında da bir süre devam edecek ve kabuk yeterince inceliş soğuyunca hidrojen yanması sona erecek ve yıldız hidrojen zarfa sahip bir DA beyaz cücesi olacaktır.

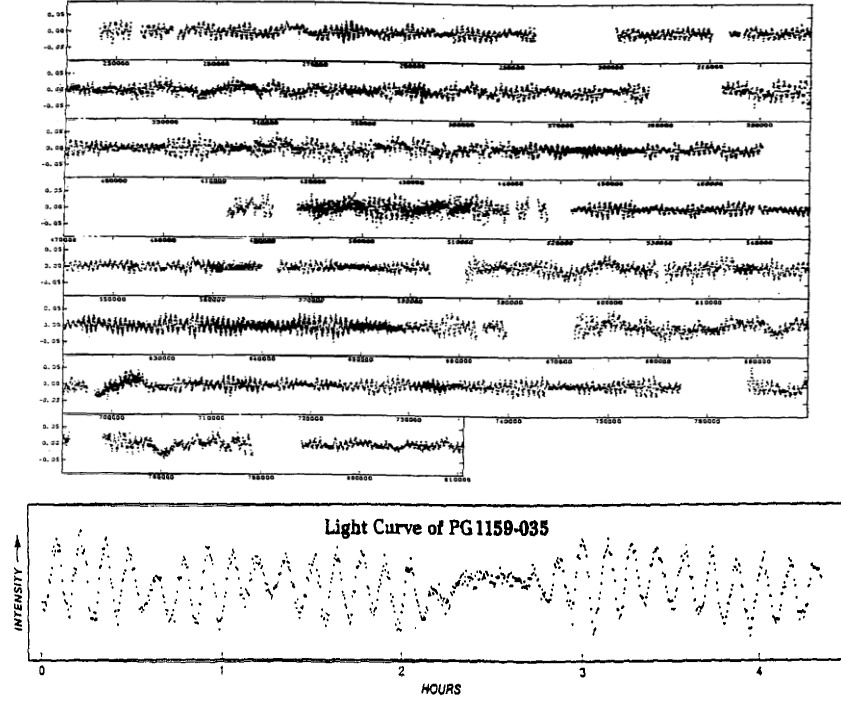
Eğer yıldız AGB’den kabuk hidrojen yanmasının durduğu termal puls sırasında ayrılmışsa hidrojen zengin tüm zarfını kaybedebilir ve helyum katman ortaya çıkabilir. Bu durumda yıldız helyumca zengin bir DB beyaz cücesi olacaktır.

Ancak eğer yıldız AGB’den termal puls evresine yeterince yakın bir anda ayrılmışsa son bir kabuk helyum flaşı gezegenimsi bulutsu aşamasında ya da ondan sonra gerçekleşebilir ve yıldız bu durumda kısa bir süre için tekrar AGB’ye geri dönebilir. Bu sırada meydana gelebilecek son bir kütle fırlatımı tüm hidrojen zarfı ve bir miktar da helyumu uzaya atabilir. Bu durumda oluşan beyaz cüce karbon ve oksijen bakımından zengin olacaktır.

Iben (1984)’e göre bir AGB yıldız modeli yaşamının $\sim 80\%$ ’ini sakin kabuk hidrojen yanması ile geçirmektedir. O nedenle DA beyaz cüceleri toplam beyaz cüce popülasyonunun $\sim 80\%$ ’ini oluşturmalıdır ki bu oran gözlemlerle uyum sağlamaktadır.

3. Zonklayan Beyaz Cüce Türleri

Zonklayan beyaz cüceler zonklamaları dışında diğer beyaz cücelerden temelde farklıdır.



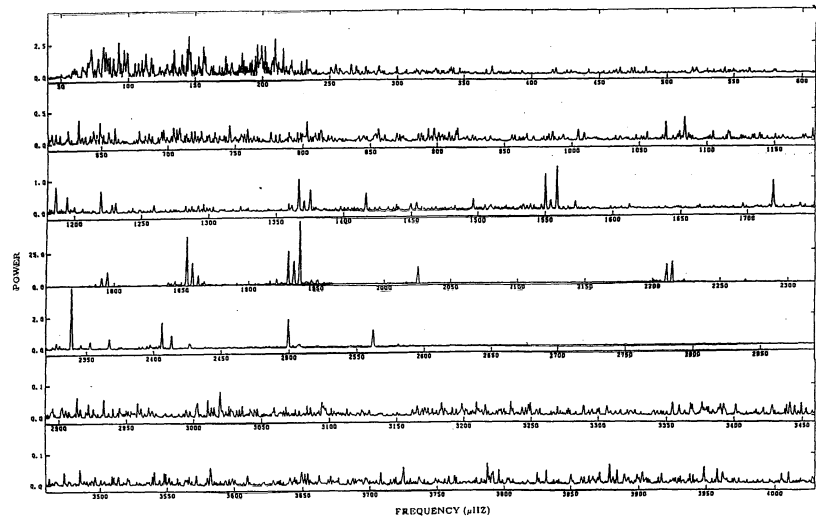
Şekil 3. PWD türü zonklayan PG 1159-035 (GW Vir) yıldızının WET tarafından elde edilen ışık eğrisinin merkezi altı günlük bölümü (üstte). Yatay eksen saniye biriminde zamanı, dikey eksen ise kesirsel yeğinliği göstermektedir (Winget et al. 1991). PG 1159-035 yıldızının ışık eğrisinin 4.5 saatlik bir bölümü (altta). Burada görülen karmaşık yapı farklı dönemlerdeki birçok zonklama modunun üstüste binmesinden kaynaklanmaktadır (Nather & Winget 1992).

Zonklama, sahip olunan sıcaklıkla doğrudan ilişkili olduğu için hemen hemen tüm beyaz cüceler evrimleri boyunca belli sıcaklık aralıklarına geldiklerinde zonklayacaklardır. O nedenle zonklayanlar üzerine öğreneceğimiz bilgiler tüm beyaz cüce popülasyonu için geçerli olmalıdır. Şekil 3'te PWD türü zonklayan beyaz cüce GW Vir (= PG 1159-035)'in ışık eğrisi ve Şekil 4'te ise bu ışık eğrisine ilişkin "power spectrum" görülmektedir.

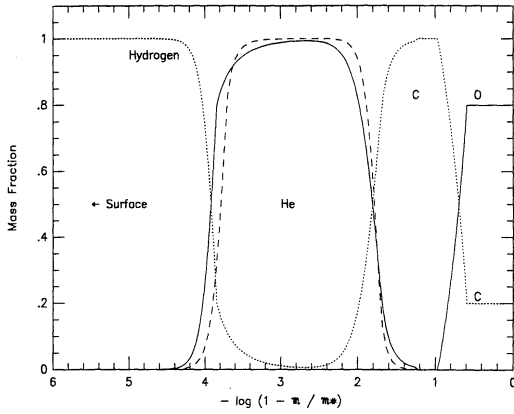
Şimdi zonklayan beyaz cücelerin üç grubunun temel özelliklerine değinelim.

3.1. DAV Yıldızları

DAV yıldızları yüzeylerinde ince bir hidrojen katmana sahiptirler. Hidrojen katmanının altında helyum bir katman ve onun da altında karbon ve oksijenden oluşmuş çekirdek bölgesi yer almaktadır (Şekil 5). ZZ Ceti yıldızları olarak da bilinen DAV yıldızlarının ilk üyesi (HL Tau 76) Landolt (1968) tarafından keşfedilmiştir. Landolt bu yıldızın parlaklığının birkaç dakika içerisinde dönemli bir değişim gösterdiğini bulmuştur. Daha sonra yapılan analizler bu değişimlerin nedeninin



Şekil 4. PG 1159-035 yıldızının ışık eğrisine ilişkin "power spektrum" (Winget et al. 1991).



Şekil 5. DAV yıldızlarına ilişkin modellerde kullanılan kompozisyon profili. Sürekli çizgi normal modellerde kullanılan helyum bolluğu profilini, kesikli çizgi ise ince H/He ve/veya ince He/C kompozisyon geçiş bölgelerine sahip modellerdeki helyum bolluğu profilini göstermektedir. Bu model $0.75M_{\odot}$ dışarıya kadar tümüyle oksijen olup $0.90M_{\odot}$ yoresinde tümüyle karbona dönüşmektedir (Bradley 1996).

g-mod zonklamalar olduğunu ortaya koymuştur (Chanmugam 1972; Warner & Robinson 1972; Osaki & Hansen 1973). DAV yıldızları yaklaşık olarak 11000-13000K derece sıcaklık aralığında yer alırlar (Greenstein 1984; Weidemann & Koester 1984; Bergeron, Wesemael & Fontaine 1992). Bugün için sayıları yirminin üstündedir. Tayfsal yolla ölçülen $\log g$ (~ 8) ve T_c değerlerinden elde edilen kütleleri $0.56M_{\odot}$ yoresinde kümeleşmektedir. Işıtmaları ise $0.01L_{\odot}$ değerinden küçüktür.

DAV yıldızlarının zonklama dönemleri 100-1200s aralığındadır ve azalan etkin sıcaklıkla birlikte dönemler uzama ve genlikler de büyüme eğilimindedir (Clemens 1994). Bunun nedeni yıldızların soğumasıyla birlikte *zonklamaları sürdüren bölgenin* (=driving zone) daha uzun zaman ölçeklerine doğru, yani yıldız içerisinde daha derinlere doğru çökmesidir (bkz.. Bölüm 4.2). Bu durumda (3) denkleminde göre dönemlerin uzaması gerekmektedir (m_{dz} niceliği büyüdüğü için). Zonklamaları sürdüren bölge derinlere doğru indikçe bu bölge üzerindeki m_{dz} madde miktarının artması ayrıca işe çevrilmesi gereken ısı erkesinin de büyümesini gerektirmektedir. Bu da daha soğuk üyelere gidildikçe büyüyen zonklama genliklerini açıklamaktadır (Robinson 1979; McGraw 1980; Winget & Fontaine 1982).

DAV yıldızlarının zonklamalarından konveksiyon bölgesinin tabanında yer alan hidrojen iyonlaşması sorumlu tutulmaktadır (McGraw 1977; Dolez & Vauclair 1981; Winget 1981). Bu mekanizma gözlenen dönemleri üretebilmekle birlikte DAV kararsızlık kuşağının gözlenen soğuk kenarını üretmekte başarılı görülmemektedir. Bir başka deyişle bu mekanizma bir DAV yıldızının yaşamının hangi

aşamasında zonklamaları sona erdireceğini önermede yetersiz kalmaktadır.

İlk olarak Brickhill (1983) tarafından önerilen bir kuramsal çalışmaya dayanarak Wu (1998), DAV yıldızlarında zonklamaların uyarılmasını konveksiyon bölgesinin tabanındaki hidrojen iyonlaşması yerine doğrudan konveksiyon bölgesine bağlamaya çalışmıştır. Wu, DAV yıldızları ile ilişkili olarak geleneksel κ - γ mekanizmasının bazı sorunlarına dikkat çekmiştir. Buna göre zonklamaları sürdüren bölgedeki termal zaman ölçeği gözlenen dönemlerden oldukça kısadır. Bu bölge iç bölgelerden kaynaklanan radyatif sönmülendirme etkisinin üstesinden gelemeyecek denli incedir. κ - γ mekanizması ile ilgili çoğu yaklaşımlar zonklama sırasında konvektif akının sabit tutulmasını gerektirmektedir ki bu varsayım Brickhill (1983, 1991a,b) tarafından gösterildiği gibi doğru değildir. Wu, Brickhill tarafından öne sürülen *konveksiyon bölgesinin geri kalan kısmının, tabanındaki uyarılma nedeniyle akıdaki değişime anında yanıt verdiği* varsayımına dayanarak zonklamalardan konveksiyon bölgesinin tabanının sorumlu olduğunu göstermiştir. Bu yaklaşımın en önemli yanlarından biri DAV kararsızlık kuşağının gözlenen mavi ve kırmızı kenarlarını oldukça iyi belirleyebilmesidir. Ancak bugün için bu yıldızların zonklamalarından başlıca hidrojen iyonlaşmasının sorumlu olduğu düşünülmektedir.

Brickhill ve Wu tarafından geliştirilen zonklamaların konveksiyona bağlı olarak uyarılması yaklaşımını PWD yıldızlarına uygulamak olanaksız görünmektedir. Bunun ana nedeni PWD yıldızlarının çok önemsiz konveksiyon bölgelerine sahip olmaları ya da hiç sahip olmamalarıdır.

3.2. DBV Yıldızları

DAV yıldızlarında zonklamaların uyarılmasından büyük ölçüde hidrojen iyonlaşmasının sorumlu olduğu fikrinden sonra Winget (1981) DB beyaz cücelerinde helyum iyonlaşmasının benzeri bir uyarılmaya yol açabileceğini gösteren modeller üretmiştir. Helyum, hidrojene göre daha yüksek iyonlaşma erkesi gerektirdiğinden benzer dönemlerde zonklamaların uyarılabilmesi için daha sıcak atmosferler sözkonusu olmalıdır. Buna göre Winget, değişen DB yıldızlarının 20000-30000K derece sıcaklık aralığında aranması gerektiğini önermiştir.

Çok geçmeden Winget et al. (1982) etkin sıcaklığı 24000K derece yoresinde olan DB beyaz cücesi GD 358 yıldızında zonklamaların varlığını bulmuştur. Bilinen DBV yıldızlarının sayısı

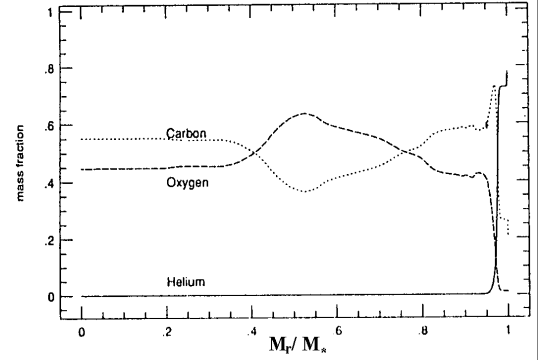
günümüzde on yoresindedir ve 24000-27000K derece sıcaklık aralığında yer alırlar. DBV yıldızları DAV yıldızlarından daha büyük ısıtmalara ($\sim 0.1-0.03L_{\odot}$) sahiptirler. Yüzeyleri tümüyle helyum kaplı olan bu yıldızlarda hidrojen çizgilerine rastlanmamaktadır. Sayıları görece az olduğu için grup özellikleri DAV türü zonklayan beyaz cücelerde olduğu güvenilirlikte belirlenebilmiş değildir. Ancak grubun ilk bulunan ve en iyi çalışılmış üyesi olan GD 358 zonklama modu sayısı bakımından oldukça zengindir ve bu yıldızın bulunuş biçimine ek olarak yapılan analizi asterosismolojinin en büyük başarılarından biri olarak kabul edilmektedir (Winget et al. 1994).

