T.C.
YILDIZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

BİR YILDIZIN BASIKLIĞINI KULLANARAK YILDIZA AİT FİZİKSEL PARAMETRELERİN ELDE EDİLMESİ

MENEKŞE BERRAK TAYOĞLU

YÜKSEK LİSANS TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI

DANIŞMAN
PROF. DR. HASAN TATLIPINAR

İSTANBUL, 2012

YILDIZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ

FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

BİR YILDIZIN BASIKLIĞINI KULLANARAK YILDIZA AİT FİZİKSEL PARAMETRELERİN ELDE EDİLMESİ

Menekşe Berrak TAYOĞLU tarafından hazırlanan tez çalışması 13.01.2012 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından Yıldız Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı'nda **YÜKSEK LİSANS TEZİ** olarak kabul edilmiştir.

Tez Danışmanı

Prof. Dr. Hasan TATLIPINAR

Yıldız Teknik Üniversitesi

Jüri Üyeleri

Prof. Dr. Hasan TATLIPINAR

Yıldız Teknik Üniversitesi ________________________

Prof. Dr. Gediz AKDENİZ

İstanbul Üniversitesi ________________________

Prof. Dr. Handan GÜRBÜZ

Yıldız Teknik Üniversitesi ________________________

ÖNSÖZ

Yüksek lisansım boyunca benden bilgi, deneyim ve desteğini esirgemeyen değerli hocam Prof.Dr. Hasan TATLIPINAR' a ve

Yüksek lisans tezimin yazım aşamasında bilgi ve yardımlarını benden esirgemeyen değerli hocam Prof.Dr. Jean Pierre ROZELOT' a çok teşekkür ederim.

Ocak, 2012

Menekşe Berrak TAYOĞLU

İÇİNDEKİLER

Sayfa

SİMGE LİSTESİ

P	Basınç
P_c	Merkezi Basınç
M	Kütle
G	Gravitasyon Sabiti
K	Coulomb Sabiti
ρ	Yoğunluk
ρ_c	Merkezi Yoğunluk
a	Uzunluk Parametresi
n	Politropik İndeks
θ	Boyutsuz Değişken
$\propto$	Boyutsuz Değişken
R_{eq}	Ekvatoral Yarıçap
R_{pol}	Polar Yarıçap
f	Basıklık
J	Gravitasyon Momenti
V	Gravitasyon Potansiyeli
I	Eylemsizlik Momenti

ÇİZELGE LİSTESİ

Sayfa

ÖZET

BİR YILDIZIN BASIKLIĞINI KULLANARAK YILDIZA AİT FİZİKSEL PARAMETRELERİN ELDE EDİLMESİ

Menekşe Berrak TAYOĞLU

Fizik Anabilim Dalı

Yüksek Lisans Tezi

Tez Danışmanı: Prof. Dr. Hasan TATLIPINAR

Yıldızın dönmesi, yıldızın dış şeklinde olduğu kadar içyapısında da önemli değişikliklere sebep olur. Bu çalışmada; basıklığı gözlemlenebilen yıldızların fiziksel parametrelerini literatürde var olan modellemelerden faydalanarak hesaplayacağız ve bu fiziksel parametrelerin yıldızın geometrik şekli ile olan bağlantısını anlayabilmek için, yıldızın gravitasyonel momenti olan J_2 parametresini hesaplayacağız.

Çalışmada; parametreleri hesaplanan yıldızlar, literatürde yer alan ve interferometrik yöntemler ile basıklığı ölçülmüş yıldızlardır. Hesaplamalar çalışmaya bir temel oluşturması açısından Güneş için de yapılmıştır.

Anahtar Kelimeler: Hızlı Dönen Yıldızlar, Yıldızların Basıklığı, Yıldızlara Ait Fiziksel Parametreler, Yıldızların Eylemsizlik Momenti

YILDIZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

ABSTRACT

OBTAINING THE PHYSICAL PARAMETERS OF A STAR FROM ITS OBLATENESS

Menekşe Berrak TAYOĞLU

Department of Physics

MSc. Thesis

Advisor: Prof. Dr. Hasan TATLIPINAR

The rotation of a star causes significant changes to its internal structure alongside its external shape. In this study, we will calculate the physical parameters of stars with observable oblateness using models that are present in literature. We will then calculate the gravitational parameter, J2, of these stars to understand the relation between these physical parameters and the geometric shape of these stars.

In this study, we will calculate the parameters of stars whose oblateness have been measured using interferometric methods in the literature. We will also calculate these parameters for the Sun to form a foundation for the rest of this study.

Key words: Fast Rotating Stars, Stellar Oblateness, Stellar Physical Parameters, Stellar Moments of Inertia

YILDIZ TECHNICAL UNIVERSITY

GRADUATE SCHOOL OF NATURAL AND APPLIED SCIENCE

BÖLÜM 1

GİRİŞ

1.1 Literatür Özeti

Günümüze dek yıldızlar ile ilgili yapılan çalışmalarda ve geliştirilen modellemelerde yıldızın gerçek geometrik şekli dikkate alınmamış ve küresel olarak kabul görmüştür. Bu bağlamda J_2 parametresi bize yıldızın gerçek geometrik şekli hakkında bilgi veren önemli bir parametredir. Yıldızın küresel simetriden ne kadar uzaklaştığını bu parametrenin değerine bakarak anlayabiliriz. Güneş için J_2, çeşitli teorik yaklaşımlarla pek çok kere hesaplanmıştır. J_2 parametresi hesaplanırken helyosismolojik gözlemler ve diferansiyel dönme hesaba katılmıştır. Bu çalışmada J_2 değeri hesaplanırken diferansiye dönme dikkate alınmamıştır.

J_2 parametresi yıldızlar için daha gerçekçi modellemelerin geliştirilebilmesi için önemli rol oynar. Çünkü bir yıldızın geometrik şekli bize yıldızın tüm diğer fiziksel parametreleri hakkında bilgi verir. Gravitasyonel moment J_2 için literatürde bulunan bazı değerler aşağıda tablo halinde sunulmuştur.

