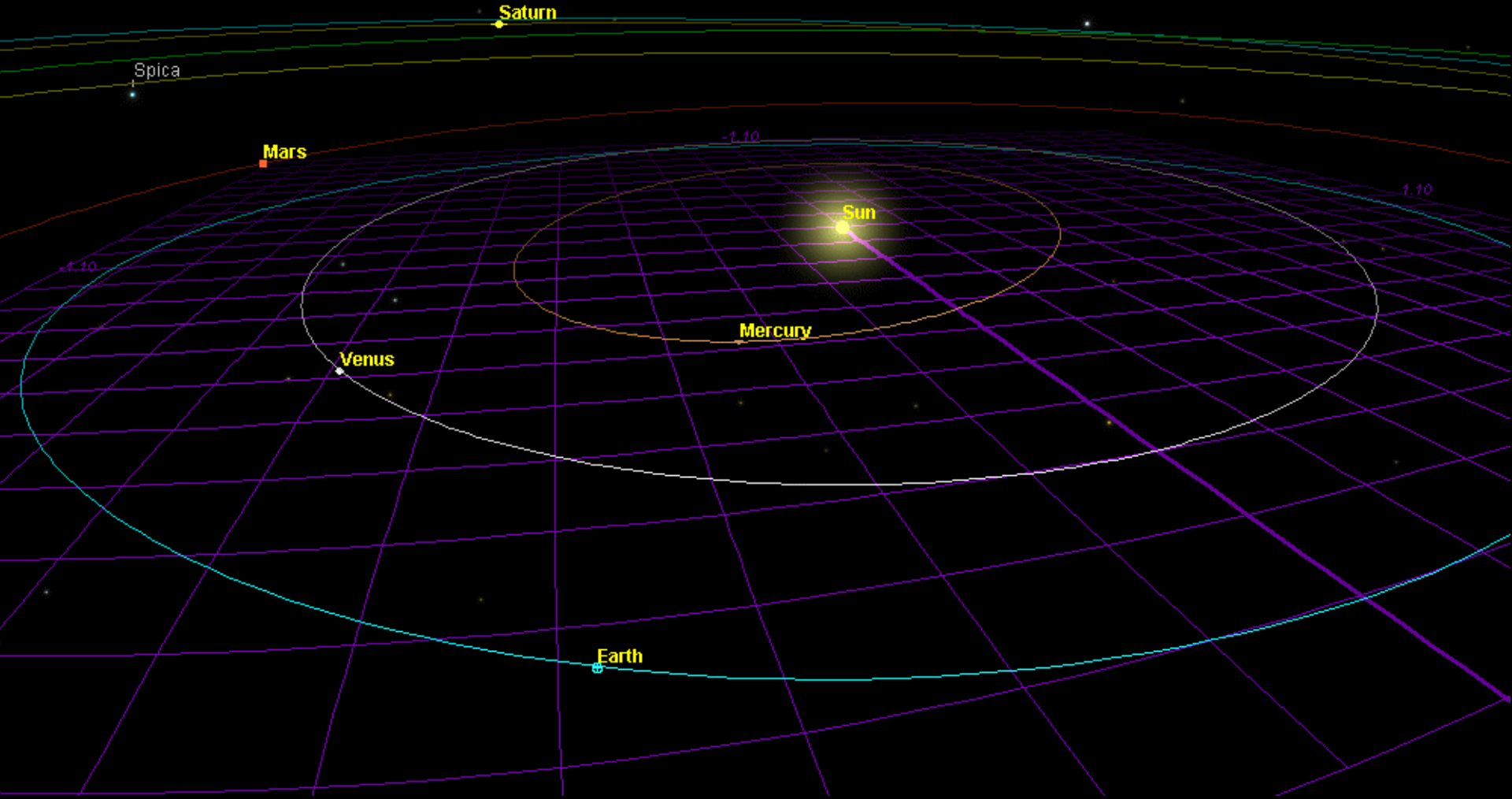


AST418
Gezegen Sistemleri
ve Oluşumu
Ders 2a : Yıldız Oluşumu

Güneş Sistemi Cisimlerinin Gözlemleriyle Ulaşılan Bulgular

- ✓ Neredeyse eş-düzlemsel yörüngeler: Tüm gezegenler Güneş'in etrafında bir diskin içinde oluşmuş olmalıdır.
- ✓ Aynı yönde (Güneş'in dönme yönü) dolanan gezegenler: Gezegenler oluştukları diskin açısal momentumunu devralmış olmalıdır.
- ✓ Aynı yönde dönen gezegenler: Disk açısal momentumunun devralındığını gösterse de iki istisnası (Venüs ve Uranüs) çarpışmaların da olası olduğunu göstermektedir.
- ✓ Uzaklığın fonksiyonuyla değişen gezegen özellikleri: Güneş'in kuvvetli ışınım basıncı içeride kalın atmosfer için yeterince gaz bırakmamış olmalı
- ✓ Neredeyse çembersel yörüngeler: Yörünge evrimi ve gezegen göçü için yeterince zaman geçmiş olmalı.
- ✓ Yer'in Güneş'le aynı zamanda, yaklaşık 4.56 milyar yıl önce oluştuğunu gösteren jeolojik kanıtlar
- ✓ Kant (1756), Laplace (1796) → Gezegenler ve Güneş'in birlikte oluştuğu bir "Güneş Bulutsusu"
- ✓ Sonuç olarak gezegen ve yıldızların oluşumu arasında bir bağlantı olmalı!

© 2010 Lars Zinke



Güneş Sistemi gezegenleri neredeyse eş düzlemsel yörüngelerde dolanırlar.



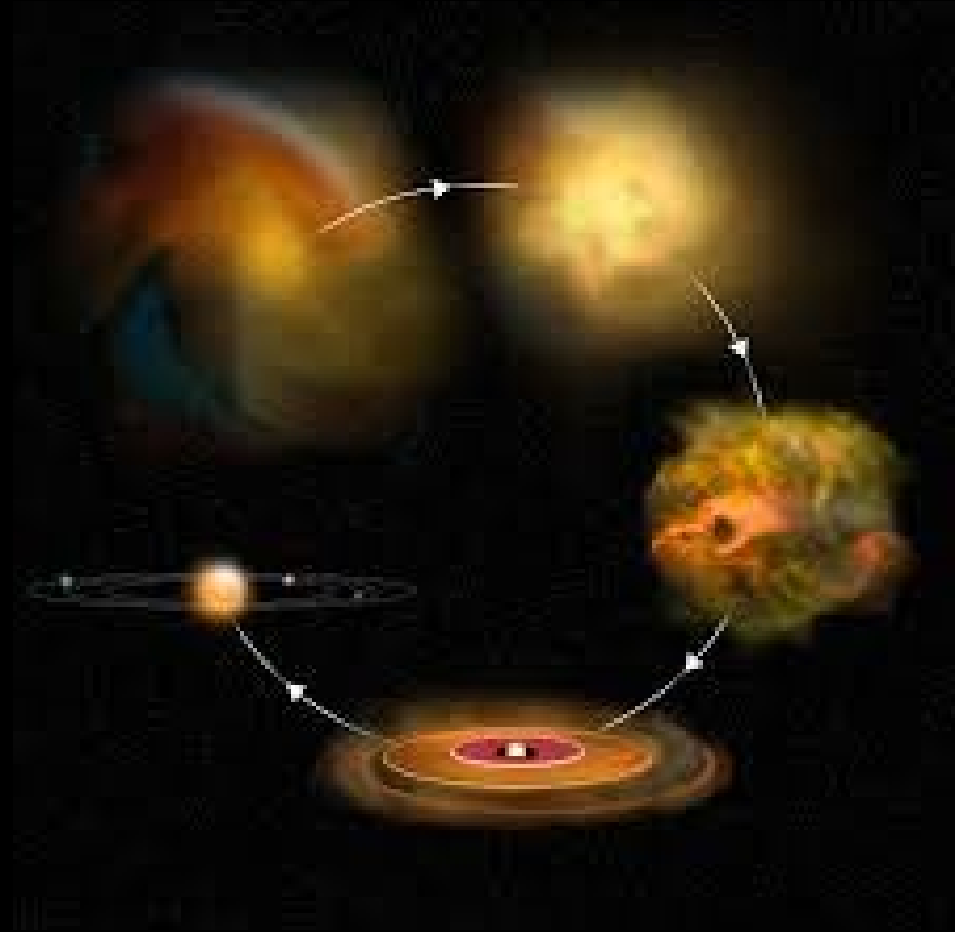
Bu nedenle hepsi ekliptik düzlemi yakınlarındadır.

1. Yıldız Oluşumu

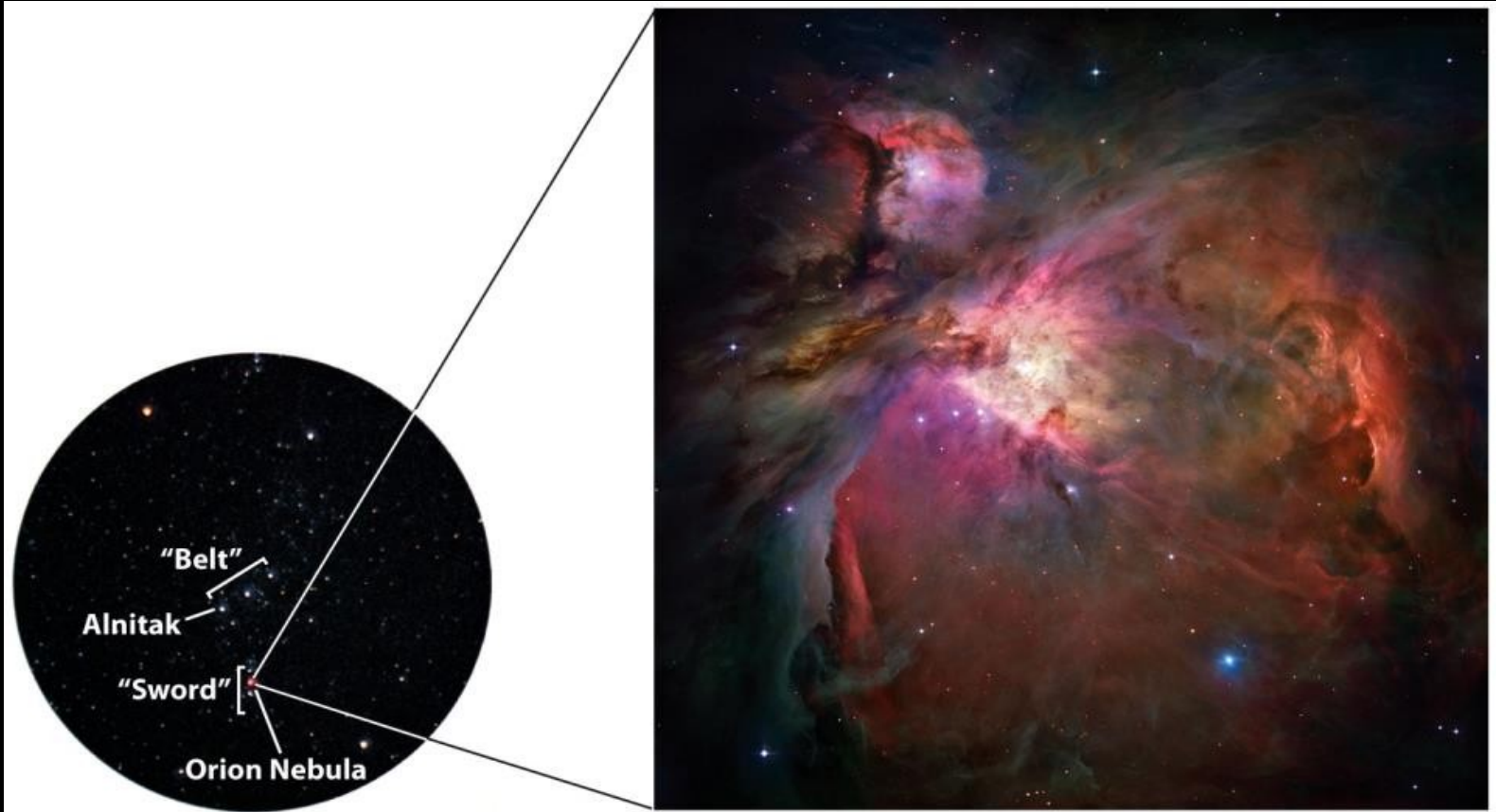


Yıldız ve Gezegen Oluşumu

- ✓ Kendi çekim etkisi altında çöken bir molekül bulutu
- ✓ “Ufalanma” süreçleri
- ✓ Gittikçe sıkışan molekül bulutu
- ✓ Açısal momentumun korunumu için daha hızlı dönme
- ✓ Hızlı dönme nedeniyle basıklaşma
- ✓ Disk oluşumu
- ✓ Diskteki gaz ve tozdan gezegenlerin oluşumu



“Yıldızlar yıldızlararası ortamdaki (ISM) gaz bulutlarında oluşurlar!”