3.3. PWD Yıldızları

20 yıl öncesine kadar yıldızların *gezegenimsi bulutsu çekirdeği* aşaması ile *beyaz cüce soğuma evrim yolunun* üst kısmı arasındaki ($170000K > T_c > 80000K$) yerlerinin belirlenmesi önemli bir sorun oluşturmaktaydı. Bu sorun yalnızca yıldızların bu evrim aşamasını çok hızlı yaşadıklarından değil, buna ek olarak bu cisimler için $\log g$ ve T_c değerlerinin belirlenmesindeki güçlüklerden de kaynaklanıyordu. Bu niceliklerin tayflardan belirlenmesi bu yıldızların atmosferlerinin iyi bir biçimde modellenenmiş olmasını gerektirmektedir. Bu ise 50000K dereceden daha sıcak böylesi sıkışık cisimler için oldukça zordur. Soğuk yıldızların tayflarını modellemede çok yararlı olan *bölgesel ısı dengesi* ($= \text{Local Thermal Equilibrium} = \text{LTE}$) varsayımı böylesi yüksek sıcaklık ve çekim değerlerinde yarayışlı olmamaktadır. H-R diagramının bu bölgesindeki zonklayan beyaz cüce öncesi yıldızların iç yapıları ve yerleri günümüzde zonklama özellikleri sayesinde artık daha güvenilir olarak belirlenebilmektedir.

İç yapıları Şekil 6'da verilen PWD yıldızlarının sayısı günümüzde yirmiyi aşmıştır ve bunların yaklaşık yarısı zonklayan yıldızdır. Ayrıca PWD yıldızlarının yine yaklaşık olarak yarısı gezegenimsi bulutsu çekirdeği yıldızlarıdır. PWD kararsızlık kuşağı DBV ve DAV kararsızlık kuşakları ile karşılaştırıldığında sıcaklık bakımından gözlemsel olarak en duyarsız biçimde belirlenen kuşaktır. Bunun olası nedenleri şöyle sıralanabilir:

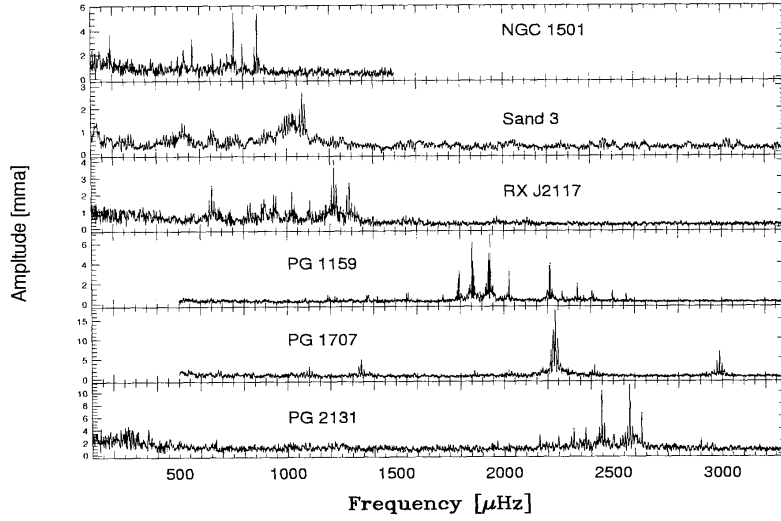
- PWD evrimi oldukça hızlı olduğu için örnek yıldız sayısının görece olarak azlığı,
- 80000K dereceden fazla yüzey sıcaklığına sahip bu yıldızlarda T_c ve $\log g$ niceliklerinin belirlenmesindeki güçlük,



Şekil 6. GW Vir yıldızlarına ilişkin kompozisyon profili (Kawaler & Bradley 1994).

- Bunlara ek olarak kuşak içerisindeki bazı yıldızların AGB'den gelerek en yüksek sıcaklıklara doğru yaklaşması ve diğerlerinin beyaz cüce soğuma yollarına doğru ilerliyor olması nedeniyle gerçek evrim durumunun gözlemsel olarak belirlenmesindeki güçlük.

PWD zonklayanları arasında GW Vir değişenleri daha yüksek $\log g$ (≥ 7) değerlerine sahiptir ve tanım gereği etraflarında bulutsu yoktur. O nedenle GW Vir değişenleri PNNV değişenlerinden daha ileri evrim aşamasındadırlar. Öte yandan PNNV değişenlerinin zonklama dönemleri ($1000s < \Pi < 3000s$), GW Vir değişenlerinin zonklama dönemlerinden ($\Pi < 1000s$) daha uzundur. En yüksek ısıtmalı PNNV değişenlerinden en soğuk GW Vir değişenlerine doğru gidildikçe zonklama dönemleri kısalma eğilimi göstermektedir. Bu durum Şekil 7'de açıkça görülmektedir. Şekil 7 bazı PWD yıldızlarının *genlik spektrumlarını* (= amplitude spectra) göstermektedir. Burada sıcaklık yukarıdan aşağıya doğru azalmaktadır. Zonklama dönemlerinde görülen bu eğilim DAV yıldızlarında karşılaşılan durumun tersidir. Bölüm 4.2'den anlaşılacağı gibi eğer evrimsel soğuma sonucu dönem uzaması *zonklamaları sürdüren bölgenin* daha derin bölgelere çökmesinden kaynaklanıyorsa PWD yıldızlarında da evrim sonucu dönemlerin uzaması gerekmektedir. Buna göre PWD yıldızlarının zonklamalarında, *zonklamaları sürdüren bölgenin* derinlere çökmesinden başka bir mekanizmanın etkili olması söz konusu olmalıdır. Bu mekanizma, PWD evrim aşamasında henüz sona ermemiş olan çekimsel büzülme olabilir. Bir başka deyişle PWD değişenlerinde devam etmekte olan çekimsel büzülme, soğuma sonucu ortaya çıkması gereken dönem uzamasına baskın geliyor olabilir. Ancak bugün için tayfsal ölçümlerde ulaştığımız duyarlık bu yıldızlarda $\log g$ yoluyla yarıçap belirlenmesinde istenilen



Şekil 7. Bazı PNNV ve GW Vir yıldızlarının genlik spektrumları (Kawaler 1996). Zonklama dönemlerinin yukarıdan aşağıya azalan sıcaklıkla birlikte küçüldüğü (frekansların büyüdüğü) açıkça görülmektedir.

duyarlığı sağlamamaktadır. Bu sorun sismoloji yoluyla aşılmaya çalışılmaktadır.

Ayrıca, sismoloji yoluyla PWD kararsızlık kuşağının sınırlarının duyarlı olarak belirlenmesi bu yıldızların hangi koşullar altında zonkladıklarını ortaya koymamıza da yardımcı olacaktır. Bugün için bu kuşak içerisinde yer alan yaklaşık on tane yıldız zonklamamaktadır. Eğer PWD kararsızlık kuşağının sınırları kesin bir biçimde belirlenebilirse belki de bu yıldızların kuşağın dışında oldukları görülecektir.

Hidrojen bakımından oldukça fakir ve helyumca daha zengin oldukları için PWD yıldızlarının, daha soğuk olan DB ve DA türü beyaz cücelerin ataları olabileceği düşüncesi başlangıçta olası görülmemekle birlikte son zamanlarda tüm türden beyaz cücelere üzerine yapılan sismolojik çalışmalar bunun olası olabileceğine işaret etmektedir. Bir DBV yıldızı olan GD 358 üzerine yapılan çalışmalar bu yıldızda tümüyle helyumdan oluşan dış katman kütlesini $\sim 10^{-6} M_{\odot}$ olarak verirken benzeri çalışmalar bir PWD yıldızı olan PG 1159-035 yıldızı için helyumca zengin olan dış katmanın kütlesini $\sim 10^{-3} M_{\odot}$ olarak vermiştir (Winget et al. 1994; Bradley & Winget 1994). İlk bakışta dış katman kalınlıkları ve bollukları bu denli farklı olan bu iki yıldızın evrim bakımından birbirleri ile ilişkileri olduğuna inanmak gerçekten kolay değildir. Ancak Dehner & Kawaler (1995) ve Dehner (1996) helyum katmanının tabanında oluşacak bir difüzyonun bu tabanın yerini yıldız 140000K dereceden 23000K dereceye evrimleşinceye/soğuyuncaya değin geçecek süre içerisinde değiştirebileceğini göstermişlerdir. Yapılan hesaplamalara göre model evrimleştikçe (soğudukça) difüzyon sonucu yüzeyde yalnızca

helyum bir katman oluşmakta ve bu katman giderek aşağıya doğru kalınlaşmaktadır. Model 25000K dereceye kadar soğuduğu zaman bu saf helyum katmanının kalınlığı $10^{-6} M_{\odot}$ değerine ulaşmaktadır ki bu da GD 358 yıldızında gözlenen değer ile uyum sağlamaktadır. Dehner & Kawaler (1995) ayrıca böylesi *zamana bağlı difüzyonu* (=time-dependent diffusion) da hesaba katarak ürettikleri bu modelin zonklama frekanslarının GD 358 yıldızında gözlenenlerle oldukça iyi bir uyum sağladığını da göstermişlerdir.

PWD yıldızlarını DBV yıldızları ile ilişkilendirmede en önemli sorun 45000-30000K derece sıcaklık aralığında hiç bir DB beyaz cücesinin gözlenmemiş olmasıdır. Bir başka deyişle bu sıcaklık aralığındaki tüm beyaz cüceler hidrojen kabukludur. DB *boşluğu* (=DB gap) olarak adlandırılan bu bölge PG 1159-035 yıldızı ile GD 358 yıldızı arasındaki evrim yolu üzerinde yer almaktadır. Fontaine & Wesemael (1987)'e göre tüm DB yıldızları bir miktar hidrojen içermektedir ve bu hidrojen yıldız 45000K dereceye kadar soğuduğunda yüzeye kadar tırmanmakta ve yıldızın tayfında helyum görülmemektedir. Öte yandan yıldız 30000K dereceye kadar soğuduğunda ortaya çıkan konveksiyon hidrojeni tekrar yüzey altı bölgelere indirmekte ve DB beyaz cüceleri yeniden ortaya çıkarmaktadır. Ancak Dehner (1996) bu iş için gereken hidrojenin yüzeye çok kısa bir sürede (~ 100 yıl) tırmanacağını ve o nedenle PWD yıldızlarında bu hidrojenin görülmesi gerektiğini ortaya koymuşlardır. Ancak, bilindiği gibi PWD yıldızları genel olarak hidrojen çok fakirdirler. Ayrıca, yüzeyde böylesi kısa sürelerdeki ve miktarlardaki hidrojen artışının getireceği karbon ve oksijen miktarındaki azalma PWD yıldızlarının

yüzeylerinde gözlenen miktarlardan çok daha az karbon ve oksijen bolluklarına yol açacaktır.

PWD yıldızlarına ilişkin bugün için elimizde oldukça fazla gözlemsel zonklama verisi olmasına karşın bu yıldızların grup özelliklerinin genelleştirilebilmesi henüz tam olarak başarılammıştır. Bunun sağlanması bu yıldızların zonklamalarından hangi element ya da elementlerin sorumlu olduğunun ve gözlenen dönem dağılımının açıklanabilmesi için zorunludur. Günümüzde bu yıldızların elde edilmiş kütle, ışıma ve etkin sıcaklıklarına ilişkin yanılıgı miktarları PWD kararsızlık kuşağının önemli bir bölümünü kaplamaktadır. Ancak tayfsal olarak belirlenmiş kısıtlı logg ve T_e bilgilerine karşın bu yıldızlardaki zonklamaların nedenleri üzerine oldukça fazla çalışma yapılmıştır. Starrfield et al. (1984) bu yıldızların zonklamasını karbon ve oksijen iyonlaşmasına bağlamaktadırlar. Ancak burada kritik olan nokta, zonklamaları sürdüren bölgede kütlece %10-20 lik bir helyum varlığının zonklamaları sönmüldirici yönde etkili olacaktır. Ayrıca çözülmesi gereken bir diğer konu da yukarıda sözedildiği gibi PWD kararsızlık kuşağı içerisinde bazı zonklamayan yıldızların da varlığıdır ki bu yıldızlar da zonklayanlarla hemen hemen aynı tayfi göstermektedirler (Werner 1995). Yapılacak daha duyarlı gözlemler zonklayanlar ile zonklamayanlar arasında önemli farklar ortaya çıkarabilir. Örneğin Dreizler (1998) tüm zonklayanların tayflarında NV olduğunu göstermiştir. Oysa yine bu çalışmaya göre NV zonklamayanların yalnızca bazılarının tayflarında yer almaktadır. Böylesi farkların önem derecesi ileride yapılacak çalışmalarla ortaya konabilecektir.

Öte yandan Kawaler (1986) kuramsal olarak PWD yıldızlarında zonklamaların zarftaki son çekirdek tepkimelerinden kaynaklanabileceğini göstermiştir. Bu mekanizma ε -mekanizması olarak bilinmektedir. Ancak bu mekanizma yalnızca en küçük radyal mertebeli çekim modlarını uyartabilmektedir ki sözkonusu modlar bu yıldızlarda gözlenememiştir.