Çizelge 1.1 Güneş için şimdiye dek hesaplanmış bazı J_2 değerleri

	Güneş için hesaplanmış J_2 değerleri
Dicke & Goldenberg, 1967	$(2.47 \pm 0.23) \times 10^{-5}$
Ulrich & Hanwkins, 1981	$1.0 \times 10^{-7} < J_2 < 1.5 \times 10^{-7}$
Hill et al., 1982	$(5.5 \pm 1.3) \times 10^{-6}$
Campbell et al., 1983	$(1.6) \times 10^{-6}$
Bursa, 1986	$J_2 < 1.1 \times 10^{-5}$
Lydon & Sofia, 1996	$(1.8) \times 10^{-7}$
Rösch et al., 1996	$(2.57 \pm 2.36) \times 10^{-6}$
Rozelot & Bois, 1998	$J_2 < 3.0 \times 10^{-6}$
Godier & Rozelot, 1999	$(1.6) \times 10^{-7}$
Roxburgh, 2001	$(2.21) \times 10^{-7}$

1.2 Tezin Amacı

Bir yıldızın homojen olmayan kütlesi ve hızı, güneş de dahil olmak üzere yıldızın geometrisini etkiler. Yıldızlar üzerine yapılan modellemelerde yıldız geometrisi genellikle küresel olarak alınır. Gelişmiş interferometrik teknikler ile yapılan ölçümlerde yıldızların küresel simetriye sahip olmadıkları bilinmektedir. Son yıllarda yıldızların basıklığının hesaba katılması ile oluşturulan modellerle de çalışmalar yapılmaktadır. Bu tezde basıklığı interferometre ölçülmüş yıldızların gravitasyonel momentleri yıldızların geometrik şekillerinden faydalanılarak hesaplanacaktır.

1.3 Hipotez

Bu çalışmada yıldızın temel fiziksel parametrelerini kullanarak J_2 gravitasyonel momentlerini hesaplamayı hedefliyoruz.

BÖLÜM 2

YILDIZIN FİZİKSEL YAPISI

Yıldızları diğer gökcisimlerinden ayıran en temel fark, içlerindeki nükleer yanmanın bir sonucu olarak radyasyon yaymalarıdır. Diğer gökcisimleri üzerlerine düşen ışığı yansıtırken, yıldızlardan bize ulaşan ışığın kaynağı yıldızın kendi çekirdeğinde oluşan kimyasal tepkimelerdir.

Yıldız temel olarak kendi gravitasyon kuvveti ile bir arada duran bir gaz topudur. Yıldızı kendi merkezine doğru sıkıştıran gravitasyon kuvveti; yıldızın merkezinden yayılan radyasyon basıncı ile dengelenmeseydi, yıldız kendi merkezine doğru çökerdi. Yıldızı oluşturan gaz bulutunun yoğunluğu yükseldikçe, sistemin ısısı artacaktır. Gaz bulutunun kütlesi yeterince büyük ise bu ısı nükleer füzyon reaksiyonlarını başlatacak seviyeye kadar yükselir. Bu reaksiyonların başlamasıyla birlikte gaz bulutunun ısısı daha da yükselir ve hidrojenin helyuma yakımı başlar. Bu olaylar yıldız evriminin safhalarıdır.

Yıldız, oluşumunun ilk evresinde yani başlangıç döneminde hala kendisini oluşturan gaz bulutunun arta kalan kısmından oluşan bir disk ile çevrilidir. Yıldızdan yayılan radyasyon zamanla bu diski dışarıya doğru iter. Bu evreden sonra yıldız fiziksel olarak dengeli bir sürece girer, merkezdeki hidrojen atomları büyük bir enerji salarak helyum atomlarına dönüşürler. Yıldızın bu evresine anakol evresi denir. Bu noktadan sonra yıldızların maruz kalacakları evrim süreçlerini yıldızların kütleleri belirler. Çünkü yıldızın kütlesi arttıkça hidrojenini daha hızlı yakmaya başlar. Hidrojenin daha hızlı yanması yıldızın daha parlak ve sıcak olması demektir. Büyük kütleli yıldızlarda hidrojen yakımı daha hızlı olacağından hidrojenin bitmesi de daha çabuk gerçekleşir. Küçük kütleli yıldızların hidrojen yakımı süreci çok uzun sürdüğünden anakol evresi ile ilgili olan bilgimiz yalnızca teoriden ibarettir. Çünkü küçük kütleli yıldızların anakol evresi evrenimizin bugünkü yaşından daha büyüktür. Küçük kütleli olarak sınıfladığımız yıldızların hiçbiri henüz anakol evresini tamamlamamıştır.

Orta kütleli yıldızlar anakol evresinde, gravitasyon kuvvetini dengeleyecek radyasyon basıncı kalmayana dek hidrojeni helyuma yakmaya devam ederler. Bu noktaya gelen bir yıldızın çekirdeği, ısısı helyumu karbona yakabilecek seviyeye gelene dek sıkışır. Fakat çekirdeğin etrafındaki kabukta devam etmekte olan hidrojen yakımı yıldızı daha parlak ve soğuk gösterir. Bu evredeki yıldızlara “kızıl dev” denir. İçerden gelen radyasyon yüzünden katmanlarını kaybeden yıldız bir süre sonra çökerek “beyaz cüce” halini alır.

Kütlesi güneşin kütlesinin beş katını aşan yıldızlara büyük kütleli yıldızlar denir. Bu kütleye sahip az yıldız az sayıda yıldız vardır. Tıpkı orta kütleli yıldızlar gibi, merkezlerindeki tüm hidrojeni yakarlar ve hidrojen yakımının devam ettiği bir kabuk oluştururlar. Aynı zamanda helyumun yakımı da devam etmektedir. Dışarıdan parlak ve soğuk gözüktüklerinden süper “kırmızı dev” adını alırlar.

Çekirdekteki karbon yakımı ve yıldızın diğer katmanlarında diğer elementlerin yakım süreçleri yıldızın tüm hayatı boyunca devam eder. Süreç boyunca güneşin çekirdeğinde birçok farklı kimyasal element üretilir. Ağır elementlerin oluşumunu sağlayan nükleer füzyon enerji üretir ve gravitasyon kuvvetini karşılayarak yıldızı dengede tutmaya devam eder. Fakat demir elementinin ağır elementlere füzyonu için dışarıdan enerji gerekir. Bu sebeple yıldızın çekirdeği demir elementleri ile dolduğu zaman enerji üretimi durur ve gravitasyon kuvvetini dengeleyecek radyasyon basıncı ortadan kalkar. Bu sebeple yıldızın dış katmanları büyük patlamalar ile yıldızdan kopar ve yıldız “süpernova” halini alır. Bu süreçten sonra yalnızca yıldızın çekirdeğinde çarpışan fotonlar ve elektronların oluşturduğu nötronlar kalır. Yıldız artık “pulsar” a da dönüşebilecek olan bir nötron yıldızıdır.