(a) A wide-angle view of Orion

(b) A closeup of the Orion Nebula

Figure 18-1

Universe, Tenth Edition

a: Australian Astronomical Observatory/David Malin Images; b: NASA,ESA, M. Robberto [Space Telescope Science Institute/ESA] and the Hubble Space Telescope Orion Treasury Project Team

Yıldızlararası ortamdaki tüm gaz bulutlarına **nebula** adını veriyoruz.

Uyartılmış Gaz Bulutları: Salma Nebulası (Bulutsusu)

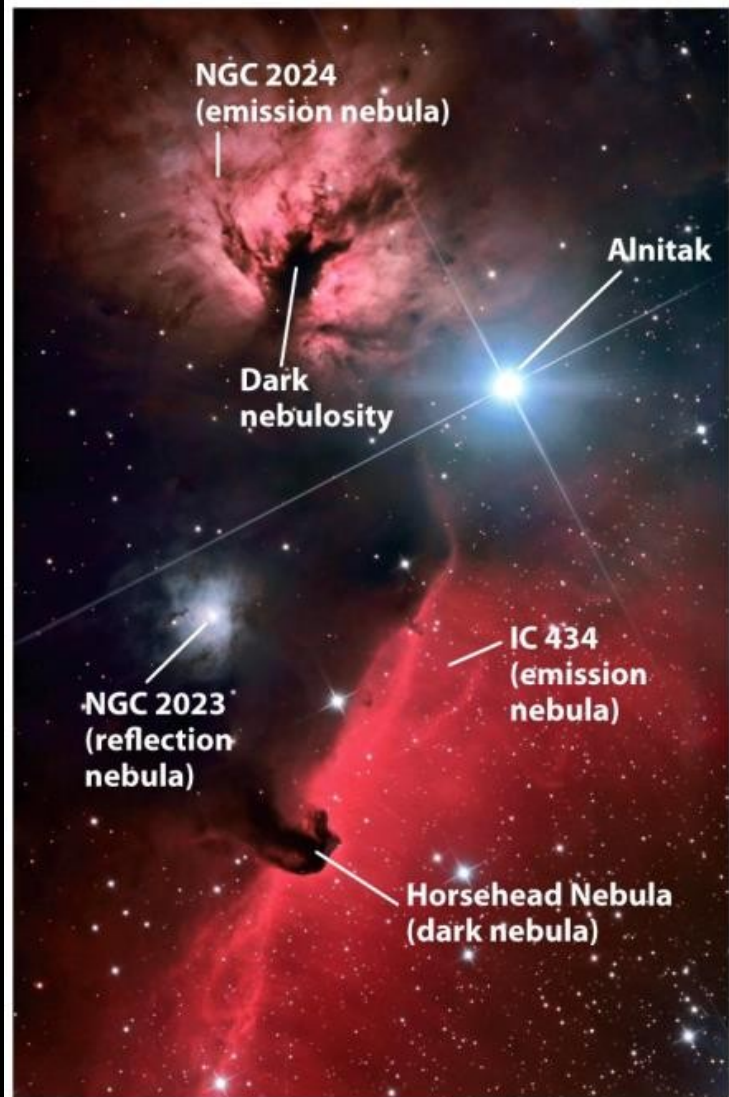


Figure 18-2
Universe, Tenth Edition
Stocktrek Images/Roth Ritter/Stocktrek Images/Corbis

Kendi ışınımını üreten nebular **salma bulutsuları** olarak adlandırılır.

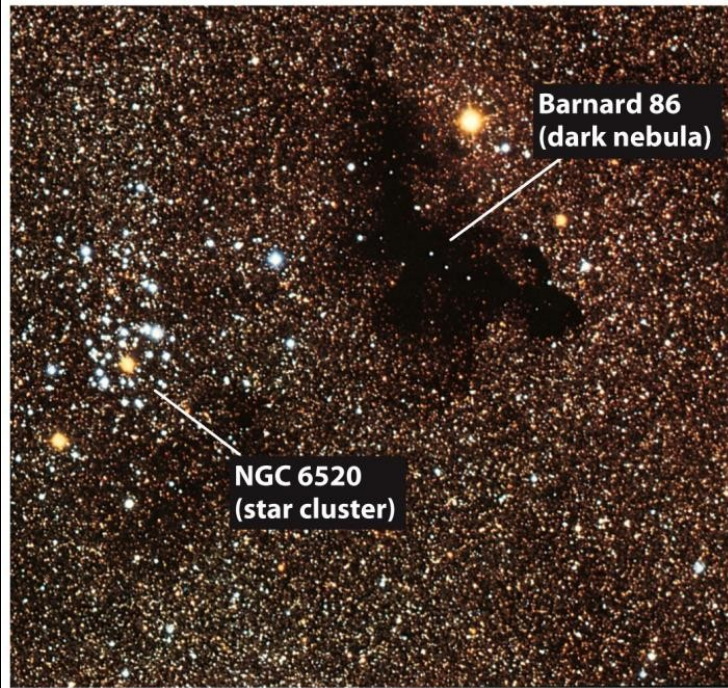
Salma bulutsuları $100 - 10\,000 M_{\text{Güneş}}$ arasında değişen kütlelere sahiptir.

Parçacık yoğunluğu oldukça düşüktür (cm^3 başına birkaç hidrojen atomu).

Yakınlarında yer alan parlak O ve B yıldızlarından gelen yüksek şiddetli ultraviyole ışınım hidrojen atomları tarafından soğrulur. Bu enerjiyle çekirdeklerinden kopan elektronlar bir süre sonra enerjilerini kaybedip, tekrar başka çekirdekler tarafından yakalanır (**tekrar birleşme, recombination**). Başlangıçta atomun etrafındaki yüksek enerjili yörüngelerde bulunan bu elektronlar zamanla temel düzeye doğru iner ve her geçişte, o geçişin enerjisine karşılık gelen bir foton "salarlar". Salma bulutsuları ışınımını bu şekilde yaparlar.

$n = 3 \rightarrow n = 2$ geçişi kritik olup, bu geçişte H_{α} (656.3 nm) salma çizgisi oluşur. Bu dalgaboyu, salma bulutsularının karakteristik rengi olan "kırmızı" renge karşılık gelir. Işınımını HII iyonlarında yeniden birleşme süreciyle gerçekleştiği için **HII Bölgeleri** adını da alırlar.

Toz Bulutları: Karanlık Bulutsular ve Yansıma Bulutsuları

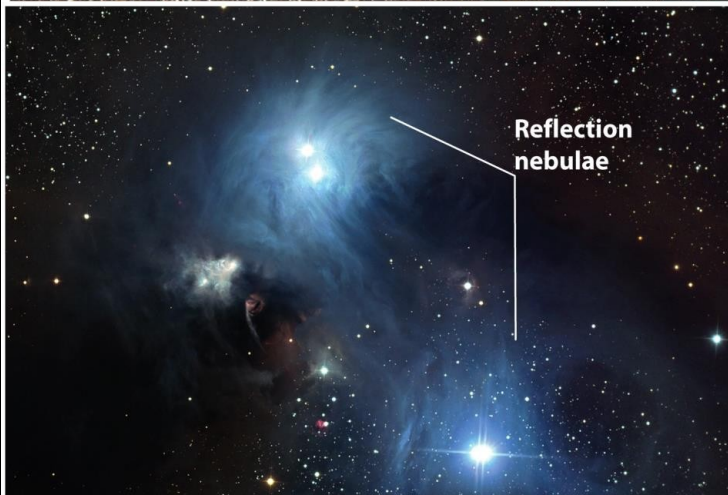


HII Bölgelerinde sadece gaz bulunmaz, daha büyük parçacıklar, yani toz da bulunur.

Karanlık bulutsular o kadar donuktur ki arkalarındaki yıldız ışığının görsel bölgede neredeyse tamamını bloke ederler.

Mikroskopik toz parçacıklarını yoğun olarak bulunduran bu bulutsular görünen bölgedeki ışığa, hidrojen atomlarına göre, daha çok direnç gösterir.

Sıcaklığın 10 - 100 K civarında olması nedeniyle hidrojenin daha çok moleküler formda bulunduğu bu bulutsularda parçacık yoğunluğu $10^4 - 10^9 \text{ cm}^{-3}$ civarındadır.



Karanlık bulutsulardan daha az yoğunlukta büyük parçacıklar içeren **yansıma bulutsuları** ise, parçacık boyutlarının ($\sim 500 \text{ nm}$) özellikle görsel bölgenin kısa boylu tarafındaki ışınımın dalgaboyu ile karşılaştırılabilir olması nedeniyle, arka plandaki yıldız ışığını saçar ve yansıtır. Karakteristik mavi renkleri de buradan gelir.

Yıldızlararası Soğurma ve Kızarma

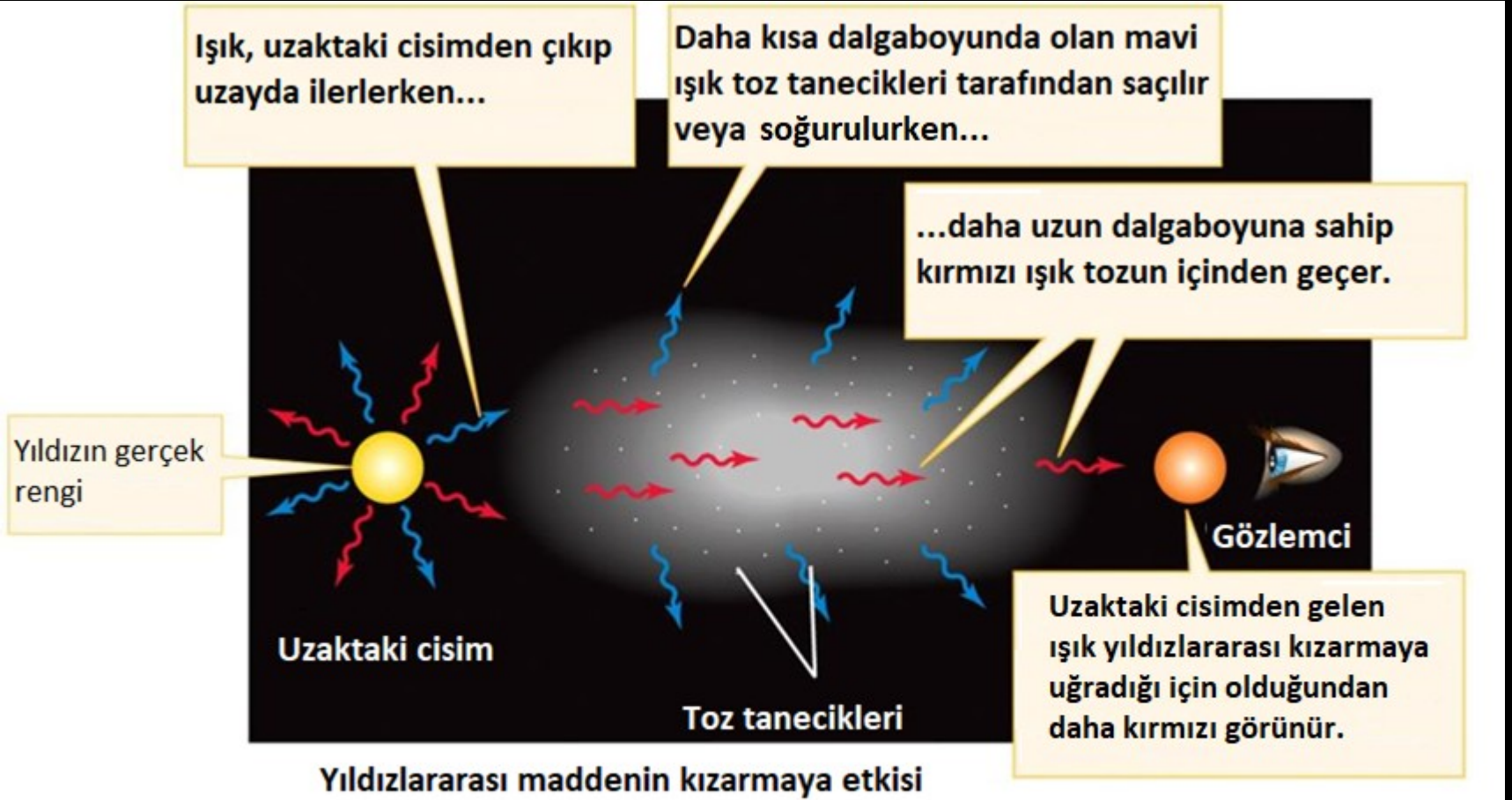


Figure 18-6a
Universe, Tenth Edition
© 2014 W. H. Freeman and Company

Kızarma ve Kırmızıya Kayma farklı fiziksel süreçlerdir!