Son zamanlarda Saio (1996) ve Gautschy (1997) PWD yıldızlarında zonklamaların uyartılmasını *metallicity bump* olayına bağlamaktadırlar ki bu zarfta örneğin demir gibi metallerin varlığından kaynaklanan opasite türevindeki işaret değişmesine dayandırılmaktadır. Bu da aslında κ -mekanizması olarak bilinen mekanizmadır. Ancak bu araştırmacıların görel olarak basit modelleri, sözkonusu yıldızların evrim durumlarına uymaktan uzaktır ve bu modeller PWD yıldızlarının WET (Whole Earth Telescope)

gözlemleri ile elde edilmiş dönemlerini üretmemektedir.

PWD evrimi boyunca yıldızın soğumasında nötrinolar yoluyla erke kaybının çok önemli olduğu düşünülmektedir. Bu evrim aşamasında nötrino yoluyla kaybedilen erke fotonlar yoluyla kaybedilen erkeden daha fazladır. Ancak bu nötrinolar güneşte olduğu gibi çekirdek tepkimeleri yoluyla değil, yıldızın sıcak ve yoğun merkez bölgesinde elektron saçılma süreçleriyle oluşmaktadır (bkz. Bölüm 6.1).

4. Beyaz Cüce Sismolojisinin Temelleri

Bilindiği gibi fiziksel bir sistemin yapısını öğrenmenin en iyi yolu onun *normal osilasyon modlarını* incelemektir. Bu durum örneğin metal çubuklar, moleküller, yıldızlar v.s. gibi her türden yapı için geçerlidir. Zonklayan bir yıldız sözkonusu olduğunda onun yapısını diğer yollarla olduğundan daha da ayrıntılı bir biçimde inceleme ve öğrenme şansına sahip oluruz. H-R diagramında hemen her yerde zonklayan yıldız olduğunu biliyoruz. Bu da bize yıldızların evrimlerinin çeşitli aşamalarında farklı türden zonklamalar yapabildiklerini göstermektedir. Eğer bir yıldız çok sayıda modla zonkluyorsa bu zonklamaları kullanarak onun diğer yollarla doğrudan *göremediğimiz* iç yapısını inceleme olanağı elde ederiz. Genel olarak, gözlenen zonklama frekanslarının (dönemlerinin) kuramsal frekanslarla karşılaştırılmasıyla yıldız iç yapısının çalışılması *yıldız sismolojisi* (=asteroseismology) olarak adlandırılır.

Cepheidler ve RR Lyrae yıldızları en iyi bilinen zonklayan yıldızlar arasında yer alırlar. Sahip oldukları zonklamaları kullanarak Cepheid yıldızlarının örneğin ortalama yoğunluklarını, merkezi yoğunlaşma derecelerini, kütlelerini, v.b. bulabiliriz. RR Lyrae yıldızlarının da bu yolla ışıtmalarını, kütlelerini elde etmek olasıdır. Cepheid yıldızları ayrıca sahip oldukları *dönem-ışıma* ilişkisi nedeniyle de ünlüdürler. Bu ilişkiyi kullanarak Cepheid yıldızları içeren uzak gökadaların uzaklıklarını elde edebiliriz.

Ancak bir ya da iki modla zonklayan bu yıldızların iç yapılarını incelemede görel olarak kısıtlı sayılabiliriz. Böylesi *ünlü* yıldızlar az sayıda radyal modla zonklarken nonradyal modlarla zonklayan yıldızlar genelde sayıca daha fazla zonklama moduna sahiptirler. Bir yıldızda ne denli fazla sayıda zonklama modu belirleyebilirsek o yıldızla ilişkin elde edeceğimiz bilgi de o oranda artacaktır. Zonklama modu sayısı bakımından Güneş şampiyonluğu elinde tutmaktadır. Bize olan yakınlığı nedeniyle Güneş'te milyonlarca zonklama modu

belirleyebiliyoruz. Bunun sonucu olarak diğer yıldızlara göre güneşin iç yapısını çok daha iyi biliyoruz. Beyaz cüceler de genellikle çok sayıda nonradyal modlarla zonkladıkları için (GD 358 yıldızı 180 mod; PG 1159-035 yıldızı 125 mod) onların da iç yapılarını görelî olarak iyi derecede öğrenebiliyoruz.

Cepheid yıldızlarında zonklama hareketi daima radyal doğrultudadır. Her bir çevrimde yıldızın yarıçapı ~%5-10 oranında değişir (Nikolov & Tsvetko 1972). Zonklayan bir beyaz cücede ise hareketin radyal bileşeninin nonradyal bileşenine oranı ~0.001 yöresindedir. O nedenle bir zonklama çevrimi sırasında yıldızın yarıçapı sabit kabul edilebilir (Robinson, Kepler & Nather 1982). Öte yandan Cepheid ve beyaz cüce zonklamalarının tek ortak yönü, her ikisinde de gözlediğimiz ısıtma değişimlerinin kütle hareketlerine bağlı yüzey sıcaklık değişimlerinden kaynaklanıyor olmasıdır. Beyaz cücelerde bir zonklama çevrimi boyunca ortaya çıkan ortalama yüzey sıcaklığı değişimi ~200K derece (Robinson, Kepler & Nather 1982) iken Cepheid değişenlerinde bu yaklaşık 10 kat daha fazladır ve yıldız bir zonklama çevrimi boyunca tayf türünü değiştirmektedir (Kukarkin et al. 1969).

Zonklayan beyaz cücelerde gözlenebilen genliklere kadar uyartılabilmiş modların frekansları birkaç sürece bağlıdır. Bunlardan birincisi bir mekanizma ile zonklamaların uyartılması; ikincisi yıldızın bu uyartılmaya verdiği yanıt; üçüncüsü ise frekanslar üzerinde etkisi olan ve *transfer fonksiyonu* olarak adlandırılan, iç hareketlerin gözlenen ısıtma değişimlerine dönüştürüldüğü mekanizmadır. Gerçekte zonklayan bir beyaz cüce karakteristik bir frekans setiyle zonklayan küresel simetrik bir *resonant kovuk* (=resonant cavity) olarak düşünülebilir ve bu frekans setinin karakteri yıldızın yapısı, kütlesi, ısıtması ve yüzey katmanlarının kalınlıkları ile ilişkilidir.

4.1 Beyaz Cücelerde Zonklamaların Nedeni

Bilindiği gibi bir yıldızda erke merkezden yüzeye görelî olarak pek engellenmeden aktarılır. Ancak bu aktarımda bazı rastgele tedirginlikler sözkonusu olabilir. Ne var ki böylesi tedirginlikler eğer hemen ortadan kalkabiliyorsa yıldızın dengesinin bozulması söz konusu olmayacaktır. Yıldız zonklama bakımından dengede tutmaya çalışan iki mekanizma vardır: bunlar *p*-modları için *basınç* ve *g*-modları için ise *yüzmedir* (=buoyancy). Bu mekanizmalar yıldız maddesinin denge durumu etrafındaki hareketine karşı koyma yönünde etkilidirler.

Sıcaklık ve opasite türevleri gibi termodinamik nicelikler bölgesel denge üzerinde etkilidirler. Genel olarak bir yıldız içerisindeki madde sıkıştırılırsa sıcaklığı artarken opasitesi azalır. Opasitenin azalmasıyla üst katmanlara daha fazla erke aktarılacaktır. Termodinamiğin birinci yasasından bildiğimiz gibi artan sıcaklıkla ortaya çıkan böylesi bir ısı kaybının anlamı sözkonusu sıkıştırılan katman üzerine dış katmanlarca *iş* yapılıyor olmasıdır. Benzer tartışmalarla sözkonusu katman üzerine genişleme sırasında da *iş* yapıldığını görürüz. Bu nedenlerle ortaya çıkabilecek herhangi bir tedirginlik süratle sönümlenmek zorundadır. Aksi takdirde bu katman tarafından dış katmanlar üzerine *iş* yapılması gerekecekti. Denge, yani zonklamama, için en temel koşul sözkonusu katmanın sıkışma üzerine ısı kaybedebilmesi ve genişleme üzerine de ısı alabiliyor olmasıdır. Öte yandan bunun tam tersi sözkonusu olduğunda, yani sıkışma ve genişleme üzerine sözkonusu katman tarafından dış katmanlar üzerine *iş* yapılıyor ise ortamdaki mikroskopik tedirginlikler zonklayan yıldızlarda gözlediğimiz genliklere kadar ulaşabilir. Biz de böylesi yıldızları zonklayan yıldızlar olarak gözleriz.

4.1.1. κ - γ Mekanizması

Bazı belirli durumlarda opasite türevinin işareti yukarıda verilen durumun tersi olabilir. Eğer sıkışma üzerine opasite artıyorsa bu kütle içerisinde geçmekte olan ısı tutulacaktır. Bu durumda sözkonusu katman tarafından üst katmanlar üzerine *iş* yapılmaktadır. O nedenle böylesi katmanlar yıldız denge durumundan ayrılmaya zorlarlar. Ancak maddeyi sıkıştırmak ve genişletmek için *işin* gerektiği diğer katmanlar ortaya çıkabilecek böylesi tedirginlikleri sönümlendirmek eğilimindedir. Bir yıldızda zonklamaların ortaya çıkabilmesi için zonklamaları sürdüren bölgelerden kaynaklanan *işin* sönümlenmeye katkıda bulunan bölgelerden kaynaklanan *işe* galip gelmesi gerekmektedir. Böylesi bir durumda merkezden yüzeye erke akışı mekanik bir *iş* yapabilir ve zonklamalar ortaya çıkmış olur.

Zonklamalardan sorumlu bu mekanizma κ -mekanizması olarak adlandırılır. Eğer yıldız içerisinde opasite türevinin,

$$\frac{d}{dr} \left(\kappa_T + \frac{\kappa_\rho}{\Gamma_3 - 1} \right) > 0 \quad (2)$$

koşulunu sağladığı bir bölge varsa bu bölge κ -mekanizması yoluyla zonklamaları sürdürülecektir (=driving). Burada,

$$\kappa_T = \left(\frac{\partial \ln \kappa}{\partial \ln T} \right)_\rho \quad \kappa_\rho = \left(\frac{\partial \ln \kappa}{\partial \ln \rho} \right)_T \quad \Gamma_3 - 1 = \left(\frac{\partial \ln T}{\partial \ln \rho} \right)_S$$

olup S spesifik entropi, κ ise cm^2/g biriminde opasitedir. r , ρ ve T ise geleneksel anlamlarındadır. Eğer yıldız içerisinde herhangi bir elementin kısmi olarak iyonlaştığı bir bölge varsa (2) ile verilen koşul sağlanmış olur.

Ayrıca adyabatik üs Γ_3-1 gerçekte daima pozitif olmakla birlikte madde kısmi olarak iyonlaştığında bir minimum yapar. κ -mekanizmasının etkisinin bu biçimde artırılması da γ -mekanizması olarak adlandırılır. γ -mekanizması aslında, fiziksel olarak, bir kısım sıkıştırma işinin sözkonusu elementin daha da iyonlaşmasına yardımcı olmasıdır. Bu da bölgedeki maddenin daha da sıkışmasına yol açarak kararsızlığa katkıda bulunur. İyonlaşma erkesinin genişleme üzerine salınması tedirginliğin artmasına neden olur. Bu iki etki genelde birlikte gerçekleştiği için opasite ve iyonlaşma etkilerinden kaynaklanan kararsızlıklar κ - γ mekanizması olarak adlandırılır.

Cepheid ve RR Lyrae değişenlerinde zonklamalar HeI ve HeII nin benzer bolluklarda bulunduğu bölgelerde κ - γ mekanizması yoluyla sürdürülür. Benzer biçimde DBV beyaz cücelerde de zonklamalardan helyum kısmi iyonlaşma bölgesinin sorumlu olduğu düşünülmektedir. DAV beyaz cücelerde zonklamalardan hidrojen kısmi iyonlaşma bölgesinin sorumlu olduğu düşünülmekle birlikte son zamanlarda Wu (1998) bu yıldızlarda zonklamalardan etkin bir yüzey konveksiyonunun sorumlu olabileceğini ileri sürmüştür. PWD yıldızlarında ise zonklamaların karbon ve/veya oksijene bağlı bir kısmi iyonlaşma bölgesinden kaynaklanabileceğini ortaya koyma yönünde yoğun çalışmalar yapılmıştır (Starrfield et al. 1983; Stanghellini, Cox & Starrfield 1989; Gautschy 1997). Ancak burada karşılaşılan en büyük güçlük bölgedeki helyumdan kaynaklanabilecek sönümlendirme etkisidir.

4.2 Zonklamaların Uyarılması İle Gözlenen Dönemler Arasındaki İlişkiler

Zonklayan bir yıldızda zonklamaların uyarılması ile bunun sonucu ortaya çıkacak dönemler arasındaki ilişkinin ne olacağını bilmek isteriz. Genel olarak hiç bir yıldız ortaya çıkacak

uyartılmaya rastgele bir dönemle yanıt veremez. Bir başka deyişle bir yıldızda ortaya çıkabilecek zonklama dönemi ya da zonklama dönemleri aralığı zonklamaların uyarılması (mekanizması) ile sınırlıdır. Cox (1980) bir yıldızda ortaya çıkabilecek zonklama döneminin zonklamaları sürdüren bölgenin tabanındaki termal zaman ölçeği (= thermal timescale) ile belirleneceğini ortaya koymuştur. Zonklamaları sürdüren bölgenin tabanındaki termal zaman ölçeği;

$$\tau_{th} = \frac{c_v T m_{dz}}{L} \sim \Pi \quad (3)$$

ile verilir. Burada τ_{th} , termal zaman ölçeği; c_v , ısı kapasitesi; T , sıcaklık; m_{dz} , zonklamaları sürdüren bölgenin üzerindeki kütle miktarı; L , yıldızın toplam ışıması; Π ise zonklama dönemidir. Bu bağıntı, yıldızın m_{dz} kütlesi içerisindeki erkeyi L ışıması ile uzaya salması için gereken süreyi vermektedir. Gerçekte radyal modlar için elde edilmiş olmasına karşın bu bağıntı nonradyal g-modları için de geçerlidir.