Bu bölümde gravitasyonel moment J_2 ya ulaşmak için kullanacağımız temel fiziksel formüller türetilecektir. Yıldızın genel olarak modellenmesi bu bölümün ve tüm çalışmanın kapsamı dışındadır. Hesaplamalar boyunca yıldızın kendi gravitasyonu ile hidrostatik dengede olduğu politropik model varsayımı kullanılacaktır. Yıldız yapısı içerisindeki enerjin oluşum ve aktarım süreçleri ile yıldızın sıcaklık dağılımı da çalışmanın kapsamı dışındadır.

Yıldız yapısının belirlenmesinde aşağıdaki iki temel formül önemli rol oynar. Bu formüller yıldızın $P(r)$ basınç dağılımı ve $M(r)$ kütle dağılımıdır. Yıldızın yarıçap r ye bağlı kütle dağılımı $M(r)$, bir dr kabuğundaki kütle $M(r+dr)-M(r)=\rho(r)dV$ ve $dV=4\pi r^2 dr$ olmak üzere;

$$\frac{dm}{dr} = -\,4\pi\, r^2 \rho(r) \tag{2.1}$$

olarak yazılabilir.

$P(r)$ basınç dağılımını bulmak için öncelikle r çaplı kabuğa etkiyen toplam kuvvet $P(r)A$ ve $r+dr$ kabuğuna etkiyen kuvvet $P(r+dr)A$ olmak üzere dr kabuğuna etkiyen toplan kuvveti aşağıdaki gibi yazarız;

$$P(r)dA - P(r+dr)dA = [P(r) - P(r+dR)]dA = -\frac{dP}{dr} dr dA \tag{2.2}$$

Hidrostatik olarak dengede olan bir yıldız için bu kuvvet dr kabuğuna etki eden gravitasyon kuvvetine eşit olacağından dr kabuğuna etki eden gravitasyon kuvveti $-\frac{GM}{r^2}dm$ ve $dm=\rho(r)dAdr$ olmak üzere hidrostatik denge hali için aşağıdaki eşitlik yazılabilir;

$$-\frac{dP}{dr} dr dA - \frac{GM}{r^2}\rho(r) dA dr = 0 \tag{2.3}$$

Ve böylece yıldızın $P(r)$ basınç dağılımı aşağıdaki gibi bulunur;

$$\frac{dP}{dr} = -\frac{G\,m(r)\rho(r)}{r^2} \tag{2.4}$$

Verilen (2.1) ve (2.4) denklemleri yıldız yapısının incelenmesinde önemli rol oynayan temel denklemlerdir.(2.4) denklemin iki tarafını "$r^2\rho(r)$" ifadesi ile çarparsak;

$$\frac{r^2}{\rho(r)}\frac{dP(r)}{dr} = -G\,m(r) \tag{2.5}$$

ifadesini elde ederiz. İfadenin "r" yarıçapa göre diferansiyeli;

$$\frac{d}{dr}\left[\frac{r^2}{\rho}\frac{dP}{dr}\right] = -G\frac{dm}{dr} \tag{2.6}$$

(2.1) denkleminin de yerine konması ile aşağıdaki aşağıdaki eşitlik (Poisson Denklemi) elde edilir;

$$\frac{1}{r^2}\frac{d}{dr}\left[\frac{r^2}{\rho}\frac{dP}{dr}\right] = -4\pi G\rho \tag{2.7}$$

Bu eşitlik, P(r) basınç dağılımı ve ρ(r) yoğunluk dağılımı ifadelerinin bulunmasını gerektirir. Bu gerekli eşitlikleri bölüm 2.1 ve 2.2 de türeteceğiz.

2.1 Yıldızın Basıncı Ve Yoğunluğu

Yıldızın r yarıçap boyunca dağılımını veren (2.4) genel ifadesi özelleştirmek için sınır koşullarını gözden geçirmeliyiz. Yıldızın merkezinde ve yüzeyinde ρ_c merkezi yoğunluk olmak üzere basınç değişimleri;

$$\frac{dP}{dr} = -\frac{4\pi}{3}G\rho_c^2 \qquad \text{(merkezde)} \tag{2.8}$$

$$\frac{dP}{dr} = -\frac{GM\rho(r)}{r^2} \qquad \text{(yüzeyde)} \tag{2.9}$$

Yıldızı hidrostatik olarak dengede kabul ettiğimizden merkezde ve yüzeyde basıncın sıfır olması gerekir. Bu koşulları sağlayacak en basit denklem yıldız sisteminin kimyasal yapısının her bölgede aynı kabul eden Clayton modeline göre(Clayton, 1986) aşağıdaki gibidir;

$$\frac{dP}{dr} = -\frac{4\pi}{3} G\rho_c r\, exp(-r^2/a^2) \tag{2.10}$$

Eşitlikte geçen a uzunluk parametresi olarak tanımlanır. Eşitliğin $r = R$ iken $P = 0$ sınır koşuluna göre integre edilmesi ile yıldızın basınç dağılımı;

$$P(r) = \frac{2\pi}{3} G{\rho_c}^2 a^2 [\exp(-\ r^2/a^2) - \exp(-R^2/a^2)] \tag{2.11}$$

olarak bulunur.

Yoğunluk ile ilgili ifadeleri türetmek için, (2.1) ve (2.4) denklemlerinin birleştirirsek bize aşağıdaki eşitliği verir;

$$Gm(r)dm = -4\pi r^4 dP \tag{2.12}$$

Bu ifadenin integre edilmesi ile;

$$G\frac{1}{2}m^2(r) = -4\pi \int_r^0 r'^4 \frac{dP}{dr'} dr' \tag{2.13}$$

ifadesi elde edilir. dP yerine (2.11) ifadesini koyarsak $x = r/a$ olmak üzere;

$$m(r) = \frac{4\pi a^2}{3} \rho_c \Phi(x) \tag{2.14}$$

ve

$$\Phi^2(x) = 6\int_0^x x'^5 \exp\left(-x'^5\right) dx' = 6 - 3(x^4 + 2x^2 + 2)\exp(-x^2) \tag{2.15}$$

ifadelerinin elde edilmesiyle yoğunluk dağılımı;

$$\rho(r) = \frac{1}{4\pi r^2}\frac{dm}{dr} = \rho_c \left[\frac{x^3 \exp(-x^2)}{\Phi(x)}\right] \tag{2.16}$$

olarak elde ederiz.