Devasa Molekül Bulutlarının Gözlemsel Özellikleri - I

- ✓ $10^5 - 10^6$ yıldız oluşturacak kadar gaz vardır
- ✓ H ve He baskın, diğer elementlerden az miktar
- ✓ Yıldızlararası ortamın en soğuk ve yoğun bölgeleri
($T \sim 10 - 50$ K, $n < 1000$ cm⁻³)
- ✓ Düşük sıcaklık, yüksek yoğunluk: elementler → moleküller
- ✓ H₂ gibi elementlerin toz ve buzda molekül halinde bulunması
- ✓ Düşük sıcaklık, yüksek donukluk: Kızılöte ve milimetre altında ışınım
- ✓ Işınımı sıcak yıldızlar ve çevrelerindeki HII bölgeleri domine eder

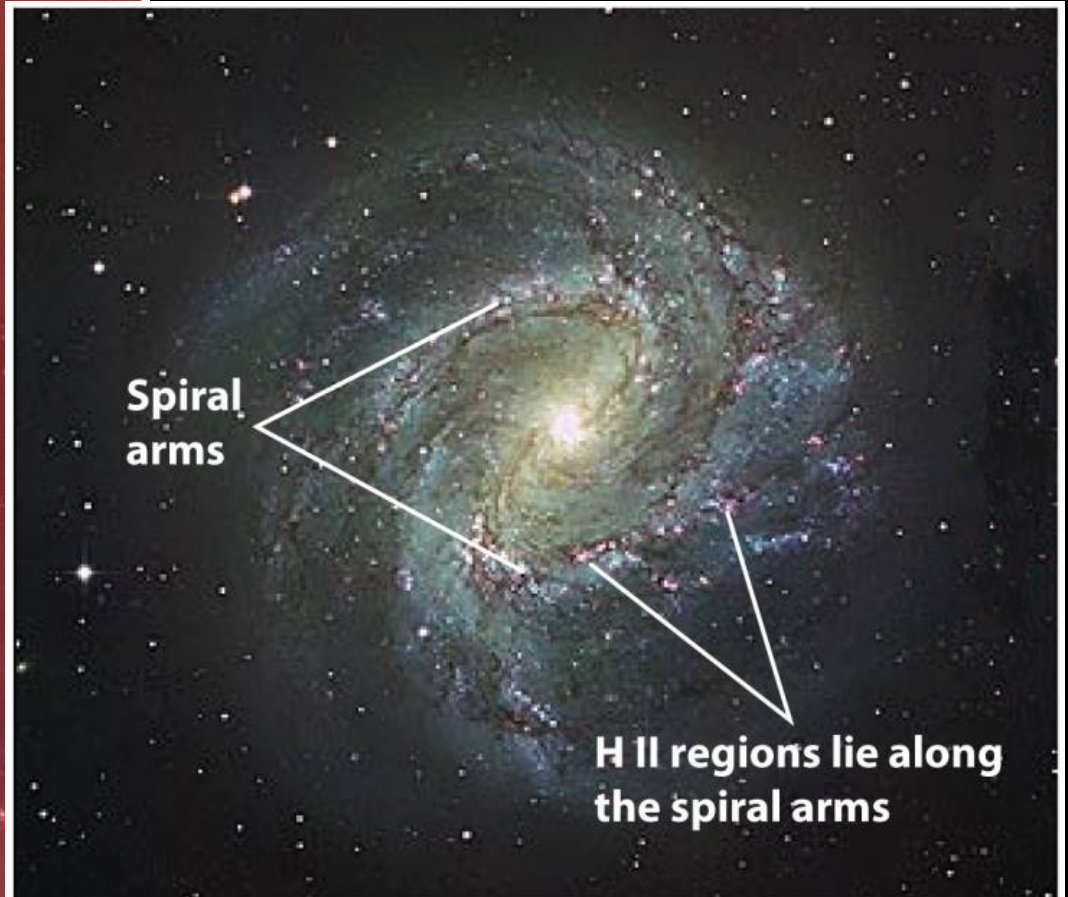
Devasa Molekül Bulutlarının Gözlemsel Özellikleri - II

- ✓ Orta bölgesi tayfsal bilgi açısından zengindir
- ✓ Rotasyonel ve titreşimsel moleküler geçişler gözlenir
(CO, H₂, CS, NH₃, H₂O, CH, OH)
- ✓ Gözlemleri sonucu
 - İçerideki gazın fiziksel özelliklerini (T, yoğunluk)
 - İçerideki elementlerin bolluğunu (eşkenar genişlik ölçümleri)
 - Kinematığını (Doppler kayması ölçümleri)
- ✓ Sürekli ışıınımdan **tozun sıcaklığı** ve **dağılımını** çalışmak mümkündür.
- ✓ Kızılöte ve radyo bölgede çalışılırlar.

“Yıldızlar Soğuk ve Karanlık Bulutsularda Oluşurlar!”



Figure 18-9
Universe, Tenth Edition
NASA, ESA, and The Hubble Heritage Team [STScI/AURA]



We see spiral galaxy M83 nearly face-on

Figure 18-8a
Universe, Tenth Edition
Australian Astronomical Observatory/David Malin Images

“Yıldızlar Soğuk ve Karanlık Bulutsularda Oluşurlar!”

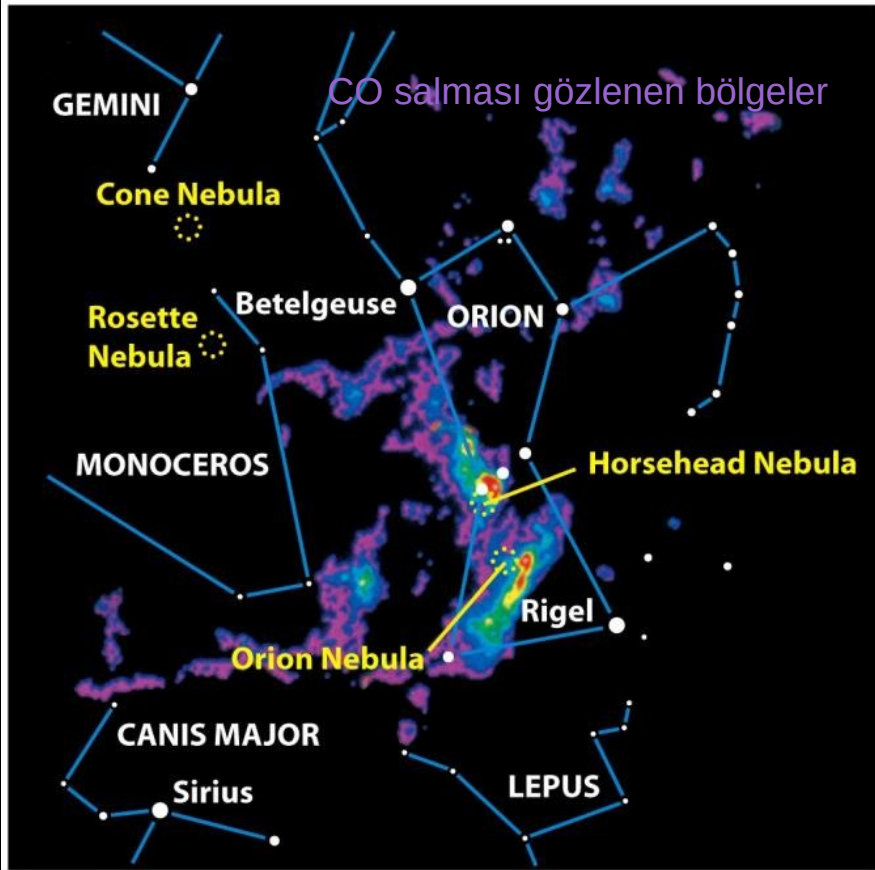
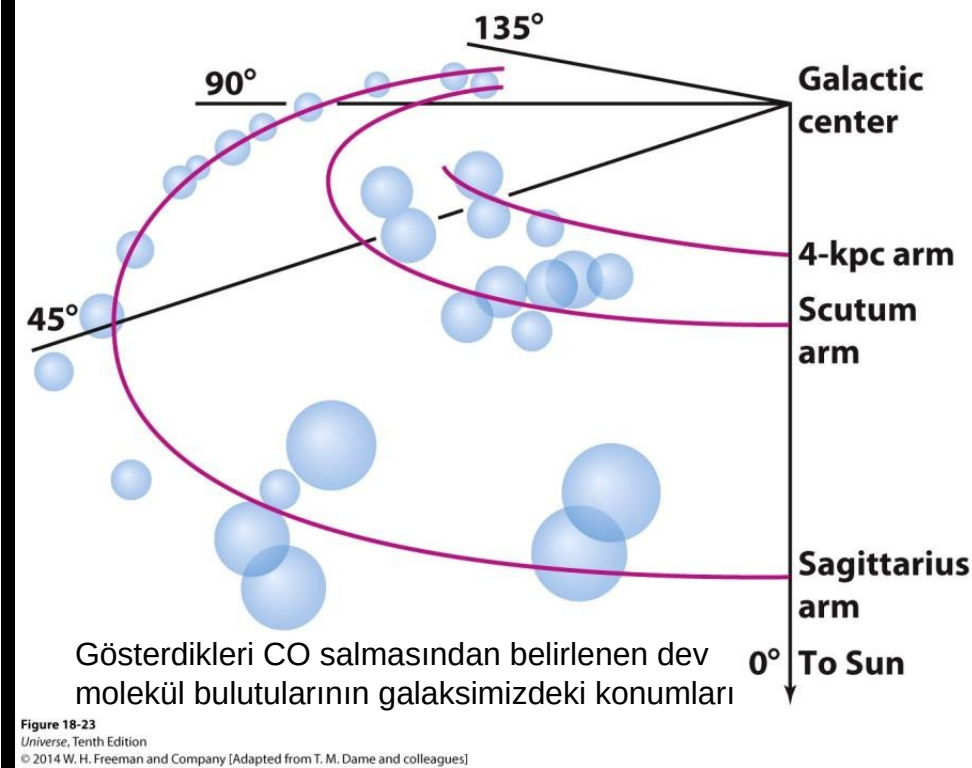


Figure 18-22
Universe, Tenth Edition
Courtesy of R. Maddalena, M. Morris, J. Moscovitz, and P. Thaddeus



Yıldız oluşum bölgelerinin galaksindeki konumlarını haritalayan astronomlar, dev molekül bulutlarının galaksinin spiral kollarında yoğunlaştığını keşfettiler. Bu durum spiral galaksilerin ilerleyen yoğunluk dalgaları olması ve yoğunluk dalgalarının yolu üzerindeki maddeyi sıkıştırarak yıldız oluşumunu tetiklemesiyle açıklanmaktadır.