Zonklayan beyaz cücelere ilişkin her üç kararsızlık kuşağında da zonklamalardan kısmi iyonlaşma bölgelerinin sorumlu olduğunu düşündüğümüze göre verimli ve net bir zonklamadan söz edebilmek için yıldızın erkeyi zonklama dönemiyle karşılaştırılabilir mertebede bir sürede depolayıp salabilmesi gerekmektedir. Örneğin verilen bir zonklamayı sürdüren bölgenin belirli dönemdeki bir zonklamayı uyartıp uyartamayacağını gözönüne alalım. Eğer zonklamayı sürdüren bölge yüzeye çok yakınsa ilgili termal zaman ölçeği gözönüne aldığımız zonklama döneminden kısa olacaktır. Bu durumda herhangi bir artık (= excess) ısı, yeterince sıkışma gerçekleşmeden salınmış olacaktır. O nedenle böylesi bir bölge, gözönüne aldığımız zonklama döneminin uyarılabilmesi için mekanik bir iş yapamamış olacaktır. Öte yandan eğer zonklamaları sürdüren bölge çok derinde yer alıyorsa ($\tau_{th} > \Pi$) bu durumda sıkışma üzerine ortaya çıkan artık ısı genişleme sırasında yeterince çabuk salınamıyacaktır ve bir sonraki sıkışma evresinde zonklamayı sönümlendirici yönde etkili olacaktır. Gerçekte yukarıda termal zaman ölçeği için verilen ifade yaklaşık bir bağıntı olup diğer bazı etmenler ortaya çıkacak zonklama dönemlerinin (3) denklemi ile verilen bir miktar da olsa uzaklaşmasına neden olabilmektedir. Bu etmenler arasında en önemlisi bir yıldızın standing waves olarak hangi aralıktaki dönemlere sahip zonklama modlarını destekleyebileceğidir. Hansen, Winget & Kawaler'e (1985) göre her türden zonklayan beyaz cüceler için standing waves olarak sahip

olunabilecek maksimum bir dönem uzunluğu sözkonusudur (Π_{\max}). Bundan daha uzun dönemlere sahip dalgalar ise ancak *running waves* olacaklar ve o nedenle derhal sönmüleneceklerdir.

Zonklayan bir beyaz cüce *g*-mod zonklamalar için bir *resonant kovuktur*. Küresel simetrik böylesi bir kovuk yıldızın merkezi (ya da yozlaşmış merkez bölgesinin dış yüzeyi) ve yüzeyi ile sınırlandırılmıştır. Ancak yeterince uzun dönemler için yıldız yüzeyi dalgaları yansıtma görevini yerine getiremeyecektir. Bu durumda zonklama erkisi yüzeyden dışarıya sızacak ve ilgili dalgalar sönmülenecektir. Bu düşünce onklayan beyaz cücelere ilk kez Hansen, Winget & Kawaler (1985) tarafından DAV kararsızlık kuşağının kırmızı kenarı ile DAV beyaz cücelerinde gözlenen en uzun dönemleri açıklayabilmek amacıyla uygulanmıştır. Bu araştırmacılar Eddington gri atmosferi varsayımıyla boyutsuz kritik *g*-mod frekansını için;

$$\omega_g^2 \approx \frac{\ell(\ell+1)}{V_g} \quad (4)$$

ifadesini elde etmişlerdir. Burada,

$$V_g = \frac{3g\mu R}{5N_a k T_e} \quad (5)$$

olup *g* ve *R* sırasıyla fotosferik yüzey çekim ivmesi ve yarıçapı göstermektedir. N_a , *k* ve μ ise geleneksel anlamlarındadır. Öte yandan ω boyutsuz frekansını zonklama frekansını σ ya;

$$\omega^2 = \frac{\sigma^2 R}{g} \quad (6)$$

ifadesi ile bağlıdır. Zonklama döneminin $\Pi=2\pi/\sigma$ olduğunu gözönüne alarak (4), (5) ve (6) denklemlerinin birleştirilmesiyle en uzun *g*-mod dönemi için;

$$\Pi_{\max} \approx 940s \left(\frac{\mu}{\ell(\ell+1)} \right)^{0.5} \left(\frac{R}{0.02R_{\odot}} \right) \left(\frac{T_e}{10^5 K} \right)^{-0.5} \quad (7)$$

elde edilir. $R^2 = L/4\pi\sigma T_e^4$ olduğu gözönüne alınırsa;

$$\Pi_{\max} \approx 940s \left(\frac{\mu}{\ell(\ell+1)} \right)^{0.5} \left(\frac{L}{35L_{\odot}} \right)^{0.5} \left(\frac{T_e}{10^5 K} \right)^{-2.5} \quad (8)$$

elde edilir.

4.3. Nonradyal Zonklamaların Temel Özellikleri

Nonradyal zonklamalara ilişkin ayrıntılı bilgiler literatürde bulunabilir (bkz. Unno et al. 1989). O nedenle burada yalnızca temel kavramlar kısaca verilecektir.

Başlangıç olarak dönme ve manyetik alan etkilerinin boşlandığını veya çok küçük olduğunu varsayarak tedirgin edilmemiş durumdaki küresel simetrik bir yıldız modelini gözönüne alarak bunun üzerine küçük zonklama tedirginliklerinin eklendiğini düşüneceğiz. Şimdi nonradyal zonklamaların temel özelliklerine kısaca değinerek bunlara ilişkin sembollerin neler olduklarına bakalım.

Tedirgin edilmemiş durumun zamandan bağımsız bir denge durumu olduğunu varsayarak fiziksel değişenlerin tedirginliklerinin $Y_{\ell}^m(\theta, \phi)e^{i\sigma t}$ ile orantılı olduklarını düşüneceğiz. Burada $Y_{\ell}^m(\theta, \phi)$ küresel harmonikler olup;

$$Y_{\ell}^m(\theta, \phi) = N_{\ell}^m P_{\ell}^{|m|}(\cos \theta) e^{im\phi} \quad (9)$$

olarak ifade edilir. Burada $P_{\ell}^{|m|}(x)$, ℓ inci dereceden ve m inci mertebeden ilgili Legendre polinomu olup $\ell(=0,1,2,\dots)$ ve $m(=-\ell,-\ell+1,\dots,0,\dots,\ell-1,\ell)$ tamsayılarıdır. N_{ℓ}^m ise normalizasyon sabitidir. Lineerleştirilmiş temel denklemlerdeki tüm katsayılar yıldızın merkezinden olan radyal doğrultudaki *r* uzaklığının birer fonksiyonudur. Keyfi bir ξ , yer değiştirmesini:

$$\xi_r = \sum_{n,\ell,m} \xi_{r,n\ell}(r) Y_{\ell}^m(\theta, \phi) \exp(i\sigma_{n\ell} t) \quad (10)$$

olarak ifade edebiliriz. Burada n , radyal eigenfonksiyonları sıralayan bir tamsayıdır.

Verilen bir küresel denge modeli için adyabatik olmayan zonklamalarda kompleks olan σ eigenfrekansını n ve ℓ in bir fonksiyonudur. *Normal* bir modun hem radyal eigenfonksiyonu ve hem de σ eigenfrekansını m den bağımsız olup $(2\ell+1)$ biçiminde *yozlaşmışlardır* (=degeneration). Yukarıdaki ifadelerde ℓ modun küresel harmonik derecesi olup yıldız yüzeyi üzerinde birbiriyle zıt evrede hareket etmekte olan yüzey parçalarını birbirinden ayıran sınır çizgilerinin sayısıdır; m ise azimutal mertebeye olarak adlandırılır ve $0 \leq \phi < \pi$ aralığında $\cos(m\phi)=0$ nin köklerinin sayısıdır. Radyal modlar $\ell=0$ durumuna karşılık gelir. Bir başka deyişle *normal mod* zonklamalar temel olarak Y_{ℓ}^m biçimindeki küresel harmonik fonksiyonlarla ve

uygun bir R_n radyal dalga fonksiyonları seti ile tanımlanır. Yani burada n radyal doğrultudaki nodal yüzeylerin sayısı, ℓ böylesi yüzeylere dik nodal düzlemlerin sayısı ve m ise bu düzlemlerin yıldızın zonklama simetri eksenini de içeren bir alt setidir.

m üzerindeki *yozlaşma*, denge yapısının keyfi bir dönme eksenini etrafındaki rotasyonel simetrisinden kaynaklanmaktadır. O nedenle eğer modele dönme uygulanacak olursa m üzerindeki sözkonusu *yozlaşma* ortadan kalkacaktır.

Yıldızlarda bölgesel zonklama özellikleri iki özgül frekans ile belirlenir. Bunlardan birincisi;

$$L_\ell^2 = (k_n c)^2 = \frac{\ell(\ell+1)c^2}{r^2} \quad (11)$$

olup *Lamb frekansı* olarak adlandırılır. Burada c , ses hızıdır ve;

$$c^2 = \frac{\Gamma_1 p_0}{\rho_0} \quad \Gamma_1 = \left(\frac{d \ln p}{d \ln \rho} \right)_{ad}$$

olarak verilir. p_0 ve ρ_0 , tedirgin edilmemiş durum için sırasıyla basınç ve yoğunluktur. Γ_1 , adyabatik üstür. Ayrıca $k_n = [\ell(\ell+1)]^{1/2} / r \approx \ell / r$ olup yatay dalga sayısı adını alır ve yatay dalgaboyu λ_h ya $k_h = 2\pi / \lambda_h$ biçiminde bağlıdır. Bir ses dalgası $\lambda_h = 2\pi r / \ell$ dalgaboyunu $2\pi / L_\ell$ süresinde kateder.

Özgül frekanslardan ikincisi ise;

$$N^2 = g \left(\frac{1}{\Gamma_1} \frac{d \ln p_0}{dr} - \frac{d \ln \rho_0}{dr} \right) \quad (12)$$

olup *Brunt-Väisälä frekansı* olarak adlandırılır ve küçük bir gaz kütesinin denge konumu etrafında çekim kuvveti etkisiyle düşey doğrultuda yaptığı salınımlara ilişkindir. Burada $g (= GM_r / r^2)$ bölgesel çekim ivmesi, G çekim sabiti ve M_r de r yarıçapı içerisindeki yıldız maddesinin kütesidir.

(11) ile verilen Lamb frekansı *basınç modlarına* (=pressure modes= p -modes), (12) ile verilen Brunt-Väisälä frekansı da *çekim modlarına* (=gravity modes= g -modes) ilişkindir. Örneğin, Cepheid değişenleri, RR Lyrae yıldızları, Güneş basınç modları ile; beyaz cüceler ise çekim modlarıyla zonklamaktadırlar. Basınç modları için *geri getirici kuvvet* (=restoring force) *basınç* iken çekim modları için *geri getirici kuvvet* çekimden kaynaklanan *yüzme* (=buoyancy) dir.

5. Zonklayan Beyaz Cücelerin Sismolojik Yolla İncelenmesi

Bu bölümde sahip oldukları nonradyal zonklama modlarının çalışılmasıyla beyaz cücelere ilişkin çeşitli bilgilerin nasıl elde edildikleri gözden geçirilecektir.

5.1. m -Bölünmesi ve Dönme Döneminin Hesaplanması

Yukarıda değinildiği gibi verilen bir ℓ için $(2\ell+1)$ tane olası m değeri sözkonusudur ($\ell=0,1,2,\dots$; $m=0,\pm 1,\dots,\pm \ell$). Ancak dönme ve/veya manyetik alan gibi azimutal olarak bağımlı süreçlerin yokluğunda verilen bir ℓ nin tüm n harmoniklerine ilişkin *çokluların* (=multiplet) $m \neq 0$ bileşenleri, $m=0$ merkez bileşenleri ile aynı frekanslara sahip olacaklardır. Bu durumda frekanslar ℓ ve n değerine bağlıdır ve m bakımından $(2\ell+1)$ biçiminde *yozlaşmışlardır*. Dönme ve/veya manyetik alanın varlığında bu *yozlaşma* ortadan kalkar ve $m \neq 0$ bileşenleri kendi frekanslarıyla ortaya çıkarlar. Bu durumda verilen bir ℓ nin tüm n harmoniklerine ilişkin *çokluların* bileşenleri arasındaki δv frekans farkları ile Π_{rot} dönme dönemi arasındaki ilişki;

$$\delta v_{n,\ell} = \Pi_{rot}^{-1} (1 - C_{n\ell}) \quad (13)$$

biçimindedir. Burada beyaz cüceler için $C_{n\ell} \approx [\ell(\ell+1)]^{-1}$ dir (Brickhill 1975). Böylece eğer gözlediğimiz modun ℓ değerini belirleyebilirsek beyaz cücenin dönme dönemini bulabiliriz. PG 1159-035 beyaz cücesi için $\delta v_{\ell=1} = 4.22 \mu\text{Hz}$ değeri ile yıldızın dönme dönemi (13) denklemi kullanılarak $\Pi_{rot} = 1.371 \pm 0.013$ gün ve $\delta v_{\ell=2} = 6.92 \mu\text{Hz}$ değeri ile $\Pi_{rot} = 1.394 \pm 0.013$ gün olarak elde edilmiş ve bu değerlerin ortalaması olan $\Pi_{rot} = 1.383 \pm 0.013$ gün değeri yıldızın dönme dönemi olarak kabul edilmiştir.

Ayrıca kuramsal çalışmalara göre $\ell=1$ ve $\ell=2$ olan modlar için *çoklular* içerisindeki yıldızın dönmesinden kaynaklanan yarıлма miktarlarının oranı;

$$R_{1,2} = \frac{\delta v_{\ell=1}}{\delta v_{\ell=2}} = 0.60 \quad (14)$$

değerine sahiptir ve PG 1159-035 yıldızına ilişkin yukarıda verilen yarıлма miktarlarının oranı 0.61 dir. Bu da kuramla gözlemlerin ne denli iyi uyduğuna bir örnektir.

