

KÜÇÜK KÜTLELİ YILDIZLARDA TERMONÜKLEER REAKSİYONLAR, ENERJİLER VE KOMPOZİSYON DEĞİŞİMİ

Şeyma ÇALIŞKAN¹, İbrahim KÜÇÜK¹

Özet

Bu çalışmada kütleleri 0.7, 0.8, 0.9 ve $1M_{\odot}$ olan küçük kütleli yıldızların evrimlerine termonükleer reaksiyonların etkileri incelenmiştir. Bu amaçla Eryurt-Ezer Yıldız Evrim Programı kullanılmıştır. Her model kararlılık aşamasından (threshold of stability) başlatılmış, evrim yolu, yıldız sıfır yaş ana koluna (ZAMS) eriştikten sonra hidrojen miktarı \sim %50 azalana kadar sürdürülmüştür. 0.7, 0.8, 0.9 ve $1M_{\odot}$ kütleli yıldızların ZAMS' a erişme zamanları sırasıyla, 1.9×10^8 , 1.3×10^8 , 1.06×10^8 ve 7.64×10^7 yıl olarak bulunmuştur.

Fiziksel girdiler en yeni termonükleer reaksiyon oranları ve elektron perdeleme etkileri değerleri kullanılarak geliştirilmiştir. Yüksek yoğunluğa sahip olan küçük kütleli yıldızlarda elektron perdeleme etkilerinin reaksiyon oranlarının hesabında önemli rol oynaması nedeniyle, perdeleme etkisi faktörlerinin hesaplanmasına ayrı bir önem verilmiştir. Bu amaçla Salpeter tarafından verilen yöntem ile hesaplanan perdeleme etkisi faktörleri kullanılmış ve değişik yöntemlerle hesaplanan perdeleme faktörleri mukayese amaçlı listelenmiştir. Nükleer reaksiyon oranlarından dolayı açığa çıkan enerjiler proton-proton ve ${}^3\text{He}$ - ${}^3\text{He}$ reaksiyonları için ve her bir kütle için ayrı ayrı hesaplanmıştır. Kütle arttıkça üretilen enerji miktarının da arttığı görülmüştür. X3 kompozisyon değişimi Siess (2000) ile mukayese edilmiş ve büyük kütlelerde uyumun daha iyi olduğu, küçük kütlelere gidildiğinde uyumun bozulduğu görülmüştür. Bunun nedeni de reaksiyon oranlarının ve elektron perdeleme faktörleri değerlerinin ayrıntılı olarak evrim programı hesaplarına ilave edilmesidir.

Anahtar Sözcükler: Küçük kütleli yıldızlar, Termonükleer reaksiyon oranları, Elektron perdeleme etkisi, Kompozisyon değişimi.

Abstract

In this work, the effect of thermonuclear reactions to the evolutionary of low mass stars whose masses are 0.7, 0.8, 0.9 and $1M_{\odot}$. For this purpose, Eryurt- Ezer Stellar Evolutionary Program is used. Each model is started from threshold of stability; evolutionary path is continued up to the point where the hydrogen amount decreases 50% after the star reaches to the zero ages main sequence (ZAMS). The ZAMS times of 0.7, 0.8, 0.9 and $1M_{\odot}$ stars are found to be, respectively, 1.9×10^8 , 1.3×10^8 , 1.06×10^8 and 7.64×10^7 years.²

The input physics are advanced by using the most new thermonuclear reaction rates and electron screening factors. Since the electron screening factors in low mass high density stars play important role for thermonuclear reaction rates calculation, it is paid attention to the calculation of screening effect factors. For this purpose, the screening factors which are calculated with the method given by Salpeter and screening factors

¹ Erciyes Üniversitesi, Fen Edebiyat Fakültesi, Astronomi ve Uzay Bilimleri Bölümü, Kayseri
Tel: 4374901-33650, e-posta: seymanur@gmail.com & kucuk@erciyes.edu.tr

calculated with different methods are displayed for comparison. The energies released due to nuclear reaction rates are calculated for proton–proton and ${}^3\text{He}$ – ${}^3\text{He}$ reactions and for each mass, respectively. It is seen that, the released energy increases with increasing mass. X3 composition change is compared with Siess (2000) and it is seen that the matching is destroyed. The reason is that the values of reaction rates and electron screening factors are added to the evolutionary program in details.

Keywords: *Low mass stars, Thermonuclear reaction rates, Electron screening effects, Composition changes.*

1. Giriş

Yıldızların iç yapıları ve evrimleri gaz yapının hal denklemi, opasitesi ve termonükleer reaksiyon oranları hesapları ile belirlenir.

Parçacıklar arasındaki etkileşmelerin ihmal edilmesi sonucu elde edilen ideal gaz denklemi, çok yüksek yoğunluklarda önemini kaybeder. Yüksek yoğunluk ve sıcaklıklarda ideal gazdan sapmalar dahil edilerek hal denkleminin hesaplanması gerekir. Güneş ve küçük kütleli yıldızlarda hal denklemi, yüksek yoğunluklara sahip olmalarından dolayı, dejenere, Coulomb etkileşmesi gibi ideal olmayan etkileşimlerin hesaba katılmasıyla belirlenir.