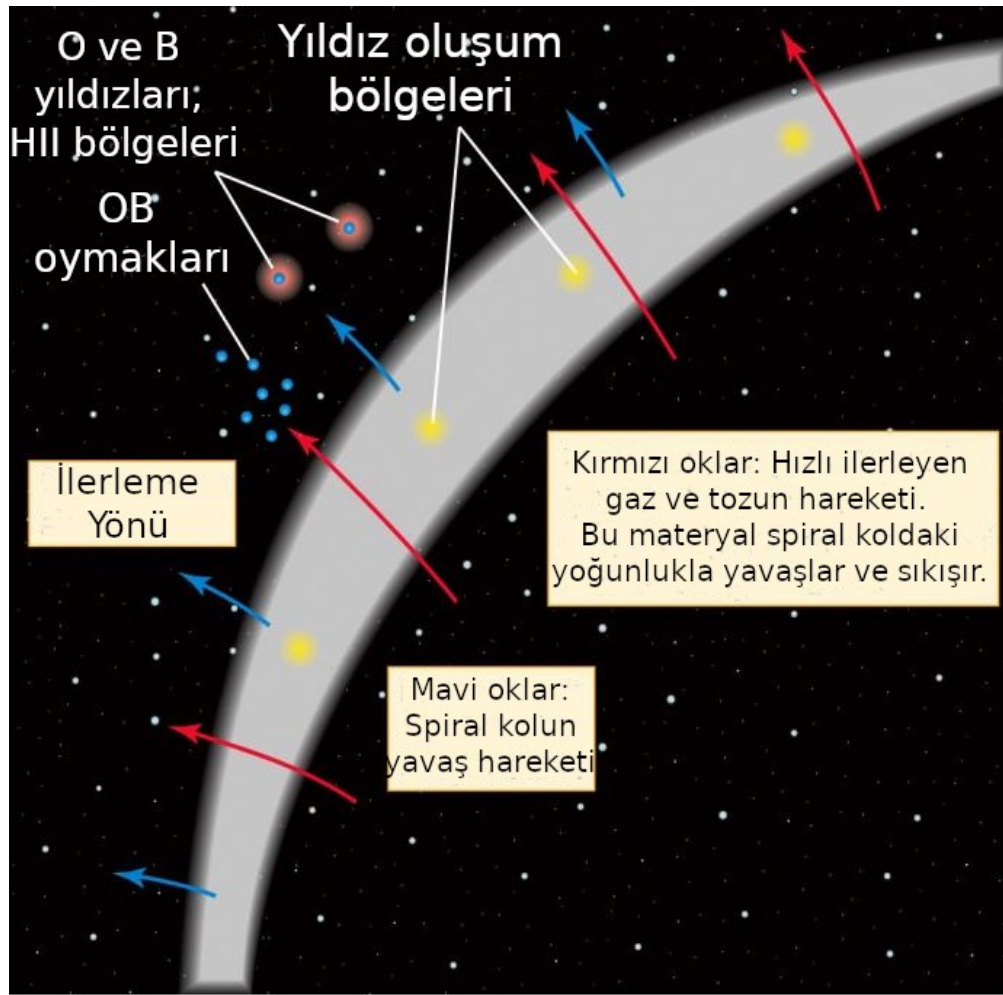


Figure 22-24
 Universe, Tenth Edition
 © 2014 W. H. Freeman and Company

Spiral Kolların Yoğunluk Dalgası Modeli:

Spiral galaksilerin kollarının yavaş hareket eden yoğunluk dalgaları olduğu uzun zamandır kabul gören bir anlayıştır. Hızlı hareket eden yıldızlararası toz ve gaz (ISM) bir sarmal kola girdiğinde, sarmal kol içindeki yavaş hareket eden yoğunluk dalgaları tarafından sıkıştırılır. Bu, sarmal kolda yıldız oluşumuna neden olur.

İlk oluşan O ve B yıldızları, ölmeye önce kısa ömürleri içinde sarmal koldan öteye nispeten kısa bir mesafe kat ederler. Bu nedenle spiral kolların ilerleme yönünün önünde gözlenirler. Daha az kütleli yıldızlar çok daha uzun ömürüne sahiptir. Bu nedenle yörüngeleri onları diskte daha uzun mesafeler boyunca taşıyabilir. Dolayısıyla düşük kütleli ve sönük bu yıldızlar sarmal kollar arasında da bulunur.

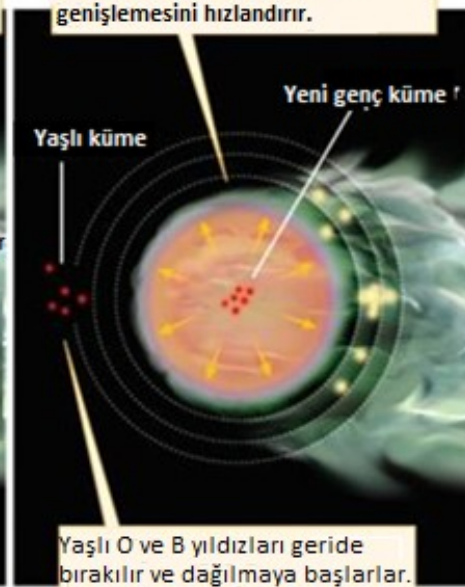
Devasa yıldızlar ise kısa yaşar ve sarmal kollara yakın ölümler ve çevrelerini metalce zenginleştirirler. Bu da diskteki malzemeden yeni oluşan yıldızları metalce daha zengin hale getirir.

Sonuç olarak spiral kolların gerisinde kalan disk yıldızları metalce zengin Pop-I yıldızlarıdır. Yoğunluk dalgaları galaktik merkeze doğru hareket etmediğinden, orada yıldız oluşumu gerçekleşmez. Bu nedenle galaksinin ilk evrelerinde oluşan metalce fakir Pop-II yıldızları ve çok yaşlı, düşük kütleli Pop-I yıldızları galaktik merkezi domine eder. Yoğunluk dalgası modeliyle ilgili sorun, yoğunluk dalgalarının nasıl hareket ettiğini ve bu kadar çok enerjiyi nasıl taşıdığını tam olarak bilmememizdir. Çubuklu sarmal galaksilerdeki çubuk yapısının asimetric yerçekimi alanı, yoğunluk dalgalarının oluşmasından sorumlu olabilir.

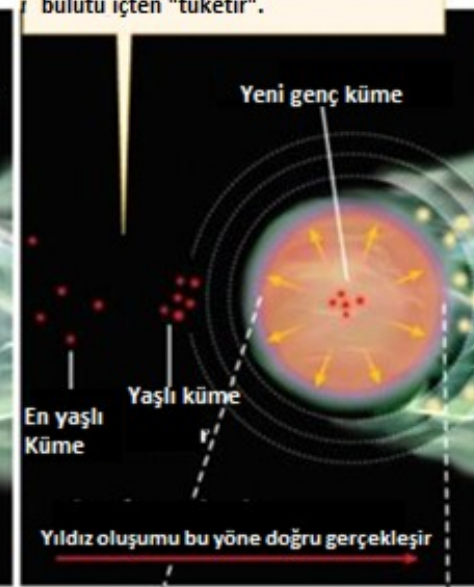
Genişleyen H II bölgesinin kenarında yıldız oluşumunu tetikleyen şok dalgası



Yeni oluşan yıldızlar HII bölgesinin moleküler bulutun içine doğru genişlemesini hızlandırır.



Bu şekilde bir OB oymağı moleküler bulutu içten "tüketir".



Kendi kendine ilerleyen yıldız oluşumu:

Sarmal kollarda ilk oluşan O ve B yıldızlarından gelen kuvvetli morötesi ışınım ve rüzgarlar dev molekül bulutlarında "oyuklar" açar. İyonize hidrojen (HII) bu oyukları ses hızından daha hızlı bir şekilde doldurur ve bu nedenle şok dalgalarına neden olur. Bu şok dalgaları çevredeki gazı sıkıştırarak orada da yıldız oluşumunu tetikler ve yeni yıldızlar oluşur. Eski O ve B yıldızları geride bırakılır ve etraflarındaki madde dağılırken, yeni O ve B yıldızları süreci sürdürür ve bu şekilde dev molekül bulutu çok sayıda yıldız oluşturacak şekilde "yenir".

Büyük kütleli yıldızın ışınımı ve yıldız rüzgarı ...



... Bu yıldızların oluşumunu başlatmış olabilir.

Figure 18-25

Universe, Tenth Edition

© 2014 W. H. Freeman and Company [Adapted from C. Lada, L. Blitz, and B. Elmegreen; inset: R. Thompson, M. Rieke, G. Schneider, and NASA]

“Süpernovalar da çevrelerindeki gazı sıkıştırarak yıldız oluşumunu tetikler!”

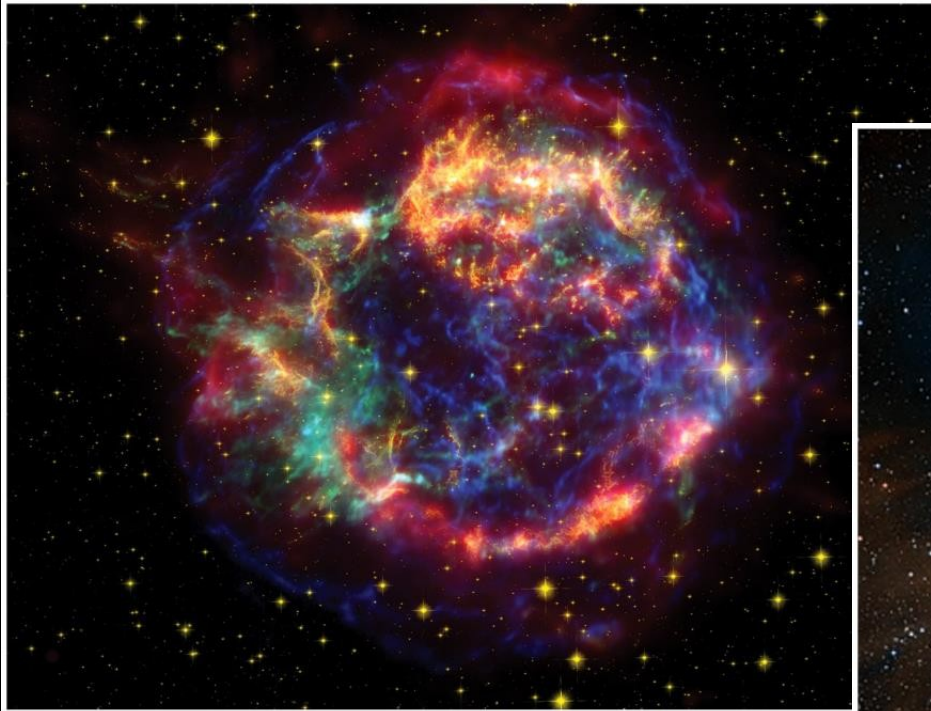


Figure 18-26
Universe, Tenth Edition
NASA, JPL-Caltech, and O. Krause, Steward Observatory

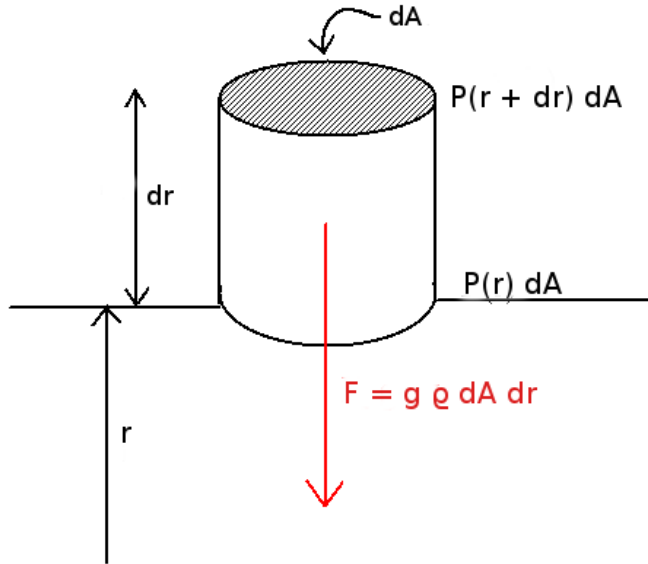
Yakın komşuluğuna göre madde yoğunluğunun daha düşük olduğu, Güneş Sistemi'nin de içinde bulunduğu “yerel boşluk” (local bubble) son 10-20 milyon yılda gerçekleşmiş bir süpernovanın neden olduğu düşünülen bir yapıdır ve yıldız oluşumunu tetiklediği düşünülmektedir (Zucker vd. 2022).



Figure 18-27
Universe, Tenth Edition
Davide De Martin

Güneş ve çevresindeki yıldızların metal bolluğu da sistemin bir süpernova patlaması sonrası sıkıştırılan gazla tetiklenen bir süreç sonucunda oluştuğunu göstermektedir. Yoğunluk dalgası modeli ve kendi kendine ilerleyen yıldız oluşumu daha çok büyük kütleli yıldız oluşumunu tetiklerken süpernovaların daha çok küçük kütleli, soğuk yıldızların oluşumunu tetikledikleri düşünülmektedir.

Hidrostatik Denge Denklemi



$$P(r) dA = P(r + dr) dA + g \rho dA dr$$

$$P(r + dr) = P(r) + dP$$

$$P(r) dA = (P(r) + dP) dA + g \rho dA dr$$

$$P(r) dA - P(r) dA - dP dA = g \rho dA dr$$

Hidrostatik Denge Denklemi

$$\frac{dP}{dr} = -g(r) \rho(r)$$

Denklemi kütle cinsinden elde etmek için birim alan başına düşen birim kütle elemanı tanımından faydalanabiliriz ($dm = -\rho(r) dr$)

$$\frac{dP}{dr} = -g(r) \rho(r) \Rightarrow dP = -g(r) \rho(r) dr \quad \longrightarrow \quad \frac{dP}{dm} = -g(r)$$

Virial Teoremi

$\frac{dP}{dr} = -g(r)\rho(r)$ denkleminin her iki tarafını da küre hacmiyle çarpalım

$$\left(\frac{4}{3}\right)\pi r^3 dP = -\left(\frac{4}{3}\right)\pi r^3 g(r)\rho(r)dr \quad \longrightarrow \quad V dP = -\left(\frac{4}{3}\right)\pi r^3 g(r)\rho(r)dr$$

Kütle elemanı $dM = 4\pi r^2 \rho(r)dr$ ve küresel simetrik cisim için $g(r) = \frac{GM(r)}{r^2}$

$$V dP = -\left(\frac{1}{3}\right)\left(\frac{GM(r)}{r}\right)dM$$

$V dP = P V_{\text{merkez}}^{\text{yüzey}} - P dV$ $V_{\text{merkez}} = 0$ ve $P_{\text{yüzey}} = 0$ olduğundan $V dP = -P dV$

VdP'yi yerine yazacak olursak $-P dV = \left(\frac{1}{3}\right)\left(\frac{GM(r)}{r}\right)dM = \left(\frac{1}{3}\right)\Omega$

Sonuç olarak gravitasyonel potansiyel enerji $\Omega = -3 \int P dV$ olur.