2.2 Merkezi Yoğunluğu Yüksek Yıldızlar İçin a Uzunluk Parametresi ve ρ_c Merkezi Yoğunluğun Bulunması

Eğer bir yıldızın kütlesi merkezinde yoğunlaşmış ise yine Clayton modeline göre uzunluk parametresi a yıldızın yarıçapı R ye göre çok daha küçük olmalıdır. Çalışmamızda kullanacağımız referans yıldızlar güneş benzeri ve merkezi yoğunluğu yüksek yıldızlardır. Bu kabul ile yıldızın toplam kütlesini denklem cinsinden ifade etmeye çalışacağız. Denklem (2.14) de $r = R$ için tekrar yazarsak $\exp(-{R}/{a^2})$ifadesini uzunluk parametresi a yıldızın yarıçapı R ye göre çok daha küçük olduğundan ihmal edebiliriz. O halde denklem toplam kütle için ifade aşağıdaki gibi yazılır

$$M_{Toplam} \cong \frac{4\pi\rho_c a^3}{3}\sqrt{6} \qquad (2.17)$$

Yıldızın ortalama yoğunluğunu;

$$\rho_{ortalama} = M/\frac{4}{3}\pi R^3 \qquad (2.18)$$

şeklinde ifade edersek ve denklem (2.17) de yerine koyarsak ortalama yoğunluk ve merkezi yoğunluğu birbirine bağlayan aşağıdaki eşitliğe ulaşırız;

$$\rho_{ortalama} = \rho_c\,(a/R)^3\,\sqrt{6} \qquad (2.19)$$

Bu eşitliği uzunluk parametresine ulaşmak için aşağıdaki gibi kullanacağız.

$$(a/R)^3 = \frac{\rho_{ortalama}}{\rho_c}\frac{1}{\sqrt{6}} \qquad (2.20)$$

Şimdi a uzunluk parametresini nasıl hesaplayacağımızı görelim. Bu noktada Clayton modelinden çıkıp, politropik modele (Chandrasekar, 1931) göz atacağız. Öncelikle P basınç için politropik bir ifade varsayarak başlıyoruz. Ksabit ve n politropik indeks olmak üzere;

$$P = K\,\rho^{1-\frac{1}{n}} \tag{2.21}$$

Daha sonra bir de ρ yoğunluğu için boyutsuz değişkenler cinsinden bir ifade tanımlayalım. θ boyutsuz değişken olmak üzere;

$$\rho = \rho_c \theta^n \tag{2.22}$$

Denklem (2.21) ve (2.22) yi Denklem (2.7) de yerine koyarsak;

$$\left(\frac{(n+1)K\rho_c^{((1/n)-1)}}{4\pi G}\right)\frac{1}{r^2}\frac{d}{dr}\left(r^2\frac{d\theta}{dr}\right) = -\theta^n \tag{2.23}$$

$\left(\frac{(n+1)K\rho_c^{((1/n)-1)}}{4\pi G}\right)\frac{1}{r^2} = \propto^2$ olarak tanımlarsak, denklemin iki tarafı da boyutsuz olacağından $\propto$ parametresinin yarıçaptan dolayı uzunluk biriminde olduğunu görürüz. Buna dayanarak yeni bir boyutsuz değişken daha ilave ederek yarıçapı bu boyutsuz değişken cinsinden $r = \propto \varepsilon$ gibi yazabiliriz. Bu ifadenin de Denklem (2.23) de yerine konmasıyla aşağıdaki Lane-Emden eşitliği elde edilir;

$$\frac{1}{\varepsilon^2}\frac{d}{d\varepsilon}\left(\varepsilon^2\frac{d\theta}{d\varepsilon}\right) = -\theta^n \tag{2.24}$$

Bu ifade n politropik indeksin çeşitli değerleri için aşağıdaki sınır koşulları altında çözülmüştür;

$$\begin{aligned} &\theta(0) = 1 \qquad \varepsilon = 0 \qquad (merkezde) \\ &\theta(\varepsilon_1) = 0 \qquad \varepsilon = \varepsilon_1 \qquad (yüzeyde) \end{aligned} \tag{2.25}$$

Literatürdeki çözümlerden n politropik indeksin farklı değerleri için θ lara karşılık gelen ε değerlerini biliyoruz. Politropik modelde güneş benzeri yıldızlar için en uygun çözüm $n = 3$ çözümüdür. Politropik modelin ayrıntılı çözümleri bu çalışmada verilmeyecektir. Yalnızca α uzunluk parametresine ulaşmak için R yarıçapı yıldızın fiziksel parametreleri cinsinden yazmak istenmektedir. Bu noktada ε boyutsuz değişkeninin yarıçapla ilintili olduğunu hatırlayalım. Denklem (2.21) i ve $\propto$ parametresini $r = \propto \varepsilon$ ifadesinde yerine koyarsak;

$$r = \left[\frac{(n+1)P_c}{4\pi G\rho_c^2}\right]^{1/2} \varepsilon \tag{2.26}$$

ifadesini elde ederiz. Yıldızın yüzeyi için Denklem (2.25) deki sınır koşullarından $\varepsilon = \varepsilon_1$ olduğunu biliyoruz. O halde yıldızın R yarıçapı;

$$R = \left[\frac{(n+1)P_c}{4\pi G\rho_c^2}\right]^{1/2} \varepsilon_1 \tag{2.27}$$

olarak yazılır. Bu denklemde P_c ifadesi yerine Denklem (2.11) den aşağıdaki gibi bir ifade yazabiliriz. exp $(-R^2/a^2)$ifadesi merkezi yoğunluğu yüksek yıldızlarda a uzunluk parametresi yıldızın yarıçapına göre çok küçük olacağından ihmal edilir ve $r = 0$ için ifade aşağıdaki gibi yazılır;

$$P_c = \frac{2\pi}{3} G{\rho_c}^2 a^2 \tag{2.28}$$

Bu ifadeyi Denklem (2.27) de yerine koyacağız. Ayrıca güneş benzeri yıldızlarda politropik indeksin $n = 3$ alınacağını ve literatürdeki hesaplamalar yardımıyla $n = 3\ için\ \varepsilon_1 = 6{,}9$ olduğunu da hatırlatarak güneş benzeri yıldızlarda a uzunluk parametresini R yarıçapa bağlayan aşağıdaki formülü elde etmiş oluruz;

$$a = \frac{R}{5.6} \tag{2.29}$$

2.3 Yıldızların Dönmesi ve Geometrik Şekilleri

Yıldızsal dönme basit olarak, yıldızın ekseni etrafındaki açısal hareketi olarak tanımlanabilir. Yıldız sistemi, üzerine etki eden gravitasyonel çekim kuvvetlerini dengeleyerek bir arada kalabilmek için döner.