Yıldız maddesi içindeki nükleer reaksiyon oranı yıldızın evrimi için önemlidir. İyonize olmuş yoğun madde içerisindeki nükleer reaksiyon oranı perdeleme etkisiyle zenginleştirilir[1].

Ayrıca, tamamen iyonize olmuş gazda, ideal durumdan sapmaların ölçüsü, etkileşme parametresi Γ , ortalama potansiyel enerjinin kinetik enerjiye oranı,

$$\Gamma = \left(\frac{e^2 / \langle r \rangle}{kT} \right) \quad (1)$$

olarak tanımlanır. $\Gamma \gg 1$ durumunda iyonize olmuş gazda kuvvetli etkileşme, $\Gamma \ll 1$ durumunda ise zayıf etkileşme olmaktadır [2].

Bu çalışmada kullanılan kimyasal kompozisyon; hidrojen bolluğu, $X=0.750$ ve ağır element bolluğu, $Z=0.021$ olarak alınmıştır. Konveksiyon için karışım uzunluğu kuramı kullanılmıştır. Karışım uzunluğu parametresinin basınç yükseklik ölçüsü değerine oranı $\alpha=1.50$ olarak alınmıştır [3].

2. Termonükleer Reaksiyon Oranları

Yıldız maddesi içinde iki tip (1 ve 2) parçacığın etkileşimi göz önüne alındığında, reaksiyon oranı,

$$r_{12} = \frac{N_1 N_2 \langle \sigma v \rangle}{(1 + \delta_{12})} \text{ cm}^{-3} / \text{sn} \quad (2)$$

olarak yazılabilir. N_1 ve N_2 sırasıyla birinci ve ikinci parçacığın sayı yoğunluğudur ve

$$N_i = \rho N_A \frac{X_i}{A_i} \text{ cm}^{-3} \quad (3)$$

şeklinde verilir. Ayrıca $\langle \sigma v \rangle$ ifadesi normalize edilmiş hız dağılımından elde edilen ortalama hız ile etki kesitinin çarpımıdır ve,

$$\langle \sigma v \rangle = \frac{(8/\pi)^{1/2}}{M^{1/2}(kT)^{3/2}} \int \sigma E \exp(-E/kT) dE \quad (4)$$

ile verilir. $\langle \sigma v \rangle$ değeri üç faktöre bağlıdır:

- Coulomb engelini geçme olasılığı,
- Kuantum mekaniksel etkileşim olasılığı,
- Nükleer rezonans yakınında reaksiyonunun meydana gelip gelmeyeceğidir [4].

Düşük enerjiler rezonant olmayan yüklü parçacık etkileşimleri Coulomb-barrier girme faktörü etkisiyle baskın hale gelir. Etkileşimler bu enerji bağımlılığı dışında uygun faktörle mümkün olur ve etki kesiti ifadesi, $\sigma(E)$,

$$\sigma = \frac{S(E)}{E} \exp[-(E_G/E)^{1/2}] \quad (5)$$

şeklinde gösterilebilir. Burada E , sistemin kütle merkezinin kinetik enerjisi, E_G ,

$$E_G = (2\pi\alpha Z_0 Z_1)^2 (Mc^2/2) = [9.8948 Z_1 Z_2 A^{1/2}]^2 keV \quad (6)$$

bağıntısı ile verilen Gamow enerjisi ve $S(E)$ etki kesiti faktörüdür [5]. Nükleer rezonanstan uzakta $S(E)$, momentum merkezinin enerjisi olan E 'nin yavaşça değişen bir fonksiyonudur ve bir Maclaurin serisinin ilk üç terimiyle uygun bir şekilde ifade edilebilir. Böylece,

$$S(E) = S(0) \left[1 + \frac{S'(0)}{S(0)} E + \frac{1}{2} \frac{S''(0)}{S(0)} E^2 \right] \quad (7)$$

elde edilir. Burada, $S(0)$, sıfır enerjideki astrofiziksel etki kesiti faktörüdür ve birinci türev E ile ilişkilendirilmiştir.

Denklem (5) ve (7), denklem (4)'de yerine yazılıp gerekli düzenlemeler yapılırsa,

$$\begin{aligned} \langle \sigma v \rangle &= \frac{(8/\pi)^{1/2}}{M^{1/2}(kT)^{3/2}} \int S(E) \exp(-E_G^{1/2}/E^{1/2} - E/kT) dE \\ &= \left(\frac{2}{M} \right)^{1/2} \frac{\Delta E_0}{(kT)^{3/2}} S_{eff} \exp(-\tau) \end{aligned} \quad (8)$$

elde edilir [6]. Burada,

$$\Delta E_0 = 4(E_0 kT/3)^{1/2} \quad (9) [5]$$

$$E_0 = \left[\pi\alpha Z_0 Z_1 kT (Mc^2/2) \right]^{2/3} = 1.2204 [Z_1^2 Z_2^2 A T_6^2]^{1/3} keV \quad (10) [7]$$

$$\tau = 3E_0/kT = 3 \left[\pi\alpha Z_0 Z_1 (Mc^2/2kT) \right]^{1/2} = 42.487 [Z_1^2 Z_2^2 A]^{1/3} T_6^{-1/3} \quad (11) [7]$$

$$S_{eff} = S(0) \left[1 + \frac{5}{12\tau} + \frac{S'(0)}{S(0)} \left(E_0 + \frac{35}{36} kT \right) + \frac{1}{2} \frac{S''(0)}{S(0)} \left(E_0^2 + \frac{89}{36} E_0 kT \right) \right] keV - barn \quad (12) [6]$$