5.2. Eş Dönem Aralıkları ve Kütlelerin Hesaplanması

Verilen bir ℓ (özellikle $n \gg \ell \sim 1,2$) için nonradyal g -modlarının dönemleri n radyal nod sayısı arttıkça monoton bir biçimde artar. Bir başka deyişle verilen bir ℓ nin birbirini izleyen harmonikleri (n) arasındaki dönem farkları büyük bir yaklaşıklıkla aynıdır. Bunun nedeni *yüzmeden* (= buoyancy) kaynaklanan *geri getirici kuvvetin* (= restoring force) yer değiştiren kütle ile orantılı olmasıdır ve bu kütle büyük n değerleri (yüksek harmonikler) ile azalır (beyaz cücelerde yüksek harmonikler daha ziyade yıldızın dış katmanlarında fonksiyon görürler). Daha zayıf bir *geri getirici kuvvet* daha uzun dönem anlamına gelir (Cox 1980).

Verilen bir *resonant kovuk* için sözkonusu zonklama dönemlerini hesaplanmanın en kolay yöntemlerinden birisi WKB yaklaşımıdır. Bu yaklaşımın temeli radyal dalgaboyunun, *kovuk* içerisinde fiziksel değişenlerin değişim zaman ölçeklerinden oldukça kısa olduğu varsayımına dayanır. Bu özellikle büyük n (yüksek harmonik) değerlerine sahip nonradyal g -modları için daha da çok geçerlidir. Böylesi bir *asimptotik limit* için WKB yaklaşımı;

$$\Pi_n \cong \frac{\Pi_0}{[\ell(\ell+1)]^{1/2}} (n + \varepsilon) \quad n \gg \ell \quad (15)$$

ilişkisini verir (Tassoul 1980; Kawaler 1986). Burada Π_n verilen bir n için g -modunun dönemi, Π_0 ise;

$$\Pi_0 \cong 15.5 \left(\frac{M_*}{M_\odot} \right)^{-1.3} \left(\frac{L_*}{100L_\odot} \right)^{-0.035} \left(\frac{q_y}{10^{-3}} \right)^{-0.00012} \quad (16)$$

ile verilen ve yıldızın global özelliklerine bağlı olan bir sabittir (Kawaler 1986; Kawaler & Bradley 1994). Burada q_y kütle kesri olarak yüzeydeki helyum miktarıdır (15) denkleminde yer alan ε , değeri 2 yöresinde olan bir sabittir.

(13) ve (15) denklemlerine göre zonklayan beyaz cücelerin ışık eğrilerinin Fourier analizi sonucu görelî olarak düzgün bir mod deseni ile karşılaşmalıyız. Özellikle, (15) denkleminde göre verilen bir ℓ değerine ilişkin modlar $\Delta\Pi_\ell = \Pi_0 / [\ell(\ell+1)]^{1/2}$ gibi bir dönem aralığı ile sıralanmış olmalıdırlar. (13) denkleminde göre ise verilen bir *çoklu*, örneğin dönme gibi bir nedenle, $2\ell+1$ tane, frekans olarak eş aralıklı bileşene ayrılmış olmalıdır. Bunlar zonklayan beyaz cücelerin ışık eğrilerinin Fourier spektrumlarında aradığımız desenlerdir.

Zonklayan bir beyaz cücenin Fourier spektrumunda $\Delta\Pi_\ell$ değerini belirledikten sonra onun M_* kütlelerini:

$$\log \frac{M_*}{M_\odot} = -1.041 \log \left\{ \Delta\Pi_\ell [\ell(\ell+1)]^{1/2} \right\} + 1.312 \quad (17)$$

denklemleri yardımıyla hesaplayabiliriz; PG 1159-035 yıldızı için $\Delta\Pi_{\ell=1}=21.5s$ ve $\Delta\Pi_{\ell=2}=12.5s$ olarak bulunmuş ve bu değerlerin her biri için (17) denkleminde sırasıyla $M_*/M_\odot=0.587$ ve $M_*/M_\odot=0.582$ olarak hesaplanmıştır. Yıldızın kütle için bu iki değer ağırlıklı ortalaması olan $M_*/M_\odot=0.586 \pm 0.003M_\odot$ kabul edilmiştir (Winget et al. 1991).

5.3. Mod Tuzaklaması ve Katman Kütlelerinin Hesaplanması

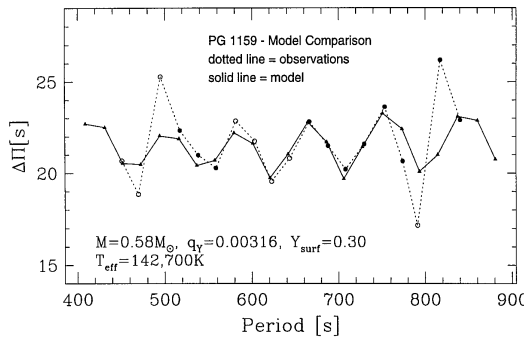
Yıldız içerisinde, eğer varsa, bileşimdeki süreksizlikler Fourier spektrumunda kendisini gösterecek ve böylece bazı modların frekansları (15) denklemleri ile verilen asimptotik değerlerinden sapacaklardır. AGB sonrası evrim aşamasında yıldızların iç yapılarının katmanlaşma gösterdiğini biliyoruz. Buna göre merkezde C/O bir çekirdek ve onun etrafında helyum bir katman (DB tipi) ve onun da etrafında hidrojen bir katman (DA tipi) bulunmaktadır. Böylesi katmanlardan birinden diğerine geçişin olduğu bölgelerde WKB yaklaşımı önemli ölçüde geçerliliğini yitirmektedir. Bunun nedeni sözkonusu geçiş bölgelerinde ortalama molekül ağırlığındaki değişimlerin çok ani olmasıdır. Ancak bileşimdeki böylesi süreksizliklerin etkileri oldukça basittir (Kawaler & Weiss 1990; Brassard et al. 1991).

g -modları için asimptotik ilişki, homojen bileşimli ideal yıldız modelleri için tam olarak geçerlidir. Yıldız içerisindeki dik kompozisyon gradyanları dik yoğunluk gradyanlarının ortaya çıkmasına yol açar ki bu da bazı modlar için yansıtıcı yüzeyler oluşturur. Beyaz cücenin yozlaşmamış dış bölgelerinde yüzeye yakın ve dar bir kompozisyon gradyanı olduğunu varsayalım. Bu bölge içerisinde basınç da sürekli olmak zorunda olduğu için değişen ortalama molekül ağırlığına koşut olarak yoğunluk da değişmelidir. Bir başka deyişle kompozisyondaki bir süreksizlik yoğunlukta da bir süreksizliğe yol açmaktadır. Eğer nonradyal bir mod kompozisyon geçiş bölgesi içerisinde bir *düğüm* (=node) sahipse (ya da modun dalgaboyu, katman kalınlığı ile yaklaşık aynı mertebede ise) bu mod dik yoğunluk gradyanı tarafından tuzaklanır. Böylesi bir mod artık bu geçiş bölgesi ile diğer bir

yansıtıcı yüzey arasında işlev görecektir. Diğer yansıtıcı yüzey ise genellikle yıldızın yüzeyidir. Tuzaklanmış modların uyarılması diğer modlara göre daha az erke gerektirdiğinden verilen bir erke için tuzaklanmış modlar daha büyük genliklere sahip olacaklardır. Bunun nedeni, tuzaklanmış modların yalnızca dış katmanları ilgilendirmesi ve tuzaklanmamış modların ayrıca daha yoğun iç bölgeleri de ilgilendiriyor olmasıdır. Yani tuzaklanmamış modlarda hareket ettirilmesi gereken madde miktarı çok daha fazladır.

Mod genlikleri çok karmaşık bir fiziğe bağlı oldukları için (zonklamaların uyarılmaları ve sönümlendirilmeleri, modlar arasında lineer olmayan etkileşimler, v.b.) gözlenen zonklama genlikleri üzerinde tuzaklamanın etkileri çok fazladır. Tuzaklanmış modlar kompozisyon geçiş bölgesinin yeri ve dolayısıyla tuzaklandıkları katmanın kalınlığı üzerine bilgi verirler. Tuzaklanmış bir modun dönemi kendisinden bir küçük harmonik modun dönemine yaklaşır. Böylece gözlemsel “ $\Delta\Pi$ - Π ” diagramlarının kuramsal “ $\Delta\Pi$ - Π ” diagramları ile karşılaştırılmalarıyla beyaz cücelerin sahip oldukları katmanların kalınlıkları belirlenebilir. PG 1159-035 yıldızına ilişkin böyle bir diagram Şekil 8’de görülmektedir.

Mod tuzaklaması zonklama eigenfonksiyonları ile kompozisyon geçiş bölgelerinin derinlikleri arasındaki rezonansa bağlı olduğu için modların tuzaklandığı frekanslar kompozisyon geçiş bölgesinin geometrik derinliğine duyarlıdır. Bu durum tuzaklanmış modları sismolojik yönden çok yararlı kılmaktadır. Tuzaklanan modlar arasında kalan diğer tuzaklanmamış modların sayısı (Δn = tuzaklama çevrimi) ve tuzaklanan modların dönemlerinde tuzaklanmadan dolayı ortaya çıkan değişimler (tuzaklama genliği=mod dönemlerinin asimptotik değerden sapma miktarları), geçiş bölgesinin azalan derinliği (yani üzerindeki katmanın kütlelerinin azalması) ile artış göstermektedir. Tuzaklanan modların dönemleri;



Şekil 8. PG 1159-035 (GW Vir) yıldızının gözlenen dönem aralıkları ile Kawaler & Bradley (1994) tarafından bu yıldız için hesaplanmış kuramsal dönem aralıklarının karşılaştırılması.

$$\Pi_i^2 = 4\pi^2 \lambda_i^2 \left[\left(1 - \frac{r_c}{R} \right) \ell(\ell+1) \frac{GM}{R^3} \right]^{-1} \quad (18)$$

ile verilmektedir (Kawaler & Bradley 1994). Burada r_c , kompozisyon geçiş bölgesinin kesirsel yarıçapı; Π_i , tuzaklanan modun dönemi; i , yıldız yüzeyi ile r_c arasında kalan nod sayısı; λ_i ise Bessel fonksiyonlarının sıfırları ile ilgili sabitler setidir. Öte yandan tuzaklama çevrimi;

$$\Delta n \approx 22.8 \left(\frac{\lambda_{i+1} - \lambda_i}{\Pi_0} \right) \left(1 - \frac{r_c}{R} \right)^{-1/2} \left(\frac{M}{0.6M_\odot} \right)^{-1/2} \left(\frac{R}{10^9 \text{ cm}} \right)^{3/2} \quad (19)$$

ile verilir. Burada Δn , Π_i ile Π_{i+1} tuzaklanmış modları arasında kalan tuzaklanmamış modların sayısı olup kompozisyon geçiş bölgesi merkezden r_c uzaklığındadır.

5.4. Evrim ile Dönem Değişimi Arasındaki İlişkiler

Beyaz cüceler evrimleştikçe sahip oldukları tüm zonklama modlarının dönemleri yapısal değişimlere koşut olarak değişir. Zonklayan beyaz cücelere ilişkin modellerde dönem değişimini etkileyen iki önemli faktör vardır. Bunlar sırasıyla yıldızın soğuması ve çekimsel büzülme sonucu yarıçapın küçülmesidir. Bu faktörlerin her ikisi de özellikle PWD yıldızlarında daha da önemlidir. Çünkü bu aşamada soğuma, evrimin ileri aşamalarına göre daha hızlıdır ve çekimsel büzülme özellikle PWD yıldızlarında sözkonusudur. Bu iki etmen gözönüne alındığında dönem değişimi için;

$$\frac{1}{\Pi} \frac{d\Pi}{dt} = -\frac{a}{T} \frac{dT}{dt} + \frac{b}{R} \frac{dR}{dt} \quad (20)$$

yazılabilir (Winget, Hansen & Van Horn 1983). Burada Π , zonklama dönemi; a ve b , değerleri modelin fiziksel özellikleri tarafından belirlenen birim yöreninde sabitlerdir. Yıldız soğudukça Brunt-Väisälä frekansının değeri azalır (zonklama dönemleri uzar). Öte yandan özellikle dış katmanlarda önemli olan çekimsel büzülme (özellikle PWD yıldızlarında) bu katmanlarda tuzaklanmış modların dönemlerinde kısaltmaya yol açacaktır (Brunt-Väisälä frekansının değeri büyür). PWD modellerinde soğuma ile çekimsel büzülme arasında bir yarış vardır ki bu da çeşitli modlar için farklı işarette dönem değişimine yol açar. Bir başka deyişle soğuma nedeniyle

tuzaklanmamış modların dönemleri uzarken tuzaklanmış modların dönemleri kısalmaktadır.

Özellikle hızlı evrimleşen PWD yıldızlarında dönem değişimlerini belirlemek görece olarak kolaydır. PNNV ve GW Vir yıldızları için $d\Pi/dt$ değerinin ölçümü bize PWD evrimi üzerinde etkili olan farklı fiziksel süreçlerin önemi üzerine bilgi verir. Buna ek olarak 6. Bölümde özellikle soğuk GW Vir değişenlerinin dönem değişimlerini kullanarak sözü edilen fiziksel süreçlerden biri üzerine (nötrino salması) nasıl bilgi sahibi olabileceğimizi göreceğiz.

Ancak evrim ile dönemlerde beklenen değişim miktarları, dönemleri basit olarak yıldan yıla karşılaştırarak bulmamıza izin vermeyecek ölçüde küçüktür. PWD yıldızlarında $d\Pi/dt$ miktarını belirlemek için en uygun teknik, bir modun dönemindeki yavaş değişime ilişkin kümülatif evre değişimini ölçmektir. Bu da ışık eğrisinde gözlenen maksimum zamanlarının (O), sabit bir dönem varsayımına dayanarak hesaplanan maksimum zamanlarının (C) ile karşılaştırılmasına dayanır. Elde edilen $O-C$ diagramları değişen dönemle ilişkili evre kaymasını gösterecektir. $d\Pi/dt$ gibi sabit bir dönem değişim miktarı zamanda kuadratik bir terim olarak karşımıza çıkacaktır;

$$(O - C) \approx \frac{1}{2} \frac{1}{\Pi_{t_0}} \frac{d\Pi}{dt} (t - t_0)^2 \quad [\text{saniye}] \quad (21)$$

Burada Π_{t_0} , t_0 zamanı için dönemdir (Winget et al. 1985, 1991).