Yıldızın dönmesinin, yıldızın fiziksel yapısı ile ilgili bir çok önemli etkisi mevcuttur. Bunlardan bir tanesi de yıldızın geometrik şeklidir. Yıldızları dönen akışkan ve kütleleri homojen olmayan sistemler olarak ele aldığımızda, dönmenin etkisi ile yıldızlar eliptik formlar alırlar. Yıldız formunu oluşturan elipsoit R_{eq} ekvatoral yarıçap ve R_{pol} polar yarıçap olmak üzere iki yarıçaptan oluşur. Bu iki parametreyi kullanarak bir yıldızın f basıklığını aşağıdaki gibi hesaplarız;

$$f = \frac{R_{eq} - R_{pol}}{R_{eq}} \tag{2.30}$$

Yıldız sisteminin katı olmadığını ve akışkan bir maddeselliğe sahip olduğunu göz önünde bulundurursak diferansiyel bir dönmeden söz etmek durumundayız. Bu yıldızın açısal hızının enleme ve derinliğe bağlı olarak değişmesi demektir. Yani yıldızın kabuklar halinde farklı farklı hızlarda dönmesi anlamına gelir. Biz hesaplamalar boyunca diferansiyel dönmeyi göz ardı edeceğiz. Yıldızın dönme ekseni etrafında tüm derinliklerde eşit bir açısal hızla dönüyor olduğunu varsayacağız.

2.4 Eylemsizlik Momenti Ve Gravitasyonel Moment J_2

Yıldız sistemine ait temel parametreleri hesaplarken yıldızın geometrik şeklini tam bir küre olarak kabul ettik. Şu ana dek literatürde var olan temel parametreler hesaplanırken eliptik koordinatlarda yapılacak hesaplamaların zorluğundan ötürü bu çalışmada da olduğu gibi yıldızın geometrik şekli küresel kabul edilerek hesaplanmıştır.

Bizim bu çalışmadaki amacımız küresel koordinatlar kullanılarak hesaplanan bu parametreler ile J_2 gravitasyonel momentini hesaplayabilmektir. Çünkü J_2 parametresi bize yıldızın temel fiziksel parametreleri ve gerçek şekli hakkında bilgi verir.

Yıldızı boşlukta tek bir kütle olarak kabul edersek (etrafında başka bir kütleden kaynaklanan gravitasyon çekimi yokken) gravitasyon potansiyeli V Laplace eşitliğini sağlayacaktır.

$$\nabla^2 V = 0 \tag{2.31}$$

Yıldızın merkezde olduğu küresel koordinat sistemini kullanırsak Laplace denkleminin genel çözümünü aşağıdaki gibi yazabiliriz;

$$V = \frac{1}{a}\sum_0^\infty \sum_{m=0}^{t} \left[\frac{a}{r}\right]^{l+1} (c_{lm} cosm\varphi + s_{lm} sinm\varphi) P_l^m(cos\theta) \quad (2.32)$$

Burada P Assosiye Legendre Polinomlarını ifade eder. Sinüslü ve cosinüslü ifadeler ise genellikle Y_{lm} şeklinde ifade edilen küresel harmoniklerdir. C ve S' ler ise küresel harmonik katsayıları olarak bilinir. Yıldızı hidrostatik dengede dönmekte olan akışkan bir sistem olarak ele aldığımızdan, potansiyelin asimetrik olması gerektiğini varsayarız. Bu varsayım yalnızca $m = 0$terimlerinin izinli olması demektir. Ve küresel simetri altında l lerin yalnızca çift değerleri izinlidir. Bu durumda ifadeyi aşağıdaki gibi yazabiliriz.

$$V = \frac{GM}{r}\left[1 - \sum_{l=1}^\infty J_{2l} \left[\frac{a}{r}\right]^{2l} P_{2l}(cos\theta)\right] \quad (2.33)$$

P bildiğimiz gibi legendre polinomlarıdır. J ler ise gravitasyon momentleridir.
Gravitasyon potansiyelini genel olarak aşağıdaki gibi ifade ederiz;

$$V(\overrightarrow{r}) = G\,\frac{\rho(\vec{r}')d^3r'}{|\vec{r}-\vec{r}'|} \quad (2.34)$$

Gravitasyonun lineer olduğundan süper pozisyon ilkesine göre $|\vec{r} - \vec{r}'|$ ifadesini aşağıdaki gibi üretme fonksiyonu cinsinden yazalım;

$$\frac{1}{|\vec{r}-\vec{r}'|} = \sum_{l=0}^\infty \frac{r'^l}{r^{l+1}} P_l \cos(\gamma) \quad (2.35)$$

γ , $\vec{r}$ ve $\vec{r}'$ arasındaki açı olmak üzere;

$$P_l(cos\gamma) = \sum_{m=0}^{l} \frac{(l-m)!}{(l+m)!} P_l^m(\theta)\, P_l^m(\theta')\, cos[m(\phi - \phi')] \quad (2.36)$$

J_{2l} ları üretmek için yalnızca $m = 0$ terimlerini alacağız. O zaman bu ifade aşağıdaki ifadeye indirgenir;

$$P_l(cos\gamma) = P_l(cos\theta)P_l(cos\theta') + m \neq 0 \quad \text{terimleri} \tag{2.37}$$

daha sonra bulduğumuz bu ifadeleri yerlerine koyarak J_{2l}terimleri için aşağıdaki ifadeyi elde edebiliriz;

$$J_{2l} = -\frac{1}{Ma^{2l}} \int r'^{2l} P_{2l}(cos\theta)\rho(r')d^3\, r' \tag{2.38}$$

J_2 ifadelerinin gravitasyon momentleri olduğunu söylemiştik. Daha sonra $P_2(cos\theta) = (3cos^2\theta - 1)/2$ ifadesini hatırlayarak;

$$Ma^2 J_2 = -\int \left[\frac{3}{2}z^2 - \frac{1}{2}(x^2 + y^2 + z^2)\right] \rho(r)d^3\, r \tag{2.39}$$

ifadesini türetebiliriz. $x, y\ ve\ z$ kartezyen koordinatlar ve z dönme ekseni olmak üzere eksenlere göre eylemsizlik momentleri aşağıdaki gibi yazılabilir;

$$C = \int (x^2 + y^2)\rho(r)d^3 r\ ,$$
$$A = \int (z^2 + y^2)\rho(r)d^3 r,$$
$$B = \int (x^2 + z^2)\rho(r)d^3 r \tag{2.40}$$