şeklinde verilmektedir. Bu denklemler (8) denkleminde yerlerine yazılırsa,

$$\langle \sigma v \rangle = \left\{ 1.3006 \times 10^{-15} (Z_0 Z_1 / A)^{1/3} S_{eff} \right\} T_6^{-2/3} \exp(-\tau) \text{cm}^3 \text{s}^{-1} \quad (13)$$

etki kesiti bağıntısı elde edilir ($T_6 = T / 10^6$).

Reaksiyona giren parçacıkların ortalama ömürleri,

$$\lambda_2(1) = \frac{1}{\tau_2(1)} = N_2 \langle \sigma v \rangle = \rho N_A \frac{X_2}{A_2} \langle \sigma v \rangle \quad \text{sn}^{-1} \quad (14)$$

$$\lambda_1(2) = \frac{1}{\tau_1(2)} = N_1 \langle \sigma v \rangle = \rho N_A \frac{X_1}{A_1} \langle \sigma v \rangle \quad \text{sn}^{-1}$$

ile verilir. Burada,

$\tau_2(1)$ → ikinci parçacıkla reaksiyona giren birinci parçacığın ortalama ömrü,

$\tau_1(2)$ → birinci parçacıkla reaksiyona giren ikinci parçacığın ortalama ömrüdür [6].

Denklem (12), (13) ve (5) denklem (2)'de yerine yazılırsa perdelenmemiş (unscreened) reaksiyon oranı için,

$$r_{unscreened} = K X_1 X_2 g \rho \exp(-\tau) T_6^{-2/3} \quad (15)$$

şeklindeki ifade elde edilir. Burada g ,

$$g = \left[1 + \frac{5}{12\tau} + \frac{S'(0)}{S(0)} \left(E_0 + \frac{35}{kT} \right) + \frac{1}{2} \frac{S''(0)}{S(0)} \left(E_0 + \frac{89}{36} E_0 kT \right) \right] \quad (16)$$

denklem (12) ile verilen etkin etki kesiti faktörü ifadesindeki parantez içindeki terimdir. K ise,

$$K = 7.83 \cdot 10^8 \left(\frac{N_A}{A_1 A_2} \right) \left(\frac{Z_1 Z_2}{A} \right)^{1/3} S(0) \quad (17)$$

şeklinde elde edilen bir katsayıdır.

3. Elektron Perdeleme Etkisi ve Zenginleştirme Faktörleri

Yüksek sıcaklıklarda, yıldızların iç yapılarındaki atomların tamamı iyonize haldedir ve gaz yoğunluğu ρ yüksektir. Çekirdek ile komşuluğundaki elektronlar arasındaki ortalama mesafe a oldukça küçüktür. Her bir çekirdek tamamen iyonize olduğundan komşu elektronları çeker ve komşu çekirdek geri teper ve bu yüzden çevredeki gazın bir miktarı polarize olur. Çekirdek bu durumda küresel simetrik bir negatif yük bulutuyla tamamen perdelenir. Bu yük bulutunun yarıçapı R parçacıklar arası uzaklık a mertebesinde veya daha büyük uzaklıkta olur, komşu yükler ile ortalama termal enerji arasındaki Coulomb itme etkileşim enerjisi oranına bağlıdır. Bu nedenle, bir çarpışmada iki çekirdekten biri diğerine yaklaştığında

onların her biri çarpışmayla perdeleme yük bulutunu taşır ve bu perdeleme çekirdekler arası etkileşim enerjisini etkiler.

Çekirdeğin çevresindeki yük bulutu polarizasyonunun doğası, perdelemenin zayıf (weak screening; ws) yada kuvvetli (strong screening; ss) olup olmamasına bağlıdır.

Zayıf perdeleme (weak screening); çekirdek ve ona en yakın birkaç elektron ile gazın, çekirdek arasındaki coulomb etkileşim enerjisi termal enerji, kT , ile kıyaslandığında küçüktür. Bu durumda çekirdek ile etrafını saran elektronlar çok dağınık bir görünüm arzederler.

Güçlü perdeleme (strong screening); çekirdek ve yakınındaki çekirdek arasındaki Coulomb etkileşim enerjisi, kT , ile kıyaslandığında büyüktür. Bu durumda çekirdek yalnızca en yakınındaki elektronlarla çevrelenir [8].

Elektronların perdeleme etkisi ilk olarak Salpeter (S54) tarafından göz önüne alınmıştır.

$$f = \exp\left[-\frac{U(0)}{kT}\right] = \exp \Lambda \quad (18)$$

burada $\Lambda = U(0)/kT$ perdeleme etkisi güç parametresidir. Bu Salpeter tarafından ortaya atılan zayıf perdelemedir [9].