Yapılan kuramsal çalışmalara göre DAV yıldızları için evrim sonucu ortaya çıkan dönem değişim miktarı $\sim 10^{-15} \text{ss}^{-1}$, DBV yıldızları için $\sim 10^{-14} \text{ss}^{-1}$, PWD yıldızları için ise $\sim 10^{-11} \text{ss}^{-1}$ yöresinde olmalıdır. Hızlı evrimleştikleri için bazı PWD yıldızlarında bu değer denetlenmiş ve gözlemlerle kuramın uyduğu görülmüştür.

6. PWD Yıldızlarında Nötrino Soğuması

Beyaz cüce soğumasının çeşitli yönleri üzerine ayrıntılı bilgiler D'Antona & Mazzitelli (1990) tarafından yapılan çalışmada bulunabilir. Gerçekte bir beyaz cüce, bir "battaniye" (=blanket) ile sarılmış sıcak bir "tuğla"ya benzetilebilir (Mestel 1952). Burada tuğla yıldızın yozlaşmış çekirdek bölgesini, battaniye ise yozlaşmamış zarfı temsil etmektedir. Böylesi basit bir model fiziksel olarak tam değil ise de iyi bir yaklaşımdır. Beyaz cücenin soğuma hızını kontrol eden bölge yozlaşmamış zarf bölgesidir. Zarfta H/He oranı ne denli büyük ise soğuma o

denli yavaş olacaktır (hidrojen helyuma göre daha opaktır).

Beyaz cüce evrimi temelde soğuma yoluyla olmaktadır. Beyaz cücelerin iç yapılarını ve evrimlerini anlamamız yoğun plazmalara ilişkin kuramların gelişmesine koşul olarak ilerleme göstermiştir. Buna örnek olarak elektron yozlaşmasını (Chandrasekhar 1939), Coulomb etkileşmelerini (Salpeter 1961), kristalleşme (Kirzhnitz 1960; Abrikosov 1960; Salpeter 1961; Stevenson 1980) ve nötrino soğuma etkilerini (Chin, Chiu & Stothers 1966; Winget, Hansen & Van Horn 1983; Kawaler, Hansen & Winget 1985) gösterebiliriz. Gezegenimsi bulutsu çekirdeği aşamasından başlayarak en soğuk beyaz cücelere değin beyaz cüce evrimi üzerinde etkili olan çeşitli mekanizmalar Iben & Tutukov (1984) tarafından tartışılmıştır.

Bir PWD yıldızının soğuması tüm zonklama modlarının dönemlerini uzatma eğilimindedir. Işıtmaları yüksek olduğu için bu yıldızlar DBV ve DAV yıldızlarından daha hızlı soğurlar. Buna koşul olarak bu yıldızlardaki dönem değişimleri de daha hızlıdır. PWD yıldızlarındaki dönem değişmelerine ilişkin *e-folding* süresi $\sim 10^6$ yıl yöresindedir (Winget, Hansen & Van Horn 1983) ve bu denli hızlı dönem değişimleri 1-3 yıl gibi kısa sürelerde ölçülebilmektedir. Bu da bize bir yıldızın evriminin bir insan yaşamı süresi içerisinde ölçülebileceğini göstermektedir. Bu yolla yıldızın iç bölgelerinin evrimini düzenleyen mekanizma(lar) üzerine kesin sınırlamalar getirebiliriz. 30 yıl kadar önce Chin, Chiu & Stothers (1966), PWD evriminin belirli bir aşamasında nötrino salması yoluyla soğumanın diğer yollardan kaynaklanan soğumaya baskın gelmesi gerektiğini ileri sürmüşlerdir. Sismolojik analiz bize bu yıldızların hangileri olduğunu gösterebilir ve ayrıca elde edilen dönem değişim miktarlarından nötrino fiziği üzerine bildiklerimizi denetleyebiliriz.

Böylesi testler PWD evrimini çalışmanın çok ötesinde yararlı da sahiptir. Örneğin astrofiziğin en önemli sorunlarından birisi yıldızların anakol üzerinde harcadıkları sürenin duyarlı bir biçimde bilinmesidir. Bu sorunun çözümü p-p ve CNO çekirdek tepkime miktarlarının çok duyarlı bir biçimde bilinmesini gerektirmektedir. Yer'deki laboratuvarlar yıldız içlerindeki koşulları sağlayamadıkları için günümüzde bu miktarları ölçebileceğimiz en iyi laboratuvar Güneş'tir. Ancak Güneş'in bilinen yapısını iyi bir biçimde temsil edebilen modeller Yer'deki alıcıların toplayabildiğinden 2-3 kat daha fazla nötrino akısı önermektedir (Bahcall & Pinsonneault 1996). Uzun bir süre bu sorunun kaynağı olarak Güneş içine ilişkin bilgilerimizin yetersizliği gösterildi. Ancak son zamanlarda "GONG" (=Global

Oscillation Network Group) gibi bazı projeler Güneş'e ilişkin milyonlarca zonklama frekanslarının duyarlı bir biçimde ölçülebilmesini sağlamıştır (Harvey et al. 1996). O nedenle model özellikleri üzerine sınırlama getirebilmemizi sağlayan çok sayıda parametreye sahip olduğumuz için günümüzde sorunun termodinamik ya da mekanikte değişikliğe gidilerek çözülebileceği olasılığı dışlanmaktadır (Bahcall & Pinsonneault 1996). Bu konudaki sorunun çekirdek fiziğini ele alış biçimimizden kaynaklandığı düşünülmektedir.

PWD yıldızlarındaki nötrino salmasına ilişkin hesaplamalarımız *standard lepton etkileşme kuramına* dayanmaktadır. Ancak PWD yıldızlarında nötrinolardan kaynaklanan erke kayıpları Güneş'tekinden binlerce kez daha fazladır. PWD yıldızlarındaki nötrino etkileşmelerinin etkilerinin ölçülmesi yalnızca *standard lepton kuramının* sınanması için kritik ve bağımsız bir test sağlamakla kalmayacak, fakat aynı zamanda Güneş'teki nötrino sorununun çözümü için öne sürülen *standard olmayan kuramların* da test edilmesini sağlayabilecektir.

Böyle bir olasılığı ortaya koyabilmek için farklı nötrino üretim miktarlarına sahip PWD evrim yolları O'Brien (1998) tarafından hesaplanmıştır. Bölüm 6.1 de bu miktarların hesaplanması ve PWD yıldızlarında nötrino salmasına neden olan temel etkileşmeler üzerine bilgi sunulacaktır. Bölüm 6.2 de ise farklı nötrino üretim miktarları içeren farklı evrim yolları sunulacak ve bunların T_e , g ve dönem değişimi gibi ölçülebilen nicelikler üzerindeki etkileri tartışılacaktır.

6.1. PWD Yıldızlarında Nötrino Salmasına Neden Olan Süreçler

PWD yıldızlarında nötrinolar çekirdek tepkimeleri sonucu üretilmezler. Yıldızın merkez bölgelerinde yoğunluk ($\log \rho_c \sim 6-7$) ve sıcaklık ($\log T_c \sim 7-8$) değerleri çok fazla olduğu için böylesi koşullar altında farklı saçılma süreçleriyle nötrinolar üretilebilmektedir. Bu koşullar altında nötrino üreten en önemli iki süreç *nötrino bremsstrahlung* ve *plasmon* saçılmasıdır. *Nötrino bremsstrahlung* süreci bildiğimiz normal *bremsstrahlung* sürecine (yüksek erkeli elektronların çekirdekler tarafından saçılmaya uğratılmasıyla X-ışını üretimi) çok benzemektedir, ancak burada yüksek yoğunluk ve sıcaklık koşulları altında nötrinolar üretilebilmektedir. İkinci süreç ise fotonların elektron gazı tarafından dağıtılmasına ilişkin olup;

$$(\hbar\omega)^2 = (\hbar\omega_0)^2 + (\hbar kc)^2 \quad (22)$$

ile verilir. Burada ω foton açısız frekansı, k fotonun dalga sayısı, ω_0 ise plazma frekansdır. Plazma frekansı elektron sıcaklığına ve yoğunluğuna bağlı olup serbest uzayda ortadan kalkmaktadır. (22) bağıntısına uyan bir foton $\hbar\omega_0/c^2$ etkin kütleli bir parçacık gibi davranır ve *plasmon* olarak adlandırılır. Burada *etkin kütle* ifadesinin anlamı şudur: serbest uzaydaki fotonlarda olduğunun tersine plasmonlar doğrudan elektron-pozitron çiftine bozunabilirler ve daha sonra elektron nötrinoları ve antinötrinoları oluşturacak biçimde yok olurlar.

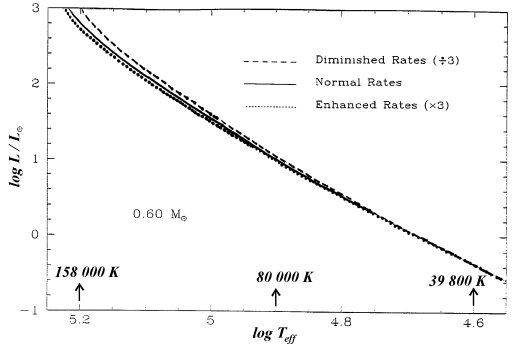
Plazma süreçlerinin astrofizikle olası ilgisine ilk kez Adams, Ruderman & Woo (1963) dikkat çekmişler ve Feynman & Gell-Mann (1958) tarafından ortaya konulan kurama dayanarak miktarlar üzerine hesaplamalar yapılmıştır. Öte yandan Beaudet, Petrosian & Salpeter (1967) bu çalışmaları yıldız evrim hesaplamalarına yansıtan ilk araştırmacılar olmuşlardır. Daha sonra Weinberg (1967) ve Salam (1968) tarafından ortaya konulan *unified electro-weak theory*'deki çeşitli nötrino süreçlerine ilişkin miktarlar Dicus (1972) tarafından yeniden hesaplanmıştır.

6.2. Farklı Nötrino Miktarları İçeren PWD Evrim Yolları

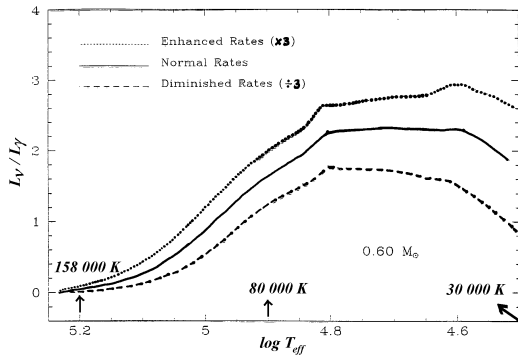
PWD evrimi üzerine nötrino salmasının etkilerini görmek üzere O'Brien (1998) tarafından üç farklı nötrino üretim miktarı gözönüne alınarak modeller yüksek ısıtma ve etkin sıcaklıktan başlayarak beyaz cüce soğuma evrim yollarına doğru evrimleştirilmişlerdir. Bunlardan birincisi normal nötrino üretim miktarına, ikincisi normalden üç kat daha az ve üçüncüsü de normalden üç kat daha fazla nötrino üretim miktarına sahiptir.

$0.6 M_\odot$ için yapılan hesaplamaların sonuçları $\sim 170000-35000K$ derece sıcaklık aralığını kapsayan Şekil 9'da görülmektedir. Gözönüne alınan modelin ısıtması 5 milyon yılda $\sim 10^4$ kat azalmaktadır. Şekil 9'da GW Vir kararsızlık kuşağı şeklin $T_e > 80000K$ derece ($\log T_e > 4.9$) olan sol yarısını kapsamakta olup PWD modelleri bu sıcaklığa $\sim 10^5$ yılda ulaşmaktadırlar.

Şekil 9'da göze çarpan en önemli özellik evrim yolları arasındaki farkların çok az olduğudur. Nötrino kayıplarının kararsızlık kuşağı boyunca evrim sırasında soğumaya katkıda bulunan büyük önemine karşın nötrino miktarlarının değiştirilmesi tüm evrim boyunca verilen bir etkin sıcaklık için ısıtma üzerinde

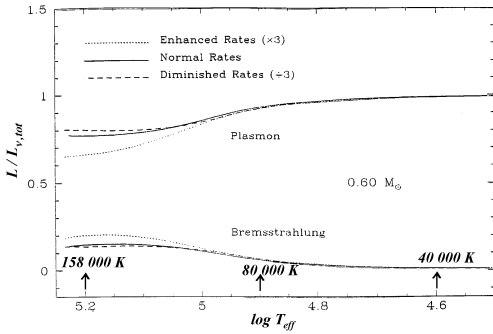


Şekil 9. $0.6M_{\odot}$ modellere ilişkin üç farklı nötrino üretim miktarı için evrim yolları (O'Brien 1998). Üstteki ve alttaki evrim yolları, ortada verilen normal miktarların sırasıyla, 1/3 ve 3 katı nötrino üretim miktarları kullanılarak hesaplanmıştır.



Şekil 10. $0.6M_{\odot}$ modellere ilişkin üç farklı nötrino üretim miktarı için sıcaklığın fonksiyonu olarak nötrino ısıtmasının foton ısıtmasına oranı (O'Brien 1998).

küçük etkiye sahiptir. Şekil 10'da ise her üç farklı

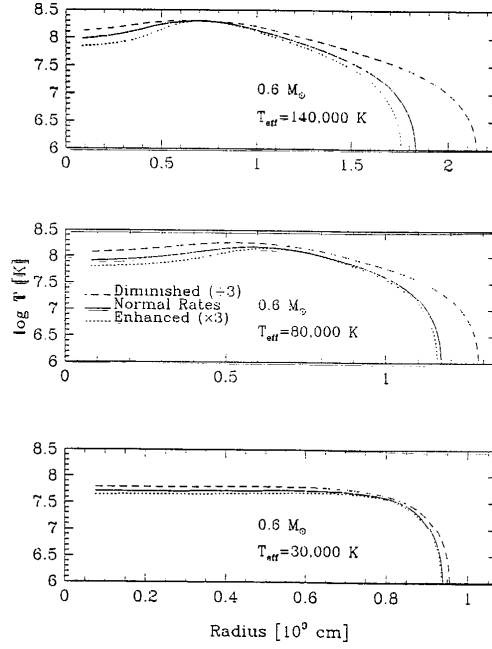


Şekil 11. $0.6M_{\odot}$ modellere ilişkin üç farklı nötrino üretim miktarı için sıcaklığın fonksiyonu olarak kesirsel toplam nötrino ısıtması üzerine plasmon ve bremsstrahlung süreçleri tarafından yapılan katkılar (O'Brien 1998).

evrim yolu (farklı nötrino miktarları) için $\sim 100000-30000K$ derece sıcaklık aralığında soğumanın başlıca nötrino kayıplarından kaynaklandığını görüyoruz.