Virial Teoremi

Diğer taraftan enerji yoğunluğu (birim hacimde parçacık başına kinetik enerji), gazın toplam kinetik enerjisi $3 / 2 kT$ varsayılarak;

$$\epsilon = \frac{N}{V} \frac{3}{2} kT \Rightarrow N = \epsilon V \frac{2}{3kT}$$

İdeal bir gaz için $P V = N k T$ olmak üzere;

$$P = \frac{N k T}{V} = \frac{\epsilon V \frac{2}{3kT} k T}{V} \Rightarrow P = \frac{2}{3} \epsilon \quad \longrightarrow \quad 3P = 2\epsilon$$

Her iki taraf tüm hacim üzerinden integre edilecek olursa $3 \oint_V P dV = 2 \oint_V \epsilon dV = -\Omega$

Potansiyel enerji tanımı gereği $U = \oint_V \epsilon dV \quad \longrightarrow \quad 2U = -\Omega \Rightarrow 2U + \Omega = 0$

“Başka bir enerji kaynağı olmaması durumunda, büzülmekte olan bir gazın gravitasyonel potansiyel enerjisi (Ω) artar. Bu enerjinin yarısı gazın ısıtılmasında, yarısı ışınım ile harcanır. Gazın sıcaklığı bu nedenle yükselir ve yıldız kütlesi düşünüldüğünde merkezi sıcaklık tek başına bu enerji ile hidrojeni tutuşturacak sıcaklığa ($\sim 10^7$ K) kadar ulaşabilir!” Bir başka ifadeyle “Bir gaz bulutunun çökmesi için gravitasyonel potansiyel enerjinin ısı enerjisinin 2 katından büyük olması gerekir ki; ısıya dönüşen enerji yarattığı basınçla bulutu dağıtmasın...”

Bir Bulutun Çökmesi

Bulutun çöküşü için gazın potansiyel enerjisi Ω 'yı tanımlamak kolay değildir. Zira yoğunluğa (ρ 'ya) bağımlılık vardır ve yoğunluk profilini bilmemiz de mümkün olmayabilir. Ancak $\rho(r)$ için bir ortalama değer kullanarak, bulut boyunca sabit kabul edebiliriz.

$$\rho_{ort.} = \frac{M(r)}{\frac{4}{3} \pi r^3} \Rightarrow r = \left(\frac{M}{\frac{4}{3} \pi \rho_{ort}} \right)^{\frac{1}{3}}$$

Şimdi bu ifadeyi gazın potansiyeli ifadesinde yerine koyalım.

$$\Omega = - \int_0^{M_{bulut}} \left(\frac{G M(r)}{r} \right) dM = - \left(\frac{4}{3} \pi \rho_{ort} \right)^{\frac{1}{3}} \int_0^{M_{bulut}} \left(\frac{G M(r)}{M^{1/3}} \right) dM = - \left(\frac{4}{3} \pi \rho_{ort} \right)^{\frac{1}{3}} \int_0^{M_{bulut}} G M^{2/3} dM$$

Sonuç olarak integrali alır ve bulutun tümü için sabit kabul ettiğimiz ortalama yoğunluğu bir küre hacmi için yerine koyacak olursak;

$$\Omega = - \left(\frac{4}{3} \pi \rho_{ort} \right)^{\frac{1}{3}} \frac{3}{5} G M^{\frac{5}{3}} = - \left(\frac{4}{3} \right) \pi \left(\frac{M_{bulut}}{4/3 \pi R_{bulut}^3} \right)^{\frac{1}{3}} \frac{3}{5} G M^{\frac{5}{3}} \Rightarrow \Omega = - \left(\frac{3}{5} \right) \frac{G M_{bulut}^2}{R_{bulut}}$$

Jeans Kütlesi

Çökmekte olan bu bulutu eş sıcaklıklı kabul edersek; $U = \frac{3}{2} N k T$

Parçacık sayısı (N), μ ortalama molekül ağırlığı olmak üzere $N = \frac{M_{bulut}}{\mu m_H}$

Bu durumda potansiyel enerji $U = \frac{3}{2} \frac{M_{bulut}}{\mu m_H} k T$ olur.

Çökme koşulu $-\Omega > 2U$ idi. $\left(\frac{3}{5}\right) \frac{G M_{bulut}^2}{R_{bulut}} > 2 \cdot \frac{3}{2} \frac{M_{bulut}}{\mu m_H} k T$

Bu ifadeyi biraz sadeleştirelim ve R_{bulut} yerine ortalama yoğunluk tanımından gelen ifadeyi ($R_{bulut} = M / (4/3 \pi \rho_{ort})^{1/3}$) koyalım ve bu koşulun sağlandığı limit kütleyi (**Jeans Kütlesi**) bulalım.

$$M_{bulut} > \frac{5 R_{bulut} k T}{G \mu m_H} \Rightarrow M_{jeans} = \left(\frac{5 k T}{G \mu m_H} \right)^{3/2} \left(\frac{3}{4 \pi \rho_{ort.}} \right)^{1/2}$$

Aynı ifadeyi R_{bulut} için de düzenleyebilir ve **Jeans uzunluğunu** (R_{jenas}) da hesaplayabilirsiniz.

$$R_{jeans} = \left(\frac{15 k T}{4 \pi \rho_{ort.} G \mu m_H} \right)^{1/2}$$

Yıldız Oluşumu

$$M_{jeans} = \left(\frac{5kT}{G\mu m_H} \right)^{3/2} \left(\frac{3}{4\pi\rho_{ort.}} \right)^{1/2} \quad R_{jeans} = \left(\frac{15kT}{4\pi\rho_{ort.}G\mu m_H} \right)^{1/2}$$

Jeans Kütlesi ve Jeans Uzunluğu incelendiği zaman iki sonuç çıkarılabilir:

1. Yıldız oluşumu için; eğer bulutun sıcaklığı yüksekse Jeans Kütlesi (M_{jeans}) büyük olmalı; zira yüksek sıcaklık yüksek gaz basıncı demektir ve bunu dengelemek için kütlelerin de büyük olması gerekir ki bulut çöksün.
2. Bir başka sonuç; karanlık bulutsuların sıcaklık, molekül ağırlığı ve ortalama yoğunluk gibi değerlerini bu denklemlere koyduğumuzda çıkan kütlelerin en büyük yıldızların külesinden bile büyük çıkmasıdır. Gerçekte bulut çökerken çökme koşulu bütün bulut içinde yerel olarak aşılar ve bulutun farklı bölgeleri farklı hızlarda ve farklı kütlelerde yıldızlar oluşturmak üzere çöker! Bu sürece “ufalanma” (ing. fragmentation) adı verilir.

Ufalanma Süreci

$$M_{jeans} = \left(\frac{5kT}{G\mu m_H} \right)^{3/2} \left(\frac{3}{4\pi\rho_{ort.}} \right)^{1/2} \quad R_{jeans} = \left(\frac{15kT}{4\pi\rho_{ort.} G\mu m_H} \right)^{1/2}$$

Yıldızlarla dolu bir gökyüzü gözlediğimize göre bu ufalanma süreçleri de bir noktada sona eriyor olmalıdır. Çökmeyi eş sıcaklıklı varsaydığımıza göre Jeans kriteri sadece ortalama yoğunluk değişimine bağlı görünmektedir. Ancak sıcaklığın değişmediğini varsaymak çok gerçekçi değildir (yıldızlar sıcak cisimlerdir!) Çökme sırasında serbest kalan gravitasyonel enerji için iki uç durumu; son derece efektif bir şekilde ışımaya dönüştüğünü varsaymak ya da hiç kaybedilmediğini (ışınım olmadığını) **adyabatik çökme**) düşünmektir. Birinci durumda sıcaklık sabit kalırken, ikinci durumda sürekli artar. Gerçek bu iki uç durumun arasında bir yerde olmalıdır.

Adyabatik çökme için sıcaklıkla yoğunluk arasındaki ilişki, K'' bir sabit ve $\gamma = c_p / c_v$ (sabit basınç ve sabit hacim koşulları altındaki ısı sığaları oranı) olmak üzere yandaki şekilde verilebilir.

$$T = K'' \rho^{\gamma-1}$$

Bu ifadeyi Jeans kütlesi ifadesinde yerine koyacak olursak yandaki ifadeyi elde ederiz.

$$M_{jeans} \sim \rho^{(3\gamma-4)/2}$$

Atomik hidrojen için $\gamma = 5 / 3$ olduğundan $M_{jeans} \propto \rho^{1/2}$ bulunur. Yani **“Jeans kütlesi adyabatik bir çökme için yoğunluğun artmasıyla yükselmelidir!”** Bu durum da ufalanma sonucu oluşan parçalar için bir minimum kütle limiti koyar. Bu minimum kütle eş sıcaklıklı çökmeden adyabatik çökmeye ne zaman geçildiğine bağlıdır.

Çökmenin Zaman Ölçeği

Öncelikle çökme sırasında gaz basıncını yok sayarak bulutun R_{jeans} çapından singülariteye ($R = 0$) sadece kütle çekim kuvveti altında çöktüğünü varsayalım.

Bu durumda bulutun büzülme sırasında kinetik enerjisindeki değişim potansiyel enerjisindeki değişim kadardır.

$$K.E. = \frac{1}{2} m V^2 = - \left(\frac{G M m}{R} - \frac{G M m}{r} \right) \Rightarrow \frac{1}{2} \left(\frac{dr}{dt} \right)^2 = \left(\frac{G M}{r} - \frac{G M}{R} \right)$$

$$\left(\frac{dr}{dt} \right) = \sqrt{\left(\frac{2 G M}{r} - \frac{2 G M}{R} \right)} \Rightarrow dt = \left(\frac{2 G M}{r} - \frac{2 G M}{R} \right)^{-1/2} dr$$

$$\int dt = \int_{R_{\text{bulut}}}^{R=0} \left(\frac{2 G M}{r} - \frac{2 G M}{R} \right)^{-1/2} dr \Rightarrow t_{\text{ff}} = \pi/2 \left(\frac{R^3}{2 G M} \right)^{1/2} = \left(\frac{3 \pi}{32} \frac{1}{G \rho_{\text{ort.}}} \right)^{1/2}$$

Denklemi Güneş parametreleri cinsinden yazacak olursak

$$t_{\text{ff}} = 1000 \sqrt{\left(\left(\frac{R}{R_{\text{güneş}}} \right)^3 \frac{M_{\text{güneş}}}{M} \right)} \text{ saniye}$$

Ufalanma Süreci

Eş sıcaklıklı çökmeden (ing. isothermal collapse), adyabatik çökmeye geçiş tabii ki ani ve mükemmel bir şekilde gerçekleşmez. Ancak yine de oluşacak küçük parçacıkların minimum kütlelerini belirlemek için bir yaklaşımda bulunabiliriz. Virial teoreminin de öngördüğü gibi çökme sırasında gravitasyonel enerjinin yarısı serbest kalır. Serbest kalan bu enerji yaklaşık olarak aşağıdaki şekilde ifade edilebilir.

$$\Delta E_g = \frac{3}{10} \frac{G M_{jeans}^2}{R_{jeans}}$$

Çökmenin başlangıçta dinamik (serbest düşme) zaman ölçeğinde gerçekleştiğini varsayacak olursak; birim zamanda serbest kalan enerji, bir başka deyişle çökme nedeniyle açığa çıkan ışınım gücü aşağıdaki ifade ile verilebilir.

$$L_{ff} = \frac{\Delta E_g}{t_{ff}} \sim G^{3/2} \left(\frac{M_{jeans}}{R_{jeans}} \right)^{5/2}$$

Çökmekte olan bulutu termodinamik dengede, optik kalın bir bulut olarak varsayarsak, bu ışınımı karacisim ışınımı yaklaşımıyla değerlendirebiliriz. Tam olarak böyle olmadığını aslında bildiğimiz için [0,1] arasında değişen bir verimlilik çarpanı (e) kullanmaya ihtiyaç duyarız.