Zayıf perdeleme durumunda,

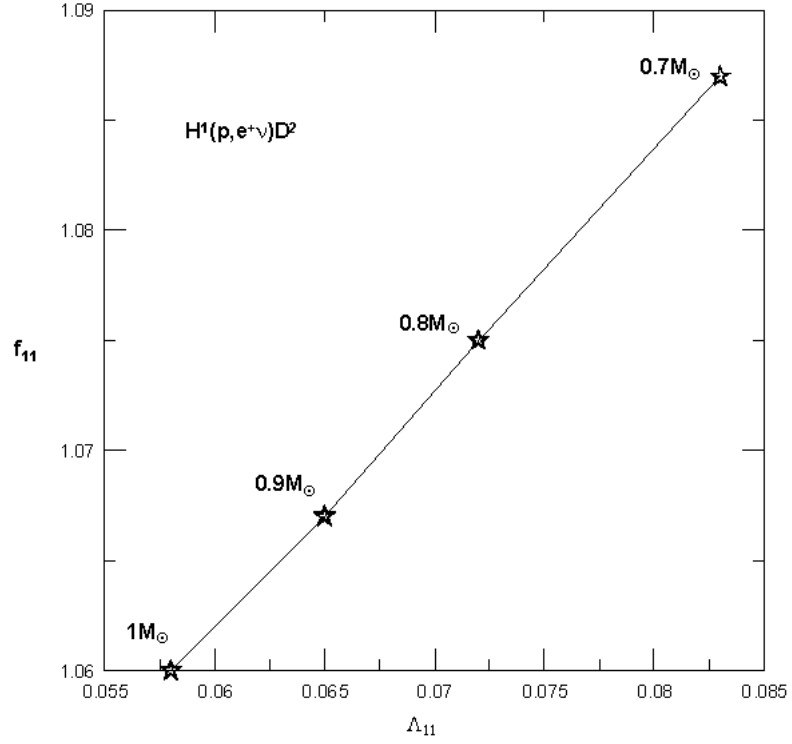
$$\left(-\frac{U(0)}{kT}\right)_{ws} = 0.188 Z_1 Z_2 \frac{\rho_c^{\frac{1}{3}}}{T_6^2} \zeta \quad (19)$$

şeklinde verilir.

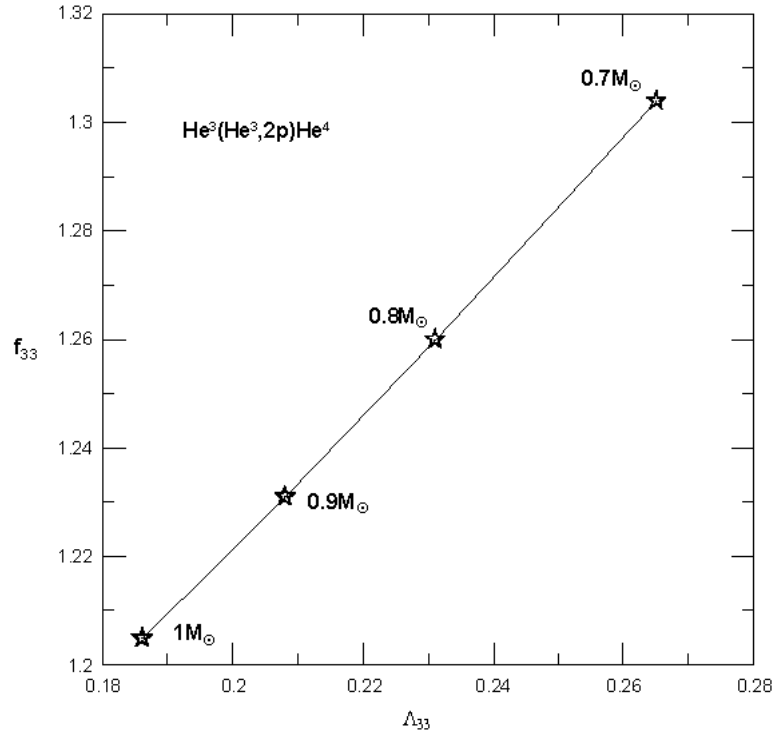
Tablo 1: Hesaplanan perdeleme etkisi güç ve zenginleştirme faktörleri.

Kütle	$T_c \times 10^7$ (K)	ρ_c (g/cm^3)	$\Lambda_{1,1}$	$\Lambda_{3,3}$	$\Lambda_{3,4}$	$f_{1,1}$	$f_{3,3}$	$f_{3,4}$
0.7M _☉	10.26	76.99	0.083	0.265	0.265	1.087	1.304	1.304
0.8M _☉	10.85	68.59	0.072	0.231	0.231	1.075	1.260	1.260
0.9M _☉	12.17	78.03	0.065	0.208	0.208	1.067	1.231	1.231
1.0M _☉	13.02	76.79	0.058	0.186	0.186	1.060	1.205	1.205

Tablo 1'deki bu veriler kullanılarak $H^1(p, e^+ \nu) D^2$ ve $He^3(He^3, 2p) He^4$ reaksiyonu için hesaplanan perdeleme etkisi güç faktörlerinin zenginleştirme faktörlerine göre değişimi Şekil 1 ve Şekil 2'de verilmektedir.