Şekil 11'de ise PWD evrimi boyunca *plasmon* reaksiyonlarının *bremstrahlung* süreçlerine göre daha baskın olduğu görülmektedir.

Burada gösterilmemekle birlikte $0.6M_{\odot}$ modeli için $80000-100000K$ derece sıcaklık

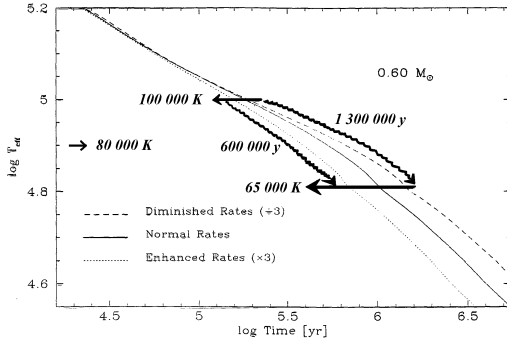


Şekil 12. $0.6M_{\odot}$ modellere ilişkin üç farklı nötrino üretim miktarı için üç ayrı evrim aşamasındaki termal yapı (O'Brien 1998).

aralığında L_{ν}/L_{γ} , $0.6M_{\odot}$ modeli için sözkonusu olandan $\sim 30\%$ daha fazladır.

Şekil 9 ve Şekil 10'dan görüldüğü gibi nötrinolar önemli olduğunda L ve T_e deki farklar oldukça küçüktür. Bunun nedeni nötrino miktarlarının değiştirilmesi ile en önemli yapısal etkinin modelin yarıçapı üzerinde olmasıdır (Şekil 12). Bunun sonucu olarak model $L-T_e$ düzleminde *arttırılmış* nötrino miktarları için daha büyük kütleli modellerin olduğu yerde, *azaltılmış* nötrino miktarları için daha küçük kütleli modellerin olduğu yerde yer almaktadır. Ancak düşük sıcaklıklarda elektron yozlaşması çekim gücüne karşı giderek daha önemli bir mekanik destek sağlamakta ve yarıçapın son halinin belirlenmesinde önemli rol oynamaktadır. Bir başka deyişle nötrino soğuması yalnızca mekanik yapı ile ilgili termal süreçler üzerinde etkili olmaktadır. Öte yandan farklı nötrino miktarları, yüksek ısıtılarda dahi örneğin yüzey çekim ivmesi gibi ölçülebilen nicelikler üzerinde yalnızca küçük etkilere sahiptir. Günümüzde gözlemlerde ulaşılan teknik düzey ile böylesi küçük farkların belirlenebilmesi hemen hemen olanaksızdır.

Şekil 13 ise farklı nötrino miktarları gözönüne alındığında evrim hızının ne olacağı konusunda bir fikir vermektedir. Farklı nötrino miktarlarına sahip modeller verilen bir T_e için birbirine benzer görünmekte ise de modellerin sözkonusu sıcaklığa ulaşmaları oldukça farklı sürelerde gerçekleşmektedir. Bunun ana nedeni nötrino salma miktarlarının modellerin evrimi (soğuması) üzerindeki büyük önemidir. Örneğin, *arttırılmış*



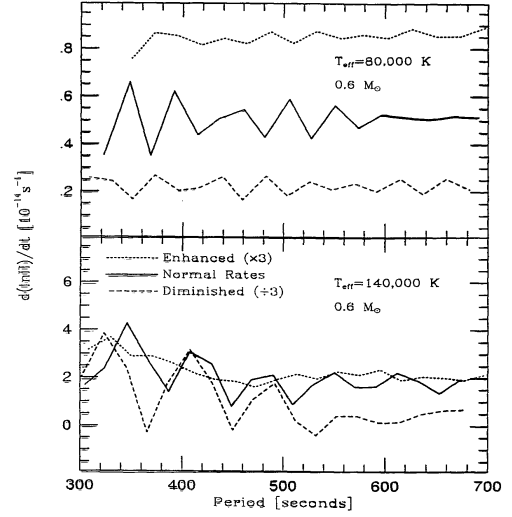
Şekil 13. $0.6M_{\odot}$ modellere ilişkin üç farklı nötrino üretim miktarı için T_e etkin sıcaklığın zamanla evrimi (O'Brien 1998).

nötrino miktarlarına sahip modelin 100000K derece sıcaklıktan 65000K derece sıcaklığa soğuması 600000 yılda gerçekleşirken *azaltılmış* nötrino miktarlarına sahip model için bu süre 1.3 milyon yıldır. Şekil 13'de farklı nötrino miktarlarına sahip eğriler için eğimdeki maksimum farklılık $\sim 80000K$ derece sıcaklık yöresinde ortaya çıkmaktadır. O nedenle H-R diagramında evrim hızının, gözönüne alınan nötrino fiziğine en çok duyarlı olduğu bölge en soğuk PWD yıldızlarının olduğu yerdir. Öte yandan Şekil 13'de PWD kararsızlık kuşağı içerisinde 100000K dereceden daha sıcak bölgelerde evrim hızının nötrino miktarından bağımsız olduğu görülmektedir.

Şekil 14'de ise PWD yıldızlarında 140000K ve 80000K derece sıcaklıklarda normal, *arttırılmış* ve *azaltılmış* nötrino üretim miktarları için $\dot{\Pi}/\Pi$ [=d(lnΠ)/dt] dönem değişim miktarları Π döneminin fonksiyonu olarak verilmiştir. Soğuk modellerde (80000K) $\dot{\Pi}/\Pi$ dönem değişim miktarı *arttırılmış* ve *azaltılmış* nötrino miktarları için 4 kat yöresinde farklılık göstermektedir. Sıcak modellerde (140000K) ise nötrino miktarının değiştirilmesi $\dot{\Pi}/\Pi$ üzerinde önemsiz etkiye sahiptir. Bu durum Şekil 13 ile ayrıca uyum içerisinde dir.

7. Tartışma

Yapılarının basit olması nedeniyle beyaz cüceler üzerine yapılan çalışmalar astrofizik bilgilerimizin ilerlemesine daha kolay katkıda bulunabilir. Örneğin çekim gücüne karşı yozlaşmış elektron basıncı ile karşı koydukları için mekanik yapıları esas olarak termal yapılarından bağımsızdır ve bu özellikleri onların nasıl soğuduklarını hesaplamamızda büyük kolaylıklar sağlar. Ayrıca içlerinde çekirdek tepkimeleri gerçekleşmediği için çekirdek tepkime miktarlarındaki belirsizlikler modeller üzerine *kuramsal güvültü* katmamaktadır. Bunlara ek olarak var olmakla birlikte konveksiyon modellerde $10^{-6}M_{\odot}$ dan daha derin iç bölgeleri etkilememektedir. Son olarak, sahip oldukları



Şekil 14. $0.6M_{\odot}$ modellere ilişkin üç farklı nötrino üretim miktarı için farklı yıldız sıcaklıklarında dönem değişim miktarları (O'Brien 1998).

güçlü çekim alanları ($\log g \sim 8$), yavaş dönme ve/veya güçlü manyetik alanların varlığında dahi, küresel simetrisinin korunmasını sağlayabilmektedir.

Beyaz cüceler onları modellememizi anlamlı kılacak bir başka özelliğe daha sahiptirler: bu yıldızlar kararsızlık kuşakları olarak adlandırılan belirli sıcaklık değerleri aralıklarında zonklamaktadırlar. Bu özellikleri de, gözlenen zonklama frekanslarının uygun modellere ilişkin zonklama frekansları ile karşılaştırılmasıyla onların iç yapılarını öğrenmemizi sağlar. Bu alan *asteroseismology* olarak adlandırılır ki bu çalışma alanı yardımıyla, deprem dalgalarının kullanılmasıyla Yer'in iç yapısına ilişkin bilgi edinebildiğimiz gibi, yıldızların iç yapılarını öğrenebilmekteyiz. Söz konusu bu teknik yalnızca fotosferdeki koşulları ölçebilen spektroskopiye ve fotometriye yasaklanmış olan yıldız içlerini bir biçimde *görebilmemizi* sağlar. Eğer zonklayan beyaz cüceler temelde zonklamayan diğer üyeleri de temsil ettiğini varsayarsak, ki zonklamaları dışında bu doğrudur, elde ettiğimiz bilgiler tüm beyaz cüceler için geçerli olacaktır.

Standard Big Bang kozmolojisine göre evren ve dolayısıyla Gökadamız sınırlı bir yaşa sahiptir. O nedenle en yaşlı beyaz cüceler yıldız oluşumunun başladığı zamandan bu yana geçen süre kadar yaşlara sahip olmalıdırlar. Beyaz cüce evrimi yüksek sıcaklıklardan düşük sıcaklıklara doğru gerçekleştiğinden en yaşlı beyaz cüceler en soğuk ve en sönükler olmalıdır. Bu tartışmadan yola çıkacak olursak, belirli bir *minimum ışıtmadan* (=luminosity cutoff) daha sönük beyaz cüce olmaması gerekliliğiyle karşılaşırız. Böylesi bir *minimum ışıtmaya* gerçekten de gözlenmiştir (Liebert, Dahn & Monet 1988).

Böylesi bir *minimum ışıtmaya* kavramından yararlanabilmemiz için beyaz cüceler soğumalarını, söz konusu ışıtmalara ne kadar sürede ulaşacaklarını anlamak üzere doğru bir

biçimde modellememiz gerekir. Bunu yapabilmek için tüm popülasyonu bir bütün olarak hangi parametrelerin tanımladığını bilmemiz gerekir. Bu konuda en önemli parametrelerin başında yüzeydeki hidrojen ve helyum katmanlarının kütleleri gelmektedir. En son sismolojik çalışmalara göre (Clemens 1994) bu katmanların kütlelerinin $M_{\text{He}}/M_* = 10^{-2}$ ve $M_{\text{H}}/M_* = 10^{-4}$ yöresinde olduğu anlaşılmıştır. Bu bilgi çok önemlidir; çünkü M_{He} miktarındaki her on katlık artış, bugün için gözlenen *minimum ısıtma* bölgesi için beyaz cücelerin yaşlarında 0.75Gyr değerinde bir azalmaya neden olmaktadır (Wood 1990; Wood 1992).

Günümüzde beyaz cücelerin yaşlarının, dolayısıyla Gökada bölgesel diskinin yaşının belirlenmesindeki en büyük belirsizlik, evrimin en ileri aşamalarında iç bölgelerde meydana gelen kristalleşme olayından kaynaklanmaktadır. Kristalleşme sonucu açığa çıkan *saklı ısı* (=latent heat) modellerin soğuma sürelerine yaklaşık 1Gyr eklemektedir. Kristalleşme sırasında olası görünen karbon ve oksijenin *evre ayrışması* (=phase separation) olayının da bu yaşlara 1-5 Gyr eklediği hesaplanmıştır. Bu durumuyla *evre ayrışması* olayı, beyaz cüce soğuma kuramında tek başına en büyük belirsizliği temsil etmektedir. Kristalleşme görelisi olarak daha sağlam kuramsal temellere dayanmakla birlikte ne kendisi ve ne de *evre ayrışması* beyaz cüce içlerine uygun laboratuvar koşullarında test edilmemişlerdir.

PWD, DBV ve DAV yıldızlarının sismolojisi görelisi olarak basit yapıdaki bu cisimlerin yapılarını anlamamıza yardımcı olmaktadır. Ayrıca bu yıldızların sismolojik yoldan elde edilen uzaklıkları sayesinde yıldızlararası ortamın özellikleri üzerine de bilgi sahibi olmak olası duruma gelmiştir. Sismolojik yoldan bu yıldızların yapılarına ilişkin elde edilen bilgiler kütle kaybı üzerine varolan spektroskopik bulguları desteklemenin ötesinde bu olayın günümüz kuramlarında önerilen miktarlardan çok daha fazla olduğunu ortaya koymaktadır. Elde edilen sonuçlar ayrıca yüzey konveksiyonu tarafından maddenin yukarılara taşınmasının (=dredge up) kuramların öngördüğü ölçüde önemli olmadığını önermektedir.

Büyük genlikli değişen yıldızlar genel olarak bir ya da iki tane zonklama modunun gözlenebilir genliklere kadar uyarıldığı en iyi bilinen zonklayan yıldızlardır (Cepheid değişenleri, RR Lyrae değişenleri ve uzun dönemli kırmızı dev yıldızlar olan Mira değişenleri gibi). Sismolojik açıdan ele alındığında bu yıldızların önemi görelisi olarak daha azdır. Çünkü bu yıldızlar üzerine bu yolla elde edilen bilgiler görelisi olarak kısıtlıdır. Öte yandan Cepheid değişenleri için sismolojik

kütle ile yıldız evrim kuramınca önerilen kütleler arasındaki farklar opasitelerin yeniden hesaplanması gerekliliğini ortaya çıkarmıştır. Sonuçta ortaya çıkan OPAL opasiteleri (Rogers & Iglesias 1992) ve *Opacity Project*'in (Seaton 1993) sonuçları bu farkı gidermiştir (Moskalik, Buchler & Marom 1992). Bu yeni opasiteler ayrıca β Cephei yıldızlarında (Moskalik & Dziembowski 1992; Cox et al. 1992), helyum yıldızı V652 Her (Saio 1993) yıldızında ve diğer bazı değişenlerde zonklamaların uyarılmasını açıklayabilmektedir.