Bu ifadeleri denklem (2.39) da yerlerine koyarsak $a = R$ olmak üzere;

$$Ma^2 J_2 = C - \frac{1}{2}(A + B) \tag{2.41}$$

Yıldızın bizim kabul ettiğimiz geometrik şeklinde yalnızca ekvatoral ve polar yarıçaplar mevcut olduğundan A=B kabulü yapılabilir. O halde;

$$Ma^2 J_2 = C - A \tag{2.42}$$

Yukarıdaki ifadeden de görebileceğimiz gibi J_2 ifadesi polar ve ekvatoral eylemsizlik momentlerinin farkı ile ilintilidir. Biz çalışmamızda J_2 ifadesini hesaplamak için polar ve ekvatoral eylemsizlik momentlerini teker teker hesaplayarak bu farkı elde edeceğiz. Bu eylemsizlik momentlerini hesaplayabilmek için bir kürenin eksenlerine göre eylemsizlik momentlerinin küresel koordinatlarda nasıl hesaplandığına bakalım.

Kürenin d kalınlığında bir hacmi için r yarıçap ve m kütle olmak üzere birim eylemsizlik momenti ;

$$dI = r^2 dm = r^2 \rho(r) dV \tag{2.43}$$

olarak yazılabilir ve $dV = r^2 sin\theta dr d\theta d\phi$ ve $r = r^2 sin\theta$ (r nin referans noktasına dik uzaklığı) olmak üzere;

$$I = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} \int_0^{R} \rho(r)(rsin\theta)^2 r^2 \, sin\theta dr d\theta d\phi \tag{2.44}$$

$$I = 2\pi \int_0^{\pi} sin^3 \theta d\theta \int_0^{R} r^4 \rho(r) dr \tag{2.45}$$

Ve son olarak eylemsizlik momenti I aşağıdaki gibi yazılır;

$$I = \frac{8}{3}\pi \int_0^{R} r^4 \, \rho(r) dr \tag{2.46}$$

BÖLÜM 3

GÜNEŞ İÇİN HESAPLAMALAR

Şimdiye dek yıldızların temel fiziksel parametrelerine ulaşmak için kullanacağımız formülleri ve bu formüllere nasıl ulaştığımızı anlattık. Bu çalışmanın amacı basıklığı interferometrik olarak gözlemlenebilmiş yıldızların bazı temel fiziksel parametrelerini ve J_2 gravitasyonel momentlerini ulaşılan bu formüller kullanılarak hesap etmektir. Çalışmamızda ele alınan yıldızlar için J_2 değerleri literatürde bulunmamaktadır. Hesaplamalarımıza çalışmamıza referans olması açısından ve literatürde halihazırda hesaplanmış verileri mevcut olduğundan bize karşılaştırma imkanı sunacağı için güneşten başlayacağız. Modelimizi uygulamak için güneş de dahil olmak üzere uygulamaya alınan yıldızlar için R ortalama yarıçap, R_{eq} ekvatoral yarıçap ve R_{pol} polar yarıçap ve M kütle değerleri literatürden alınacaktır. Literatürden alınarak kullanılacak bu veriler tablo halinde referansları ile birlikte Bölüm 4 de tablo halinde sunulacaktır.

Modelimizi uygulama $\rho(r)$ yoğunluk dağılımı ifadesine ulaşmak ile başlayacağız. Bu ifade Denklem (2.16) ile verilmişti. Dağılımı türetmek için öncelikle a uzunluk parametresini hesaplamamız gerekiyor. Bölüm 2.2 de ayrıntılı olarak türetilen Denklem (2.29) da literatürden aldığımız R yarıçap ifadesini yerine koyarak, a uzunluk parametresine ulaşabiliriz. Yoğunluk dağılımını belirlemek için a uzunluk parametresinden baska bir de ρ_c merkezi yoğunluk değerine ihtiyacımız var. Denklem (2.20) de merkezi yoğunluk ρ_c ve ortalama yoğunluk $\bar{\rho}$ arasındaki bağıntıyı vermiştik. Ortalama yoğunluk $\bar{\rho}$ yu literatürden aldığımız M kütle ve R yarıçap değerlerini kullanarak $\bar{\rho} = M/\frac{4}{3}\pi R^3$ formülünden hesaplayabiliriz. Buluduğumuz a değerini de

Denklem (2.20) de yerine koyduğumuzda, ρ_c merkezi yoğunluk değerine ulaşırız. Artık güneşin yarıçapa göre yoğunluk dağılımı ifadesini türetebiliyoruz. Bu noktada artık J_2 değerine ulaşmak için gereken A ekvatoral eylemsizlik momenti ve C polar eylemsizlik momentini hesaplayacağız. $\rho(r)$ yoğunluk dağılımına sahip küresel bir sistem için eylemsizlik momentini veren formülü Denklem (2.46) da vermiştik. Bulduğumuz $\rho(r)$ yoğunluk dağılımını ve literatürden aldığımız yoğunluk dağılımını ve literatürden aldığımız R_{eq} ekvatoral yarıçap ve R_{pol} polar yarıçap değerlerini formülde yerleştirerek A ve C eylemsizlik momentlerine ulaşırız. Son olarak bulduğumuz bu değerleri Denklem (2.42) de yerine koyarak J_2 gravitasyonel momentine ulaşırız. Tüm bu hesaplamalar literatürde R_{eq} ekvatoral yarıçap ve R_{pol} polar yarıçap değerleri interferometri ile ölçülmüş diğer güneş benzeri hızlı dönen yıldızlara da yukarıda anlatılan sıra ile uygulanmıştır. Güneş için ve diğer yıldızlar için hesaplanan tüm parametreler Bölüm 4 de tablolar halinde sunulmuştur.