Şekil 1: $H^1(p, e^+ \nu)D^2$ reaksiyonu için, Salpeter yöntemiyle verilen zenginleştirme faktörlerinin perdeleme etkisi güç parametresi Λ 'ya göre değişimi.



Şekil 2: $He^3(He^3, 2p)He^4$ reaksiyonu için, Salpeter yöntemiyle verilen zenginleştirme faktörlerinin perdeleme etkisi güç parametresi Λ 'ya göre değişimi.

Tablo 2'de hidrojen yanması içeren ana reaksiyonlar için Salpeter&Van Horn(SVH), Graboske(GDGC), Mitler(ML) ve Tsytoich(TSYH)'in geliştirdiği yöntemlerle hesaplanan zenginleştirme faktörleri verilmektedir.

Tablo 2: Reaksiyon oranı zenginleştirme faktörü değerleri. Burada bu çalışmada $T_c \sim 15.54 \times 10^6$ K, $\rho_c \sim 160.8$ gr/cm³, $X_c = 0.35$ ve $Y_c = 0.62$ olarak alınırken diğerlerinde $T_c \sim 15.5 \times 10^6$ K, $\rho_c \sim 148$ gr/cm³, $X_c \cong 0.36$ ve $Y_c \cong 0.62$ olarak alınmıştır [9].

	$f_{1,1}$	$f_{3,3}$	$f_{3,4}$
Bu Çalışma	1.046	1.166	1.166
S54	1.050	1.215	1.215
SVH	1.045	1.186	1.186
GDGC	1.050	1.115	1.115
ML	1.045	1.176	1.176
TSYH[10]	0.950	0.830	0.827

Yıldızların termonükleer reaksiyon oranlarında perdelenmiş reaksiyon oranı, perdelenmemiş reaksiyon oranının bu $f_{i,j}$ ($i,j=1,2,3,\dots$) faktörüyle çarpılmasıyla,

$$r_{\text{perdelenmiş}} = f_{i,j} \times r_{\text{perdelenmemiş}} \quad (20)$$

elde edilebilir. Yıldız enerji üretim oranı ise,

$$\epsilon_{\text{nuc}} = Q \times r_{\text{perdelenmiş}} \quad (21)$$

olarak tanımlanabilir.

Bu çalışmada termonükleer reaksiyon oranı hesaplamaları yapılırken [11,12,13] verileri kullanıldı. Aşağıda p-p zincirinin ve CNO çevriminin bazı reaksiyonları için hesaplanan yeni reaksiyon oranları verilmektedir.

$H^1(p, e^+ \nu) D^2$ reaksiyonu için,

$$r_{1,1} = 1.15 \times 10^{11} X_1^2 f_{1,1} g_{1,1} \rho \exp\left(-\frac{33.81}{T_6^{1/3}}\right) T_6^{-2/3}$$

$$g_{1,1} = 1 + 0.0123 T_6^{1/3} + 0.00114 T_6^{2/3} + 9.8 \times 10^{-4} T_6$$

$$Q_{1,1} = 1.442 \text{ MeV}$$

$D^2(p, \gamma) He^3$ reaksiyonu için,

$$r_{2,1} = 5.305 \times 10^{28} X_1 X_2 f_{2,1} g_{2,1} \rho \exp\left(-\frac{37.21}{T_6^{1/3}}\right) T_6^{-2/3}$$

$$g_{2,1} = 1 + 0.0112 T_6^{1/3} + 0.299 T_6^{2/3} + 0.00234 T_6$$

$$Q_{2,1} = 5.494 \text{ MeV}$$

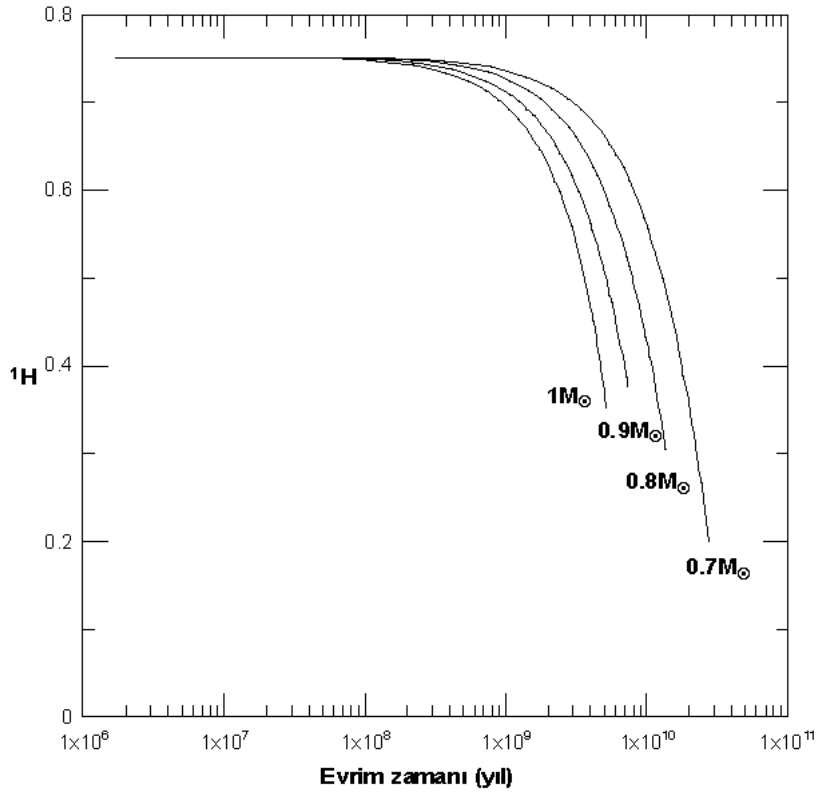
değerleri elde edildi. Bu bağıntılardan yola çıkarak bir yıldızın termonükleer reaksiyon oranı ve enerji üretimi elde edilebilir. Örneğin $0.7 M_{\odot}$ kütleli yıldızın sıfır yaş ana koluna (ZAMS) geldiği anda merkezinde gerçekleşen $H^1(p, e^+ \nu) D^2$ ve $He^3(He^3, 2p) He^4$ reaksiyonları için reaksiyon oranları ve enerji üretimleri sırasıyla $r_{1,1} = 2.154 \times 10^5$, $E_{1,1} = 2.305$ ve