$$L_{rad.} = 4 \pi R^2 e \sigma T^4$$

Ufalanma Süreci

Gravitasyonel enerjinin yarısının bu şekilde serbest bırakıldığını düşünerek bu iki ifadeyi ($L_{ff} = L_{rad}$) birbirine eşitleyecek olursak aşağıdaki ifadeyi elde ederiz.

$$L_{ff} = L_{rad} \Rightarrow M_{jeans}^{5/2} = \frac{4\pi}{G^{3/2}} R_{jeans}^{9/2} e \sigma T^4$$

Jeans uzunluğunu bu ifadede yerine koyarsak adyabatik süreçlerin başladığı minimum kütle için bir değer buluruz ki bu Jeans kütlesi için de bir minimumdur. Devasa bir molekül bulutunun çökerken Jeans koşulunun yerel olarak aşılabacağı minimum bulut parçasının kütlesi bu limit kütle ile verilir.

$$M_{jeans, min} = 0.03 \left(\frac{T^{1/4}}{e^{1/2} \mu^{9/4}} \right) M_{Güneş}$$

Çökmekte olan bir bulut için $T \sim 1000$ K, $\mu \sim 1$ (sadece Hidrojen), $e \sim 0.1$ (serbest kalan enerjinin %10'u sistemden kaçıyor) varsayarsak $M_{jeans, min} \sim 0.5 M_{Güneş}$ bulunur ki bu kütle kaybı ihmal edilirse gözlenen tipik değerlere yakındır! Bulut içi donukluğun koyduğu ufalanma alt limiti ise $M_{min} = 0.003 M_{Güneş} = 3 M_{jüpiter}$ olarak verilir (Boyd ve Whitworth 2003) olup, yıldız oluşum bölgelerinde gözlenmiş en küçük cisimlerle de uyumludur (Zapatero Osorio vd. 2002, Milet-Roig 2023). **Bu durum yakın zamanlı JWST gözlemleriyle değişmiş durumdadır ve çökerek oluştuğu düşünülen daha küçük cisimler gözlenmiştir!**

Hesaplarımıza Jeans kriterini aslında dengede bir molekül bulutu varsayarak başlamıştık. Ayrıca ışınımın detaylarını da e faktörü dışında tamamen ihmal ettik. Manyetik etkinliği, dönmeyi ve küresel simetriden ayrılmayı da hiç değerlendirmedik.

Yıldız Kütlesi Üst Limiti

Bir moleküler bulutun çökmesiyle yıldız oluşumunda bir kütle alt limiti olduğunu gördük. Bu alt limitin kütle ve enerji kaybı tam bilinmediğinden, tam olarak hangi kütleye karşılık geldiği de bilinmemekte, yani çökerek oluşacak bir cismin en küçük kütlesi tam olarak tahmin edilememektedir. Ancak oluşum sırasındaki kütle kaybı da dikkate alındığında **0.08 $M_{\text{Güneş}}$** 'lık (**80 $M_{\text{Jüp}}$**) bir cismin oluşabileceği kolaylık görülür. Bu kütle yıldızın çekirdeğinde termonükleer reaksiyonların kararlı olarak gerçekleşmesi için gereken koşulların olduğu kütle alt limitidir. Bunun altında yıldızın çekirdeğinde hidrojen kararlı çekirdek birleşme (füzyon) reaksiyonlarıyla helyuma uzun bir süre boyunca dönüştürülemez. Yıldızlar için bir kütle alt limiti olduğu gibi bir de üst limiti vardır.

Yıldız atmosferindeki herhangi bir serbest elektron, üzerindeki ışınım basıncı kütle çekim kuvvetinden küçük olduğu sürece yıldız atmosferi içinde kalır.

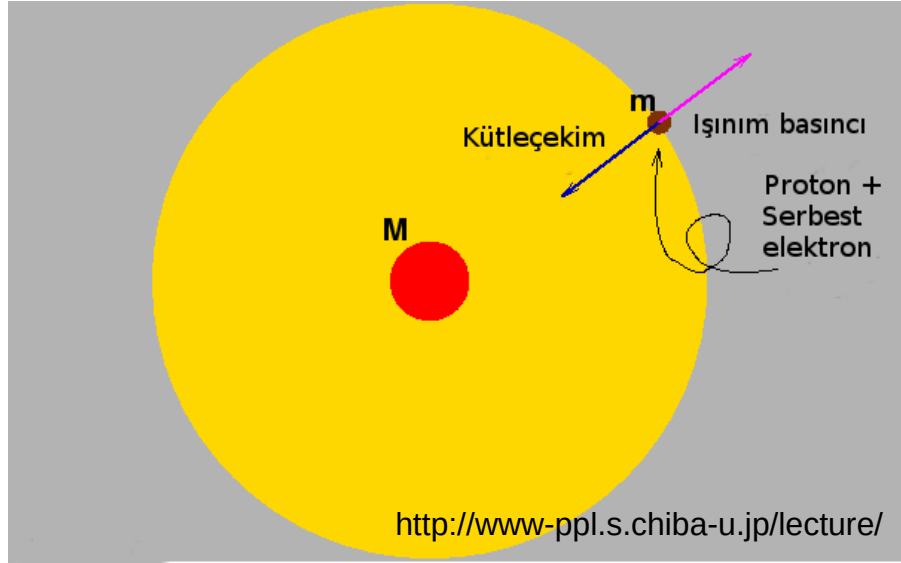
Yıldızın merkezinden r kadar uzaklıktaki ışınım basıncı aşağıdaki şekilde verilir:

$$\frac{dE}{dt dA} = \frac{L}{4 \pi r^2}$$

Bir fotonun momentumu $p = E / c$ ile verilir. Momentum akısı ise: $\frac{dp}{dt dA} = \frac{L}{4 \pi c r^2}$

Bu durumda ışınım ile momentum transfer oranı: $\frac{dp}{dt} = \sigma_T \frac{dp}{dt dA} = \sigma_T \frac{L}{4 \pi c r^2}$
 σ_T : Thompson saçılma kesiti olmak üzere,

Yıldız Kütlesi Üst Limiti



Bir parçacığa ışınım ile transfer eden momentum üzerindeki kütle çekim kuvvetinden küçükse parçacık yıldız atmosferi içinde kalır. Bu durum için ışınım gücü limiti, Sir Arthur Eddington'ın adıyla **Eddington lüminositesi** olarak adlandırılır.

$$\sigma_T \frac{L}{4\pi c r^2} < \frac{GMm_p}{r^2} \longrightarrow L < \frac{4\pi G m_p c}{\sigma_T} M \equiv L_{Edd}$$

Güneş birimlerinde ifade edecek olursak; $L_{Edd} = 1.2 \times 10^{38} \left(\frac{M}{M_{Güneş}} \right) \text{erg/s}$

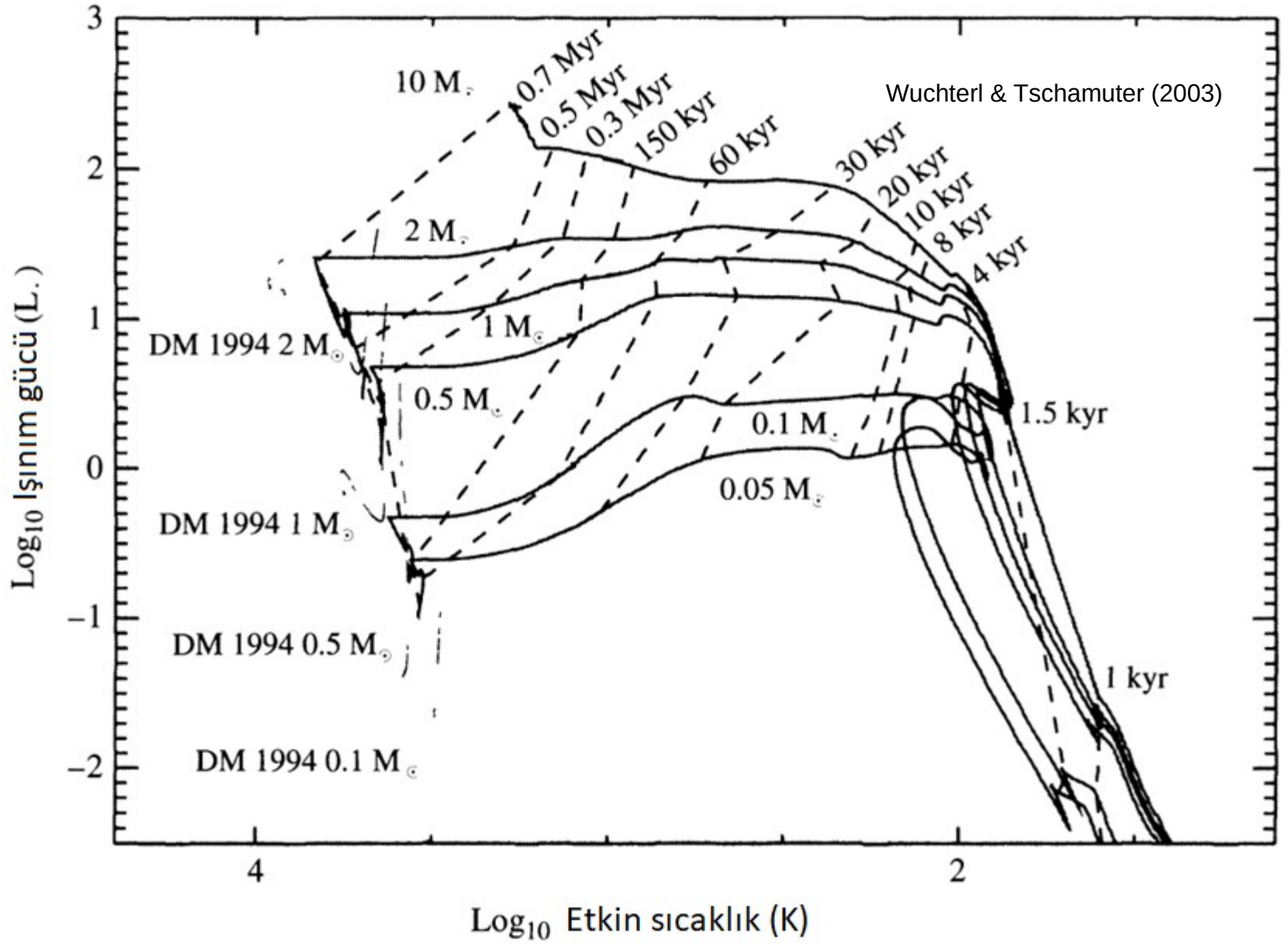
Bu ışınım gücünün üzerinde bir ışınım gücü yıldızı "dağıtır". $L \sim 100 M_{güneş}$ yıldızlar için bu teorik limit artık aşılr. Bu nedenle bu kütlenin üzerinde yıldız olmaması gerekir. Ancak 150-200 $M_{güneş}$ 'e kadar kütleli yıldızların olduğu bilinmektedir.

Ön Yıldız (Protostar) Oluşumu

1 $M_{\text{Güneş}}$ kütlesinde küresel simetrik bir bulutta Jeans koşulunun yerel olarak sağlandığını ve bulutun bu bölgesinin çökmeye başladığını varsayalım. Başlangıçta bulut optik olarak incedir ve bu nedenle Virial teoremi gereği serbest kalan gravitasyonel enerjinin yarısı gayet etkin bir şekilde ışınlama sistemden kaçar. Ayrıca yine Virial teoremi gereği bulutun sıcaklığı bir miktar artar. Ancak sıkışma nedeniyle öncelikle merkezi bölgedeki yoğunluk yükselir. Bu nedenle dinamik zaman ölçeği bu bölgede daha küçüktür. Dolayısıyla yoğunluk daha da hızlı yükselir ve $10^{-13} \text{ g / cm}^3$ 'e ulaştığında bulut optik kalın hale gelir; ışınımın bir miktarı tozun yarattığı donuklukla içeride tutulur ve süreç bir miktar adyabatik hale gelir. Sürecin giderek adyabatik hale gelmesi merkezi bölgedeki çökmeyi yavaşlatır ve bu bölge neredeyse hidrostatik dengeye gelir. İşte yaklaşık olarak $\sim 5 \text{ AB}$ çapındaki bu bölgeye **ön yıldız (protostar)** adı verilir.

Çeşitli kütlelerde ön yıldızlar için verilen evrim yollarından da görebileceğiniz gibi çökmenin giderek hızlandığı başlangıçta sıcaklık ve ışınım gücü de Virial Teoremi gereği buna paralel olarak artar. Gelişmekte olan ön yıldız çekirdeği üzerine bu sırada madde yağmaya devam etmektedir. Yavaş yavaş dengeye gelmekte olan çekirdeğin üzerine yağın bu madde çekirdekle karşılaşınca şok dalgaları üretir ve kinetik enerjisinin önemli bir miktarını bu sırada kaybeder. Isıya dönüşen bu enerji sıcaklık ve ışınım gücünü daha da artırır.