BÖLÜM 4

SONUÇLAR ve TARTIŞMA

Çalışmamızda anlatılan model basıklığı interferometri ile gözlenebilmiş Güneş de dahil olmak üzere yedi yıldıza uygulanmış ve bu yıldızlar için J_2 değerleri hesaplanmıştır. Hesaplamaların sonuçları aşağıda tablo halinde sunulmuştur. Güneş dışındaki yıldızlar için bu benzer bir çalışma literatürde yalnızca Damiani, C. ve arkadasları (Damiani et al., 2009- From Solar to Stellar Oblateness) tarafından 2009 yılında gerçekleştirilmiştir. Tabloda güneş dışındaki yıldızlar için sunulan verilen literatürde ikinci kez bu çalışmada hesaplanmıştır.

Çizelge 4.1 Literatürden alınan temel parametreler

	M (kg)	R_{eq}(cm)	R_{pol}	Referans
Güneş	$1,989 \times 10^{33}$	69599175600	69598438600	
Alderamin (A7 IV-V)	$3,978 \times 10^{33}$	19647600000	15137700000	van Belle et al., 2006
Altair (A7 IV-V)	$3,5802 \times 10^{33}$	13328100000	11699500000	van Belle et al., 2001
Archernar (B3 Vpe)	1.20732×10^{34}	83518100000	53590800000	de Souza et al., 2008
Rasalhague (A5 II)	$5,967 \times 10^{33}$	19981700000	16634000000	Zhao et al., 2007
υ Cygni (B2 V)	$1,35451 \times 10^{34}$	32154500000	27352200000	Neiner et al., 2005
Regulus (B7 V)	$6,7626 \times 10^{33}$	28952900000	21853900000	McAlister et al., 2005
Vega (A0V)	$4,58067 \times 10^{33}$	199819448400	16038400000	Peterson et al., 2006

Çizelge 4.2 Bu çalışmada hesaplanan parametreler

	A (gr/cm^2) Ekvatoral Eylemsizlik Momenti	C (gr/cm^2) Polar Eylemsizlik Momenti	J_2
Güneş	$6{,}0613 \times 10^{52}$	$6{,}0610 \times 10^{53}$	$-3{,}33 \times 10^{-7}$
Alderamin (A7 IV-V)	$1{,}1670 \times 10^{54}$	$5{,}6840 \times 10^{53}$	$-5{,}52 \times 10^{-3}$
Altair (A7 IV-V)	$5{,}1925 \times 10^{53}$	$2{,}7063 \times 10^{53}$	$-4{,}65 \times 10^{-3}$
Archernar (B3 Vpe)	1.3007×10^{56}	1.4149×10^{55}	$-2{,}49 \times 10^{-2}$
Rasalhague (A5 II)	$2{,}1628 \times 10^{54}$	$8{,}6467 \times 10^{53}$	$-6{,}96 \times 10^{-3}$
υ Cygni (B2 V)	$1{,}2175 \times 10^{55}$	$5{,}4231 \times 10^{54}$	$-5{,}98 \times 10^{-3}$
Regulus (B7 V)	$6{,}2598 \times 10^{54}$	$1{,}5337 \times 10^{54}$	$-1{,}21 \times 10^{-2}$
Vega (A0V)	$1{,}1506 \times 10^{54}$	$3{,}8332 \times 10^{53}$	$-0{,}41 \times 10^{-2}$

Biz bu hesaplamaları yaparken yıldızın diferansiyel dönmesini dikkate almadık. Daha kesin sonuçlar elde etmek için yıldızın diferansiyel dönmesi ve gravitasyonel potansiyelinin bu dönmenin biçimine göre dağılımı ilerki aşamada bu modele dahil edilebilir. Ayrıca her ne kadar J_2 parametresi bizi yıldızın ellipsoidal şekline götürse de, eylemsizlik momentleri hesaplanırken küresel simetri kullanılmıştır. Daha gelişmiş bir modelde yıldızın gerçek şekli olan ellipsoid dikkate alınarak hesaplamalar yapılır ise daha gerçekçi J_2 değerleri elde edilebilir.

Bu çalışmada yıldızın temel fiziksel parametrelerini kullanarak J_2 parametresine ulaştık. Daha ileriki bir çalışmada amaç yalnızca yıldızın gözlemlenebilir geometrisinden temel fiziksel parametrelerine ulaşmak olabilir. Yani modellemenin tersine de uygulanabiliyor olmasını sağlamak, günümüzde hızla gelişen interferometrik teknikler ile gözlenebilen geometrinin bizi tek bir modele bağlı kalmadan yıldıza özel fiziksel parametrelere götürebilir.

KAYNAKLAR

[1] Rozelot, J. P., Godier, S. ve Lefebvre, S., (2001), "On the theory of the oblateness of the Sun", Solar Physics, 198(2):223-240, 10.1023/A:1005238718479.

[2] Rozelot J.P., Kilcik A., Damiani C., Tayoğlu M.B. ve Lefebvre S., (2010), "Unveiling stellar cores and multipole moments via their flattening", Lecture Notes in Physics, 832: 161-181, 10.1007/978-3-642-19928-8_5

[3] Rozelot, J., Bois, E., (1998), "New Results Concerning the Solar Oblateness", 1998ASPC..140...75R.

[4] Damiani, C., Tayoglu, M.B., Lefebvre, S. ve Rozelot, J.P., (2009), "From Solar To Stellar Oblateness" SF2A-2009: Proceedings of the Annual meeting of the French Society of Astronomy and Astrophysics, held 29 June - 4 July 2009 in Besançon, France. Eds.: M. Heydari-Malayeri, C. Reylé and R. Samadi, 2009sf2a.conf..259D

[5] Dicke, R. H. ve Goldenberg, H. M., (1967), "Differential Rotation and the Solar Oblateness", Nature, 214(5095): 1294–1296, 1967Natur.214.1294D.