$r_{3,3} = 2.013 \times 10^5$, $E_{3,3} = 4.147$ şeklinde, $0.8M_{\odot}$ kütleli yıldızın ZAMS' da bulunduğu anda bu değerler sırasıyla, $r_{1,1} = 3.262 \times 10^5$, $E_{1,1} = 3.490$ ve $r_{3,3} = 2.671 \times 10^5$, $E_{3,3} = 5.503$ şeklinde bulunur.

4. Kompozisyon Değişimi ve Evrime Etkileri

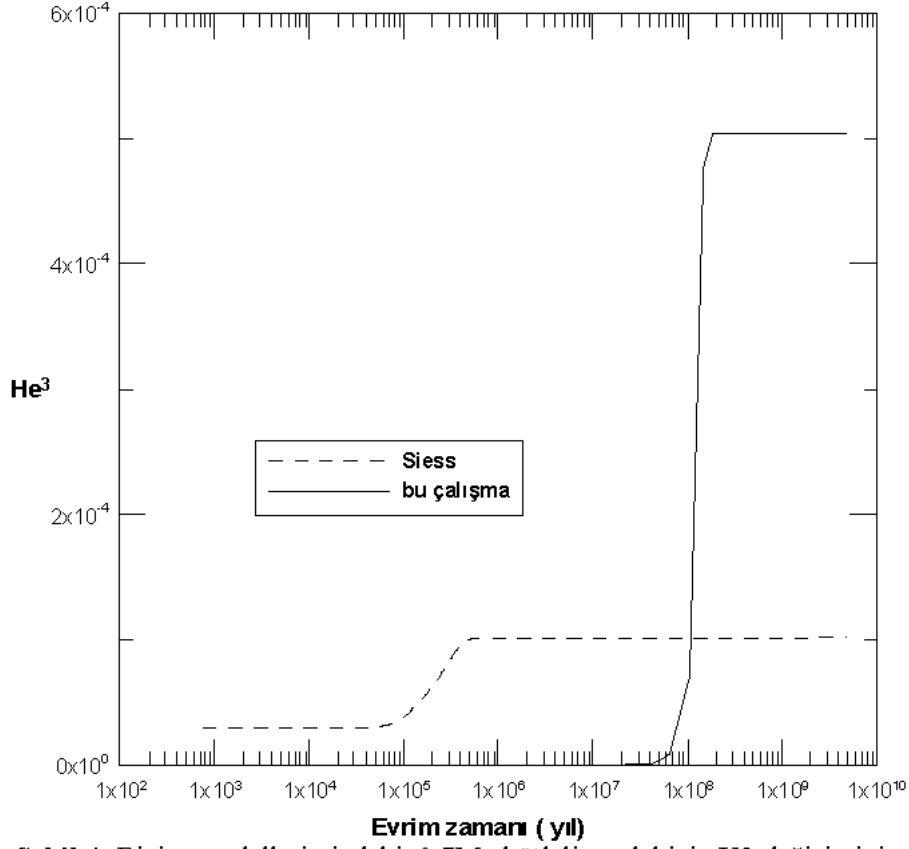
Bir yıldızın yaşamı boyunca, kompozisyonu, farklı elementlerin ve izotopların göreceli bollukları, yıldızın iç yapısındaki nükleer reaksiyonlardan dolayı değişir.

0.7, 0.8, 0.9 ve $1M_{\odot}$ kütleli yıldızların evriminde merkezi basınç ve sıcaklığın artmasıyla birlikte H yanmaya başlar ve dengeye erişir. Denge zamanları kütle azaldıkça artmakta olup bu $0.7M_{\odot}$ için $\sim 2 \times 10^{10}$ yıl, $1M_{\odot}$ için $\sim 5 \times 10^9$ yıldır. Dikkate alınan modeller için yıllara göre X1 (hidrojen) değişimi Şekil 3'de gösterilmiştir.