Sıcaklık 1000 K 'e ulaştığında toz buharlaşmaya başlar ve buna bağlı olarak donukluk düşer. Optik derinliğin $2 / 3$ olduğu yerdeki (fotosfer) sıcaklık olarak tanımlanan etkin sıcaklık bu nedenle giderek daha derin katmanlara karşılık gelir. Bu nedenle yıldızın etkin sıcaklığı yükselir.



Anakol Öncesi Evrim

Dengedeki çekirdeğin üzerine materyalin yağmaya devam etmesiyle sıcaklık 2000 K'e kadar yükselir. Bu sıcaklıkta moleküler hidrojen atomlarına parçalanır. Enerji tüketen bu süreç dengenin bozulmasına neden olur ve **ikinci çöküş** süreci başlar. $1 M_{\text{güneş}}$ bir yıldız için yarıçapının $1.3 R_{\text{güneş}}$ boyutuna kadar küçülmesiyle denge tekrar sağlanır. Ancak ön yıldız materyal biriktirmeye de devam eder. Işınım gücünün neredeyse sabit kaldığı ancak sıcaklığın giderek arttığı bu evrede, biriken maddenin oluşturduğu şok dalgaları sıcaklığı daha da yükseltir ve çekirdekte **ağır hidrojenin (döteryum, ^2_1H) tutuşma** koşulu sağlanır. Bu evrede artık ışınım gücünün %60'ı bu çekirdek tepkimesiyle üretilir.

Ağır hidrojenin çekirdek bölgesinde tükenmesiyle yıldızın ışınım gücü azalır, yüzey sıcaklığı da bir miktar düşer ve yıldız **anakol öncesi evrimine (ing. pre-main-sequence evolution)** başlar.

Yarı-kararlı önyıldızın oluşumu sonrası termal olarak çökmeye uyum sağlama sürecine **termal büzülme** ya da **Kelvin-Helmholtz büzülmesi** adı verilir. Anakol öncesi evrim Kelvin-Helmholtz (ısısal) zaman ölçeği ile karakterize olur.

$$t_{KH} = 10^{15} \left(\frac{M}{M_{\text{güneş}}} \right)^2 \left(\frac{R_{\text{güneş}}}{R} \right) \left(\frac{L_{\text{güneş}}}{L} \right) \text{ saniye}$$

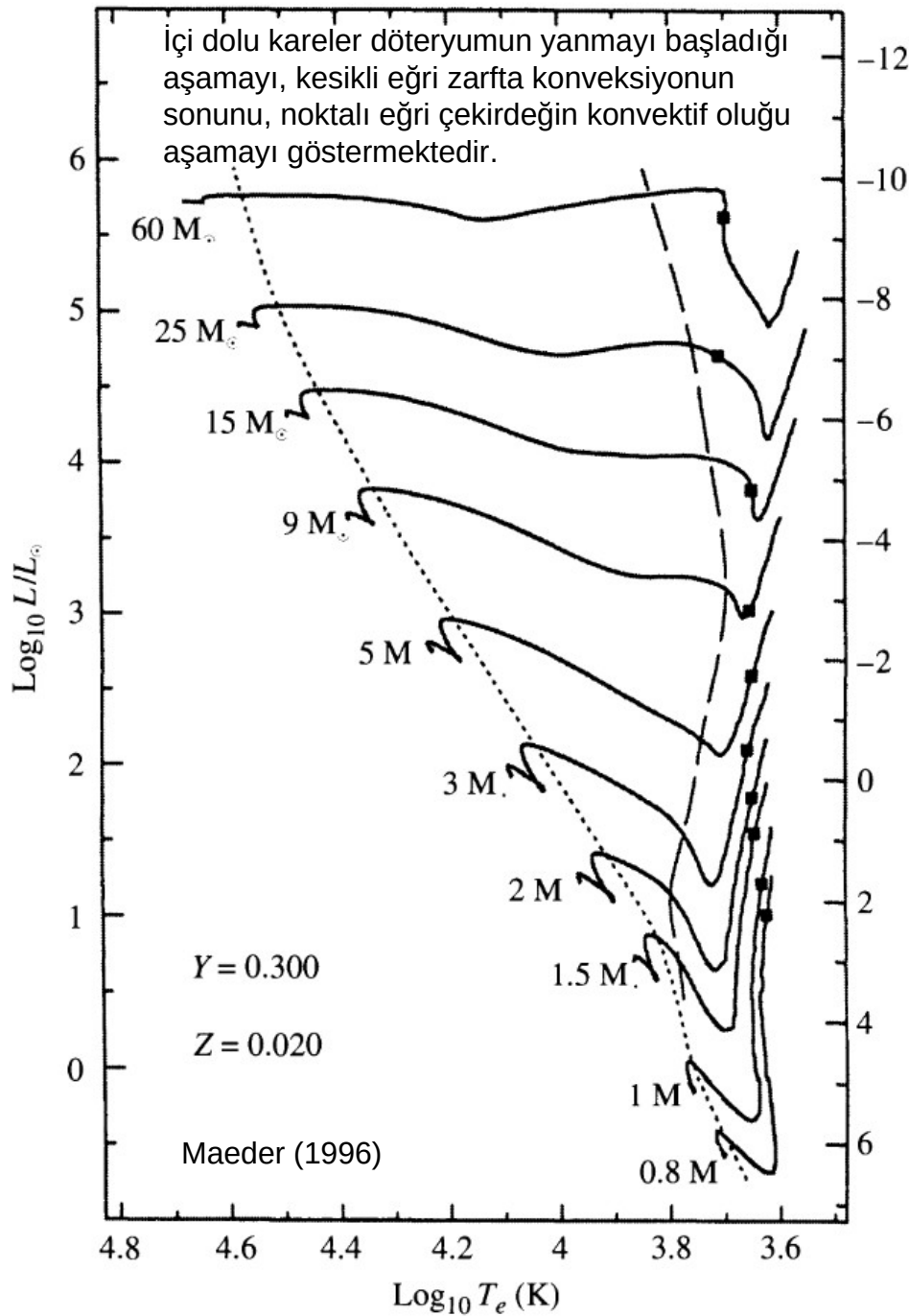
Güneş için bu sürenin 10^{15} saniye (yani $\sim 3 \times 10^7$ yıl) olduğunu kolaylıkla görebilirsiniz. Gravitasyonel çökmenin gerçekleştiği dinamik zaman ölçeğine göre oldukça uzun olan bu süreç dahilinde sıcaklık arttıkça hidrojen daha fazla iyonize olur (H^-) ve opasiteyi (donukluğu) iyonize hidrojen domine eder. Yani, enerji daha düşük iyonizasyon enerjisine sahip elementlerden elektron koparmakta harcanır ve bu elektronlar hidrojen çekirdeğince yakalanır. Bu donukluk sıcaklık gradyenti oluşmasına, bu da enerjinin konveksiyonla taşınmasına neden olur. Sıkışmakta olan ön yıldız, kütleyle de bağlı olarak, bu donukluk nedeniyle tamamen konvektif hale gelebilir.

Anakol Öncesi Evrim

1961 yılında C. Hayashi, konveksiyonun yıldız yapısı üzerindeki etkisinden dolayı, derin bir konvektif zarfın yıldızın yarı-kararlı evrimini HR diyagramı üzerinde dik bir evrim yoluna zorladığını göstermiştir. H⁻ donukluğu nedeniyle konvektif hale gelen ön yıldız bu nedenle anakola ulaşmadan önce dik bir evrim yolu izler. Işınım gücünün hızla azaldığı ancak sürmekte olan sıkışma nedeniyle sıcaklığın bir miktar arttığı evrimin bu aşaması, bu nedenlerle HR diyagramı üzerinde neredeyse dik olan **Hayashi yolu (Hayashi track)** üzerinde gerçekleşir.

Hayashi yolu, bu nedenle aslında geçerli hidrostatik yıldız modelleriyle, geçersiz (“yasaklı”) modeller arasında bir sınır oluşturur. HR Diyagramı üzerinde bu sınırın sağ tarafında bir yıldız bulunamayacağı için, bu bölgeye **Hayaashi Yasak Bölgesi** adı verilir. Bu bölgede düşük sıcaklıkta ışınım gücünü etkin bir şekilde transfer edebilecek bir mekanizma bulunmadığı için kararlı bir yıldız da bulunamaz. Hayashi limitinin sol tarafında ise kütleye bağlı olarak ışınım (radyasyon) ve konveksiyon, üretilen enerjiyi transfer eder. (Ön yıldız oluşumunun Hayashi yasak bölgesinde gerçekleşiyor olması bir çelişki teşkil etmez. Zira çökmekte olan bir bulut zaten hidrostatik dengede bir yıldız olarak kabul edilemez.)

1965 yılında Icko Iben Jr., çeşitli kütleler için bir yıldızın anakola oturmadan önceki son evrim aşamalarında geçirdiği süreçleri inceledi. Dönme, manyetik etkinlik ve kütle kaybı gibi olguları değerlendirmeye almadığı hesaplarını hep Hayashi limitinden başlattı. Iben'den bu yana bu alandaki bilginiz oldukça gelişmiş ve dönmenin dahi dikkate alındığı anakol öncesi evrim modelleri oluşturulmuş olsa da temel mekanizmayı anlamak için Iben'in hesapladığı anakol öncesi evrim yollarını incelemekte fayda vardır.



Örnek olarak 1 M_{Güneş} kütleli bir yıldızda çökme H⁻ donukluğu nedeniyle, tamamen konvektif bir zarfta gerçekleşir ve döteryumun yanması sadece çökmeyi bir miktar yavaşlatır ve fazlaca döteryum olmadığı için de bu aşama pek uzun sürmez. Işınım gücü yüksek donukluk nedeniyle hızla azalır. Ancak giderek daha fazla materyalin iyonizasyonu ile çekirdekte donukluk azalır ve çekirdek radyatif hale gelmeye başlar. Üretilen enerjinin bir kısmı artık konvektif zarfa kaçar ve yıldızın ışınım gücü bir miktar artmaya başlar. Çökme sürdüğü için sıcaklık da artmaktadır.

Artan sıcaklıkla birlikte çekirdekte PP-I ve CNO çevriminin ilk tepkimeleri başlar ve ışınım gücünün bir miktarı bu tepkimelerle giderek azalan bir miktarı ise serbest kalan gravitasyonel potansiyel enerjiden sağlanır. Çekirdek tepkimelerinin ürettiği enerji ışınım gücünün maksimum olduğu noktaya ulaşıldığında o kadar yükselir ki çekirdek bir miktar genişler ($\epsilon_{gr} < 0$). Çekirdek tekrar bir miktar konvektif hale gelir ve ışınım gücü tekrar düşer. ¹²₆C 'nin tükenmesiyle artık çekirdek dengeye gelir. Sıcaklık da PP-I çevriminin ilk iki aşamasından sonrasını idame ettirecek kadar yükseldiği için; ışınım gücü ve sıcaklık bir miktar yükselir ve yıldız anakola oturur.