Öte yandan nonradyal zonklayan yıldızlar sismolojik yaklaşım için daha verimli nesnelere. Çünkü bu yıldızların sahip oldukları ek zonklama modları yıldız içlerini daha iyi anlamamızı sağlamaktadır. Nonradyal zonklayan yıldızlardan en iyi çalışılmış olanlar arasında bazı δ Scuti yıldızlarını (Breger 1979, 1990; López de Coca et al. 1990), roAp yıldızlarını (Kurtz 1990, 1992; Matthews 1991), β Cephei yıldızlarını (Heynderickx 1992; Baade 1992) ve O ve B tayf türünden çeşitli *çizgi profili değişenleri* (= line profile variables) (Baade 1992) sayabiliriz. Bunlara ek olarak H-R diagramının çeşitli yerlerinde birçok türden değişen yıldız vardır. Bunlar arasında O-B tayf türünden üstdev yıldızları (Hillier 1992), A tayf türünden üstdev α Cygni yıldızını (Lucy 1976) ve Arcturus yıldızını (Cochran 1988; Balmforth, Gough & Tout 1991) sayabiliriz. Ayrıca Güneş ve güneş benzeri diğer bazı yıldızların da zonkladıkları bilinmektedir (Frandsen 1987; Brown & Gilliland 1990; Brown et al. 1991).

Beyaz cücelerin dışında diğer türden değişenlerin büyük çoğunluğu *p*-modlarıyla zonklamaktadırlar. Merkezi yoğunlaşma miktarlarının büyük olması nedeniyle bu yıldızlarda *p*-modları genelde dış zarfa itilmişlerdir. Bu modları kullanarak sözkonusu yıldızların yapılarına ilişkin bilgiler elde edebiliyoruz. H-R diagramının her tarafındaki zonklayan değişen yıldızlara ilişkin zonklama verilerini kullanarak düşünülecek her koşul altındaki plazmaları inceleyebiliyoruz. Sismolojik çalışmalarla konveksiyon, manyetik alan yapısı ve nasıl üretildiği, dönme, konvektif *dredge-up* ve kütle kaybı üzerine de bilgi elde edilebilmektedir.

Sonuç olarak şu söylenebilir ki günümüzde yıldız sismolojisi diğer araştırma alanları ile karşılaştırıldığında henüz çocukluk çağlarını yaşıyor olmakla birlikte ileriye yönelik büyük bir potansiyeli olduğunu ortaya koymuş durumdadır.

Kaynaklar

Abrikosov A., 1960, *SvPhJETP*, **39**, 1797.

- Adams J.B., Ruderman M.A., Woo C.H., 1963, *Phys. Rev.*, **129**, 1383.
- Baade D., 1992, in *The Atmospheres of Early Type Stars*, (eds. U. Heber, C.S. Jeffery), Springer: Berlin, p.145.
- Bahcall J.N., Pinsonneault M.H., 1996, *BAAS*, **189**, 56.01.
- Balmforth N.J., Gough D.O., Tout C.A., 1991, in *Challenges to Theories of the Structure of Moderate Mass Stars*, (eds. D. Gough, J. Toomre), Springer: Berlin, p.381.
- Beaudet G., Petrosian V., Salpeter E.E., 1967, *ApJ*, **150**, 979.
- Becker S.A., Iben I.Jr., 1979, *ApJ*, **232**, 831.
- Bergeron P., Wesemael F., Fontaine G., 1992, *ApJ*, **387**, 288.
- Blöcker T., Schönberner D., 1991, *A&A*, **244**, L43.
- Bowen G.H., Wilson L.A., 1991, *ApJ*, **375**, L58.
- Bradley P.A., 1996, *ApJ*, **468**, 350.
- Bradley P.A., Winget D.E., 1994, *ApJ*, **430**, 850.
- Brassard P., Fontaine G., Wesemael F., Kawaler S.D., Tassoul M., 1991, *ApJ*, **367**, 601.
- Breger M., 1979, *PASP*, **91**, 5.
- Breger M., 1990, in *Confrontation Between Stellar Pulsation and Evolution*, (eds. C. Cacciari, G. Clementini), *ASP Conf. Ser.*, **11**, 263.
- Brickhill A.J., 1975, *MNRAS*, **170**, 405.
- Brickhill A.J., 1983, *MNRAS*, **204**, 537.
- Brickhill A.J., 1991a, *MNRAS*, **251**, 673.
- Brickhill A.J., 1991b, *MNRAS*, **252**, 334.
- Brown T.M., Gilliland R.L., 1990, *ApJ*, **350**, 839.
- Brown T.M., Gilliland R.L., Noyes R.W., Ramsey L.W., 1991, *ApJ*, **368**, 599.
- Caughlan G.R., Fowler W.A., 1988, *Atomic Nucl. Data Tables*, **40**, 334.
- Chandrasekhar S., 1939, *An Introduction to Stellar Structure*, Chicago: Univ. Chicago Press.
- Chanmugam G., 1972, *Nature Phys. Sci.*, **236**, 83.
- Chin C.W., Chiu H.Y., Stothers R., 1966, *AnPhys*, **39**, 280.
- Clemens J.C., 1994, *PhD Thesis*, Univ. Texas at Austin.
- Cochran W.D., 1988, *ApJ*, **334**, 349.
- Cole P.W., Deupree R.G., 1980, *ApJ*, **239**, 284.
- Cole P.W., Deupree R.G., 1981, *ApJ*, **247**, 607.
- Cox A.N., Morgan S.M., Rogers F.J., Iglesias C.A., 1992, *ApJ*, **393**, 272.
- Cox J.P., 1980, *Theory of Stellar Pulsation*, Princeton: Princeton Univ. Press.
- D'Antona F., Mazzitelli I., 1990, *Ann. Rev. A&A*, **28**, 139.
- D'Antona F., Mazzitelli I., 1991, in IAU Symp. No.145, *Evolution of Stars: The Photospheric Abundance Connection*, (eds. G. Michaud, A. Tutukov), Dordrecht: Kluwer, p.399.
- Dehner B.T., 1996, *PhD Thesis*, Iowa State University.
- Dehner B.T., Kawaler S.D., 1995, *ApJ*, **445**, L141.
- Dicus D.A., 1972, *Phys. Rev.*, **D6**, 941.
- Dolez N., Vauclair G., 1981, *A&A*, **102**, 375.
- Dorman B., Rood R.T., O'Connell R.W., 1993, *ApJ*, **419**, 596.
- Dreizler S., 1998, *Balt. Ast.*, **7**, 71.
- Feynman R.P., Gell-Mann M., 1958, *Phys. Rev.*, **109**, 193.
- Fontaine G., Wesemael F., 1987, in *The Second Conference on Faint Blue Stars*, IAU Colloq. 95, (eds. A.G.D. Philip, D.S. Hayes, J. Liebert), Schenectady: Davis, p.319.
- Frandsen S., 1987, *A&A*, **181**, 289.
- Gautschy A., 1997, *A&A*, **320**, 811.
- Greenstein J.L., 1984, *PASP*, **96**, 62.
- Hansen C.J., Winget D.E., Kawaler S.D., 1985, *ApJ*, **297**, 544.
- Harvey J.W., ve ark., 1996, *Science*, **272**, 1284.
- Heynderickx D., 1992, *A&AS*, **96**, 207.
- Hillier D.J., 1992, in *The Atmospheres of Early Type Stars*, (eds. U. Heber, C.S. Jeffery), Springer: Berlin, p.105.
- Iben I. Jr., 1984, *ApJ*, **277**, 333.
- Iben I. Jr., 1989, in IAU Colloq. 106, *Evolution of Peculiar Red Giant Stars*, (eds. H.R. Johnson, B. Zuckerman), Cambridge: Cambridge University Press, p.205.
- Iben I. Jr., 1991, *ApJS*, **76**, 55.
- Iben I. Jr., Renzini A., 1983, *Ann.Rev.A&A*, **21**, 271.
- Iben I. Jr., Tutukov A.V., 1984, *ApJ*, **282**, 615.
- Kawaler S.D., 1986, *PhD Thesis*, Univ. Texas at Austin.
- Kawaler S.D., 1996, in *Stellar Remnants SAAS-Fee Course 25*, New York: Springer-Verlag.
- Kawaler S.D., Bradley P.A., 1994, *ApJ*, **427**, 415.
- Kawaler S.D., Hansen C.J., Winget D.E., 1985, *ApJ*, **295**, 547.
- Kawaler S.D., Weiss P., 1990, in *Progress of Seismology of the Sun and Stars*, (eds. Y. Osaki, H. Shibahashi), *Lecture Notes in Phys.*, **367**, p.431.
- Kirzhnits D.A., 1960, *SvPhJETP*, **38**, 503.
- Kukarkin B.V. et al., 1969, *General Catalogue of Variable Stars*, 3. Baskı, Moscow: Nauka.
- Kurtz D.W., 1990, *Ann.Rev.A&A*, **28**, 607.
- Kurtz D.W., 1992, in *Variable Stars and Galaxies*, (ed. B. Warner), *ASP Conf. Ser.*, **30**, 363.
- Landolt A.U., 1968, *ApJ*, **153**, 151.
- Liebert J., Dahn C.C., Monet D.G., 1988, *ApJ*, **332**, 891.
- López de Coca P., Rolland A., Rodriguez E., Garrido R., 1990, *A&AS*, **83**, 51.

- Loup C., Forveille T., Omont A., Paul J.F., 1993, *A&AS*, **99**, 291.
- Lucy L.B., 1976, *ApJ*, **206**, 499.
- Matthews J.M., 1991, *PASP*, **103**, 5.
- McGraw J.T., 1977, *PhD Thesis*, Univ. Texas at Austin.
- McGraw J.T., 1980, *Sp.Sci.Rev.*, **27**, 601.
- Mestel L., 1952, *MNRAS*, **112**, 583.
- Moskalik P., Buchler J.R., Marom A., 1992, *ApJ*, **385**, 685.
- Moskalik P., Dziembowski W.A., 1992, *A&A*, **256**, L5.
- Nather R.E., Winget D.E., 1992, *Taking the Pulse of White Dwarfs*, Sky & Telescope, April, 374.
- Nikolov N., Tsvetko T., 1972, *Ap&SS*, **99**, 291.
- O'Brien M.S., 1998, *PhD Thesis*, Iowa State University.
- Osaki Y., Hansen C.J., 1973, *ApJ*, **185**, 277.
- Paczynski B., 1970, *AcA*, **6**, 426.
- Robinson E.L., 1979, in *White Dwarfs*, IAU Colloq. 53, p.343.
- Robinson E.L., Kepler S.O., Nather R.E., 1982, *ApJ*, **259**, 219.
- Rogers F.J., Iglesias C.A., 1992, *ApJS*, **79**, 507.
- Romanishin W., Angel J.R.P., 1980, *ApJ*, **235**, 992.
- Saio H., 1993, *MNRAS*, **260**, 465.
- Saio H., 1996, in *Hydrogen Deficient Stars*, (eds. C.S. Jeffrey, U. Heber), *ASP Conf. Series*, **96**, 361.
- Salam A., 1968, in *Elementary Particle Physics*, (ed. N. Svartholm), Stockholm: Almqvist & Wiksells, p.367.
- Salpeter E., 1961, *ApJ*, **134**, 669.
- Schönberner D., 1983, *ApJ*, **272**, 708.
- Seaton M.J., 1993, in IAU Colloq. 139, *New Perspectives on Stellar Pulsation & Pulsating Variable Stars*, (eds. J. Nemeč, J.M. Matthews), Cambridge: Cambridge Univ. Press, p.231.
- Stanghellini L., Cox A.N., Starrfield S.G., 1989, in *Confrontation Between Stellar Pulsation and Evolution*, (eds. C. Cacciari, G. Clementini), *ASP Conf. Ser.*, **Vol.11**, p.524.
- Starrfield S.G., Cox A.N., Hodson S.W., Pesnell W.D., 1983, *ApJ*, **268**, L27.
- Starrfield S.G., Cox A.N., Kidman R.B., Pesnell W.D., 1984, *ApJ*, **281**, 800.
- Stevenson D.J., 1980, *Jphys*, **41**, C2.
- Tassoul M., 1980, *ApJS*, **43**, 469.
- Unno W., Osaki Y., Ando H., Saio H., Shibahashi H., 1989, *Nonradial Oscillations of Stars*, Univ. Tokyo Press.
- Vauclair G., Liebert J., 1987, *Scientific Accomplishments of the IUE*, (ed. Y. Kondo), Reidel Publishing Company, p.355.
- Warner B., Robinson E.L., 1972, *Nature Phys. Sci.*, **239**, 2.
- Weidemann V., Koester D., 1983, *A&A*, **121**, 77.
- Weidemann V., Koester D., 1984, *A&A*, **132**, 195.
- Weinberg S., 1967, *Phys. Rev. Letters*, **19**, 1264.
- Werner K., 1995, *Balt. Ast.*, **4**, 340.
- Winget D.E., 1981, *PhD Thesis*, Univ. Rochester.
- Winget D.E., Fontaine G., 1982, in *Pulsations in Classical and Cataclysmic Variable Stars*, (eds. J.P. Cox, C.J. Hansen), Boulder: Univ. Colorado, p.46.
- Winget D.E., Hansen C.J., Van Horn H.M., 1983, *Nature*, **303**, 781.
- Winget D.E., Kepler S.O., Robinson E.L., Nather R.E., O'Donoghue D., 1985, *ApJ*, **292**, 606.
- Winget D.E., Robinson E.L., Nather R.E., Fontaine G., 1982, *ApJ*, **262**, L11.
- Winget et al., 1987, *ApJ*, **315**, L77.
- Winget D.E. et al., 1991, *ApJ*, **378**, 326.
- Winget D.E. et al., 1994, *ApJ*, **430**, 839.
- Wood M.A., 1990, *PhD Thesis*, Univ. Texas at Austin.
- Wood M.A., 1992, *ApJ*, **386**, 539.
- Wood P.R., Faulkner D.J., 1986, *ApJ*, **307**, 659.
- Wu Y., 1998, *PhD Thesis*, Caltech.