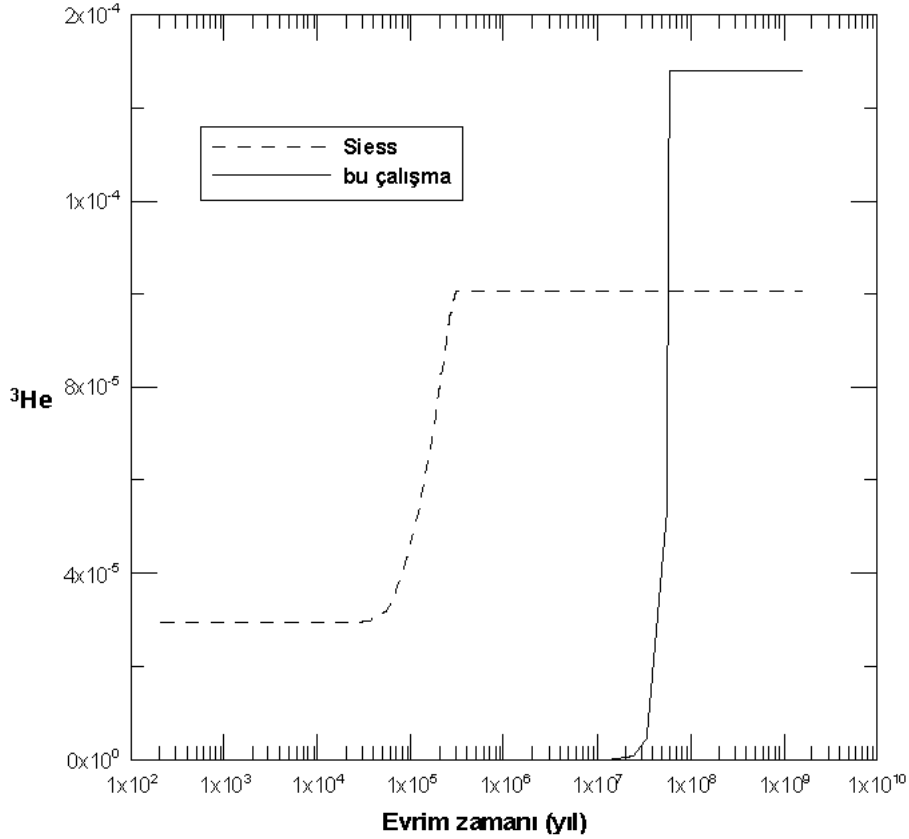


Şekil 3: 0.7, 0.8, 0.9 ve $1M_{\odot}$ kütleli modellerde evrim zamanına göre X1 değişimi.

0.7, 0.8, 0.9 ve $1M_{\odot}$ kütleli yıldızların evrimin hesapları sonuçlarında görülmektedir ki artan sıcaklık ve basınç ile birlikte ${}^3\text{He}$ oluşum reaksiyonları toplam enerji akışına katkıda bulunmaya başlamaktadır. Üretilen ${}^3\text{He}$ (X3), Siess [14] modelleri ile mukayese edilmiş ve sonuçlar sırasıyla Şekil 4, ve Şekil 5'de gösterilmiştir.



Şekil 4: Bizim modellerimizdeki, $0.7M_{\odot}$ kütleli model için X3 değişiminin Siess[14] modellerinin X3 değişimi ile karşılaştırılması.