[6] Ulrich, R. K. ve Hawkins, G.W. , (1981), "Erratum-the Solar Gravitational Figure-J2 and J4 ", Astrophysical Journal, 249: 831, 1981ApJ...249..831U

[7] Hill, H. A., Bos, R. J. ve Caudell, T. P., (1983), "On the origin of oscillations in a solar diameter observed through the earth’s atmosphere", Solar Physics, 82:129–138, 10.1007/BF00145553

[8] Campbell, L. ve Moffat, J. W., (1983), "Quadrupole moment of the sun and the planetary orbits", Astrophysical Journal, Part 2 - Letters to the Editor (ISSN 0004-637X), 275:L77-L79, 1983ApJ...275L..77C

[9] Bursa, M., (1986), "The sun’s flattening and its influence on planetary orbits", Astronomical Institutes of Czechoslovakia, Bulletin(ISSN 0004-6248), 37:312-313., 1986BAICz..37..312B

[10] Lydon, T. J. ve Sofia, S. , (1996) "A Measurement of the Shape of the Solar Disk: The Solar Quadrupole Moment, the Solar Octopole Moment, and the Advence of Perihelion of the Planet Mercury", Physical Review Letters, 76(2):177–179, 10.1103/PhysRevLett.76.177

[11] Rösch, J., Rozelot, J. P., Deslande, H. ve Desnoux, V., (1996), "A New Estimate of the Quadrupole of the Sun", Solar Physics, 165(1):1–11, 1996SoPh..165....1R

[12] Rozelot, J. P. ve Bois, E., (1998), "New Results Concerning the Solar Oblateness", Synoptic Solar Physics -- 18th NSO/Sacramento Peak Summer Workshop held at Sunspot; New Mexico 8-12, 1998ASPC..140...75R

[13] Godier, S. ve Rozelot, J. P., (1999), "Relationships between the quadrupole moment and the internal layers of the Sun", Proc. 9th Meeting on Solar Physics, 'Magnetic Fields and Solar Processes', Florence, Italy, 12-18, 1999ESASP.448..111G

[14] Roxburgh, I. W., (2001), "Gravitational multipole moments of the Sun determined from helioseismic estimates of the internal structure and rotation", 10.1051/0004-6361:20011104

[15] Van Belle, G. T., Ciardi, D. R., Ten Brummelaar, T., McAlister, H. A., Ridgway, S. T., Berger, D. H., Goldfinger, P. J., Sturmann, J., Sturmann, L., Turner, N., Boden, A.F., Thompson, R.R. ve Coyne, J., (2006), "First Results from the CHARA Array. III. Oblateness, Rotational Velocity, and Gravity Darkening of Alderamin", The Astrophysical Journal, 637(1): 494-505., 10.1086/498334

[16] Van Belle, G.T., Ciardi, D.R., Thompson, R.R., Akeson, R.L. ve Lada, E.A., (2001), “Altair's Oblateness and Rotation Velocity from Long-BaselineInterferometry”, The Astrophysical Journal, 559(2): 1155-1164., 10.1086/322340

[17] Carciofi, A. C., Domiciano de Souza, A., Magalhães, A. M., Bjorkman, J. E. ve Vakili, F., (2008), “On the Determination of the Rotational Oblateness of Achernar”, 10.1086/586895

[18] Zhao, M., Monnier, J., Pedretti, E., Thureau, N., ten Brummelaar, T., McAlister, H., Turner, N., Sturmann, J. ve Sturmann, L. , (2007), “Imaging And Modeling Rapidly Rotating Stars: Rasalhague And Alderamin”, American Astronomical Society, AAS Meeting #211, #103.25; Bulletin of the American Astronomical Society, 39:923, 2007AAS...21110325Z

[19] Neiner, C., Floquet, M., Hubert, A. M., Frémat, Y., Hirata, R., Masuda, S., Gies, D., Buil, C., Martayan, C. ,(2005) “Rotation, pulsations and outbursts in the Be star υ Cygni (HD 202904)”, The Astrophysical Journal, Volume 559, Issue 2, pp. 1155-1164., 10.1086/322340, Astronomy and Astrophysics, 437(1):257-272, 2005A&A...437..257N

[20] McAlister, H. A., ten Brummelaar, T. A., Gies, D. R., Huang, W., Bagnuolo, W. G., Jr., Shur, M. A., Sturmann, J., Sturmann, L.,Turner, N. H., Taylor, S. F., Berger, D. H., Baines, E. K., Grundstrom, E., Ogden, C., Ridgway, S. T., van Belle, G. , (2005), “First Results from the CHARA Array. I. An Interferometric and Spectroscopic Study of the Fast Rotator α Leonis (Regulus)”, The Astrophysical Journal, 628(1):439-452., 10.1086/430730

[21] Peterson, D. M., Hummel, C. A., Pauls, T. A., Armstrong, J. T., Benson, J. A., Gilbreath, G. C., Hindsley, R. B., Hutter, D. J.,Johnston, K. J., Mozurkewich, D.,

Schmitt, H. R., (2006), “Vega is a rapidly rotating star”, Nature, 440:896-899, 10.1038/nature04661

[22] Mecheri, R., Abdelatif, T. ve Irbah, A., (2009), “New values of gravitationalmoments J2 and J4 deduced from helioseismology”,Solar Physics, 222(2):191-197, 10.1023/B:SOLA.0000043563.96766.21

[23] Chandrasekhar, S., (1933), “Flattening modulus of a neutron star by rotation and magnetic field”, MNRAS, 93:539.

[24] Kippenhahn, R. , Weigert, A. , (1994), “Stellar Structure and Evolution”, Stellar Structure and Evolution, XVI, 468 pp. 192 figs.. Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York. Also Astronomy and Astrophysics Library, 1994sse..book.....K

[25] Allen, B.T. , (2001), Polytropic Star Models, Doktora Tezi, University of California, School of Physical Sciences

ÖZGEÇMİŞ

KİŞİSEL BİLGİLER

Adı Soyadı	: Menekşe Berrak TAYOĞLU
Doğum Tarihi ve Yeri	: 18.11.1984, ZONGULDAK
Yabancı Dili	: İngilizce
E-posta	: mbtayoglu@hotmail.com

ÖĞRENİM DURUMU

Derece	Alan	Okul/Üniversite	Mezuniyet Yılı
Lisans	Fizik Bölümü	Akdeniz Üniversitesi	2008
Lise	Fen Bilimleri	Kabataş Erkek Lisesi	2003

İŞ TECRÜBESİ

Yıl	Firma/Kurum	Görevi
2010	Herdeks Tıbbi Ürünler	Ürün Yöneticisi

YAYINLARI

Makale

1. Rozelot J.P. , Kilcik A. , Damiani C. ,Tayoğlu M.B. , Lefebvre S. , (2010) "Unveiling stellar cores and multipole moments via their flattening", Lecture Notes in Physics, 832:161-181, 10.1007/978-3-642-19928-8_5

2. Damiani, C. , Tayoglu, M.B. , Lefebvre, S. ve Rozelot, J.P. , (2009), "From Solar To Stellar Oblateness" SF2A-2009: Proceedings of the Annual meeting of the French Society of Astronomy and Astrophysics, held 29 June - 4 July 2009 in Besançon, France. Eds. : M. Heydari-Malayeri, C. Reylé and R. Samadi, 2009sf2a.conf..259D