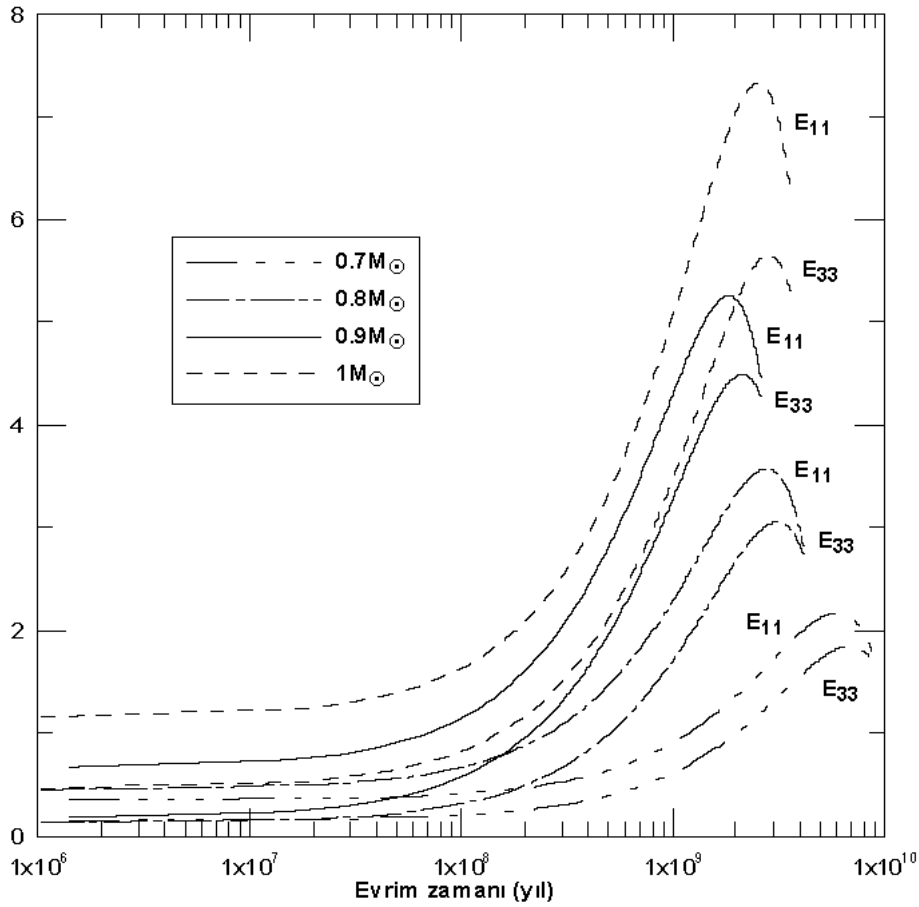


Şekil 5: Bizim modellerimizdeki, $1M_{\odot}$ kütleli model için X3 değişiminin Siess[14] modellerinin X3 değişimi ile karşılaştırılması.

Bu şekillerden de görüleceği gibi büyük kütlelerde Siess modelleri ile uyuşum daha iyi olup, çok fazla olmamasına karşın küçük kütlelerde uyuşum bozulmaktadır. Örneğin $0.7M_{\odot}$ kütleli model için bizim hesaplarımızdan elde edilen X3 değerleri Siess değerlerinden %39.8 daha fazla iken $1M_{\odot}$ kütleli model için sadece %3.7 fazla olmaktadır.

5. Enerji Üretimi

Bu kısımda 2.kısımda hesaplama yöntemi anlatılan proton- proton ve ${}^3\text{He}$ - ${}^3\text{He}$ reaksiyonlarında üretilen enerji her bir kütle için hesaplanmış ve Şekil 6'da gösterilmiştir. Bu şekil $H^1(p, e^+ \nu)D^2$ (E_{11}) ve $He^3(He^3, 2p)He^4$ (E_{33}) reaksiyonlarından açığa çıkan enerji dağılımını dikkate aldığımız modeller için gösterilmektedir



Şekil 6: 0.7, 0.8, 0.9 ve $1M_{\odot}$ kütleli yıldız modellerinin merkezlerinde p-p ve ${}^3\text{He}$ - ${}^3\text{He}$ reaksiyonları ile üretilen enerjiler.

Örneğin $0.7M_{\odot}$ kütleli model için He^3 yaklaşık 1.03×10^7 K merkezi sıcaklığında ve 78.3 g/cm^3 merkezi yoğunluk değerinde oluşmaya başlar. Yine Şekil 6'dan görüleceği gibi kütle arttıkça E_{11} ve E_{33} artmaktadır.

Kaynaklar

- [1] Alastuey, A. and Jancovici, B.(1978), "Nuclear reaction rate enhancement in dense stellar matter" *The Astrophysical Journal*, 226, 1034-1040.
- [2] Basu, S., et al.(1999), "Helioseismic Analysis of the Hydrogen Partition Function in the Solar Interior" *Astrophysical Journal*, 518, 985-993.

- [3] Durmuş, A.(2003), “*Opal Hal Denkleminin Güneş ve Orta Kütleli Yıldızların İç Yapısı ve Evrimine Etkisi*”, Doktora Tezi, Erciyes Üniversitesi, Kayseri.
- [4] Ciardullo, R.(2006), “Astro. 534 Stellar Structure and Evolution”, <http://www.astro.psu.edu/users/rbc/astro534.html>.
- [5] Lang, R. K.(1999), “*Astrophysical Formulae Volume I Radiation, Gas Processes and High Energy Astrophysics*”, Astronomy and Astrophysics Library, Printed in Germany.
- [6] Fowler, W. A., Caughlan, G. R. and Zimmerman, B. A.(1967), “*Thermonuclear Reaction Rates*” A&A...5...525F.
- [7] Adelberger, E. G., et al.(1998), “*Solar Fusion Cross Section*”, RvMP, Volume 70, Issue 4, pp. 1265-1291.
- [8] Salpeter, E. E.(1954), “*Electron Screening and Thermonuclear Reactions*” Australian J. Phys., 7,373S, 1954.
- [9] Dzitko, H., et al.(1995), “*The Screened Nuclear Reaction Rates and the Solar Neutrino Puzzle*”, The Astrophysical Journal, 447, 428-442.
- [10] Tsytovich, V. N.(2000), “*Suppression of Thermonuclear Reactions in Dense Plasmas Instead of Salpeter’s Enhancement*” A&A, 356,L57-L61.
- [11] Morel, P., et al.(1999), “*Solar Models and NACRE Thermonuclear Reaction Rates*” A&A, 350, 275-285.
- [12] Bahcall, J. N.(1989), “*Neutrino Astrophysics*”, Cambridge University Press.
- [13] Caughlan, G. R. and Fowler, W. A.(1988), “*Thermonuclear Reaction Rates V*”, Atomic Data Nucl. Data Tables, Vol 40, p. 283-34.
- [14] Siess, L., Dufour, E. and Forestini, M.(2000), “*An Internet Server for Pre-Main Sequence Tracks of Low- and Intermediate-Mass Stars*” Astron. Astrophysics, 358, 593-599.