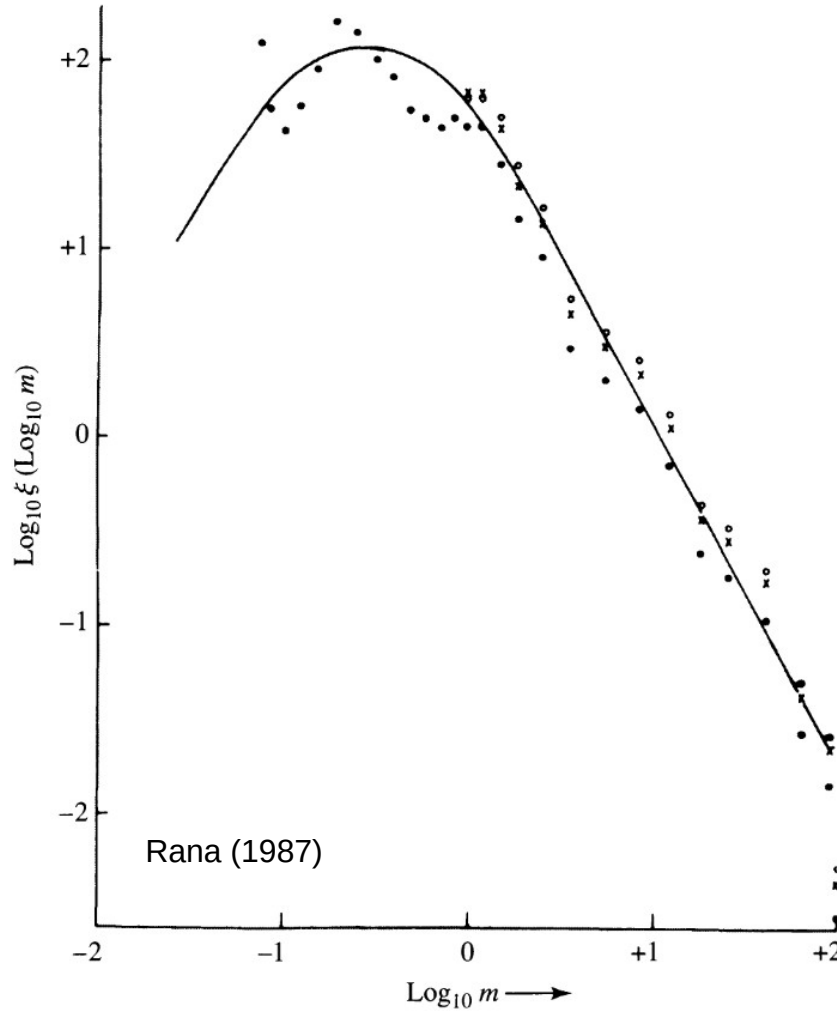
Başlangıç Kütleşi [$M_{\text{Güneş}}$]	Büzülme Zamanı [10^6 yıl]
60	0.0282
25	0.0708
15	0.117
9	0.288
5	1.15
3	7.24
2	23.4
1.5	35.4
1	38.9
0.8	68.4

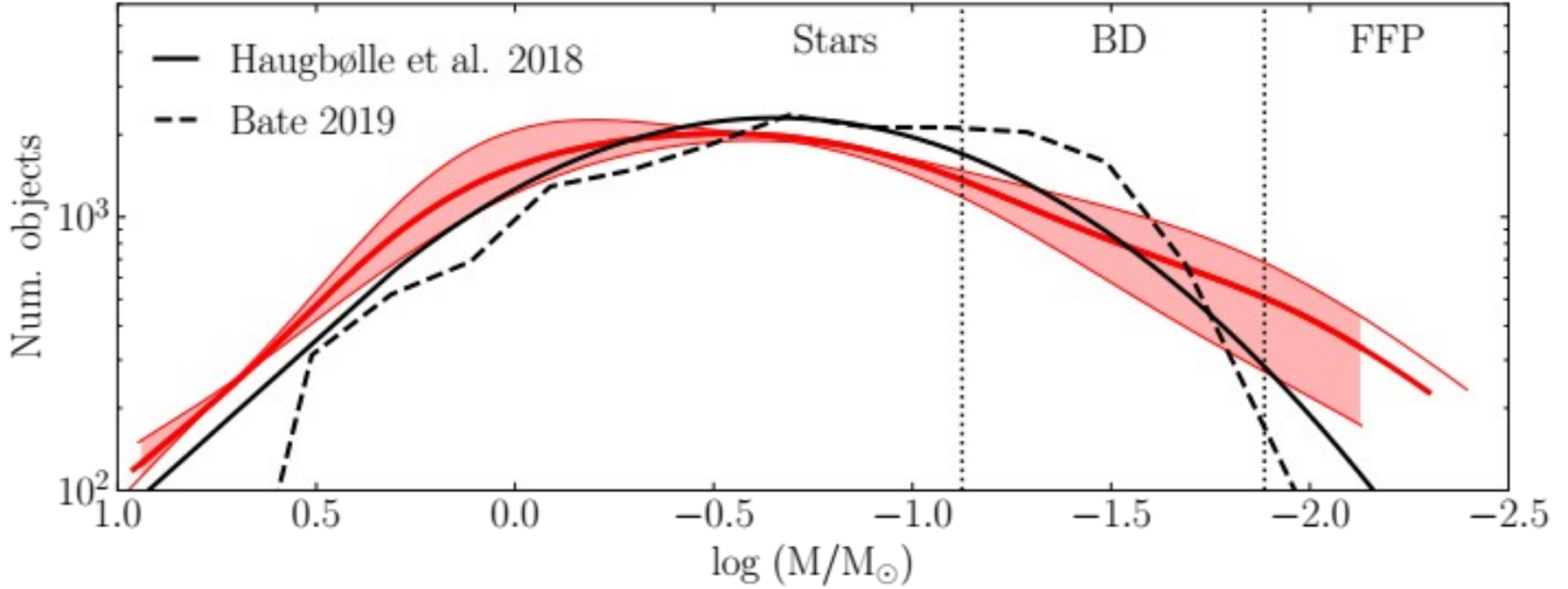
Bernasconi &
Maeder (1996)

1 $M_{\text{Güneş}}$ civarı için büzülmenin Kelvin-Helmholtz zaman ölçeğinde gerçekleştiğini söyleyebiliriz. 0.5 $M_{\text{Güneş}}$ 'ten daha küçük kütledeki yıldızlarda ise süreç PP-I çevrimi olduğu, CNO çevrimiyle ^{12}C hiç oluşmadığı için anakol öncesi evrim biraz farklı olur. Bu nedenle çekirdek radyatif olamadığından ışınım gücü ve sıcaklık tekrar artmaz ve daha büyük kütlelerde gördüğümüz HR'deki yukarı yönlü trend gerçekleşmez. 0.072 $M_{\text{Güneş}}$ 'ten daha küçük kütleli bir çekirdekte kararlı bir nükleer tepkime süreci de başlayamaz. Bu nedenle HR diyagramının bir alt limiti vardır ve bu limitin altında kütleyle sahip cisimler **Kahverengi Cüce** olarak adlandırılırlar. 0.013 $M_{\text{Güneş}}$ alt limitine (ufalanma süreçleri için ise alt limit 0.003 $M_{\text{Güneş}}$) kadar çekirdeklerinde döteryum (hatta lityum) yakabilen bu cisimler **L ve T tayf türü** ile sınıflandırılırlar. Daha büyük kütlelerde ise ^{12}C tepkimelere girdiği için yıldız Hayashi yolunu çok hızlı ve yüksek ışınım gücünden geçer. CNO çevriminin dominant mekanizma olduğu bu yıldızlar neredeyse yatay bir şekilde HR'de anakola ulaşırlar.

Başlangıç Kütle Fonksiyonu

Başlangıç kütle fonksiyonu (IMF), çökmekte olan bir buluttan birim yıldız kütle başına kaç tane (ξ) yıldız oluşacağını gösteren bir dağılım fonksiyonudur ve çökmekte olan bir bulutta düşük kütleli yıldızların çok daha fazla sayıda oluştuğunu açıkça gösterir.





Upper Scorpius ve Ophiuchus genç yıldız kümeleri için yapılan yakın tarihli gözlemsel çalışmalar (belirsizlikleriyle birlikte kırmızı bölge, Miret-Roig vd. 2022) ve simülasyonlar (Haugbølle vd. 2018, Bate 2019) bu bölge için kütle fonksiyonunun $0.17 M_{\text{güneş}}$ civarında maksimum verdikten sonra inişe geçtiğini göstermektedir. Yıldız (Stars), Kahverengi cüce (BD) ve Serbest Dolaşan Gezegen kütlelerindeki cisimleri (FFP) için limitler sırasıyla 0.75 ve $0.013 M_{\text{güneş}}$ olarak belirlenmiştir. Bu çalışmalar bu moleküler bulutta cisimlerin $0.004 M_{\text{güneş}}$ 'e ($\sim 40 M_{\text{Jüp}}$) kadar çökerek oluşabildiğini göstermektedir (Milet-Roig 2023). Gözlemler teorik beklentilerin de üstünde (~ 7 kat) gezegen kütlelerinde cismin olduğunu ortaya koymaktadır. Aradaki bu büyük farkın gözlenen bazı cisimlerin birikerek oluşturduktan sonra sistemden fırlatılmasından kaynaklanıyor olabileceği de düşünülmektedir. X-ekseni Güneş kütlesi cinsinden oluşan cismin kütlelerini (logaritmik), Y-ekseni ise bu kütlelerde oluşan cisim sayısıdır. Kümenin yaşı 5 milyon yıl olarak kabul edilmiştir.

Bize en yakın yıldız oluşum bölgesi olan Orion Bulutsu'sundaki Trapezium Kümesi'nin James Webb Uzay Teleskobu (JWST)'na bağlı yakın kızılöte kamera (NIRCam) ile yapılan gözlemleri gezegen kütle limitleri dahilinde 540 yeni adayın keşfini sağladı. **Bu adayların kütlelerinin $0.6 M_{\text{jüp}}$ 'e kadar indiği, %9 kadarının da birbirlerine uzak çift sistemlerde bulunduğu tespit edildi.** Bu durum çökerek oluşumu takip eden ufalanma süreçleri sonucunda oluşan cisimlerin alt kütle limitlerinin sanıldığından ($3-5 M_{\text{jüp}}$) daha küçük olabileceğini gösterdiği gibi bu cisimlerin çift sistemler halinde de oluşabildiğini gösteriyor. Bu çiftlere Jüpiter Kütleindeki Çift Nesnelere (Jupiter-mass Binary Objects) kısaltması olarak **JuMBO** adı veriliyor. Bu cisimler ve ufalanma süreçleri sonucunda $0.6 M_{\text{jüp}}$ 'e kadar inen kütlelerde bulunan serbest dolaşan gezegen kütlelerindeki cisimler yıldız ve gezegen oluşum teorilerini zorluyorlar.

Pearson ve McCaughrean (2023)



Yıldız Oluşum Safhaları - I

1. Moleküler bir bulutun kendi çekim etkisi altında çökmesi:

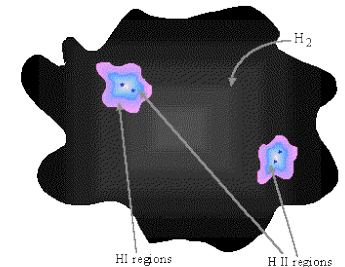
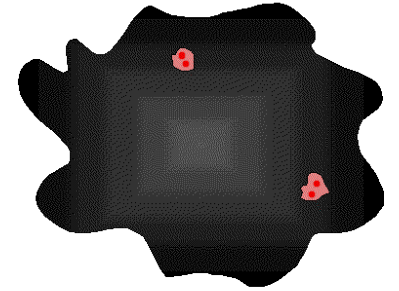
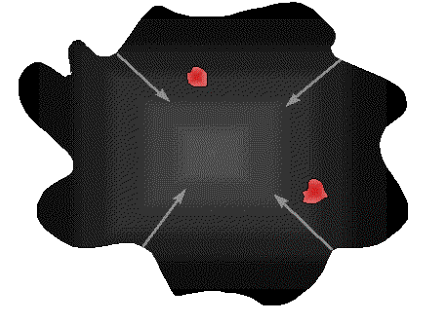
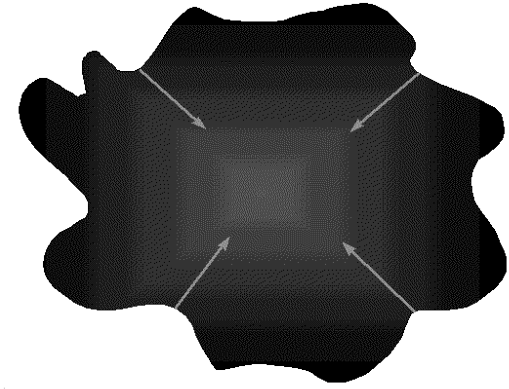
Jeans limiti

$$M_{jeans} = \left(\frac{5kT}{G\mu m_H} \right)^{3/2} \left(\frac{3}{4\pi\rho_{ort.}} \right)^{1/2}$$
$$R_{jeans} = \left(\frac{15kT}{4\pi\rho_{ort.} G\mu m_H} \right)^{1/2}$$

Bu limite ulaşıldığı vakit moleküler bulut kendi çekim etkisi altında çöker! Bu çökme sırasında bulut içinde yerel olarak yükselen çekim kuvvetini dengelemek için gerekli kütle başlangıç kütlelerine göre daha da küçük olduğundan moleküler bulut içerisinde parçalanmalar olur.

Çift Kutuplu difüzyon:

- Manyetik alan bulut içindeki yüklü parçacıkları etkiler
- Bu yüklü parçacıklar genç yıldızların UV ışınımıyla etkileşir
- İyonize ve nötral parçacıklar birbirinden ayrışır ve bir kabuk gelişir.



Yıldız Oluşum Safhaları - II

2. Merkezi bölgenin çökmesi:

- Yerel olarak bulutun çeşitli bölgelerinde merkezi sıkışan disk yapıları oluşur.
- Bu diskin üzerine toz ve gaz yağmaktadır.
- “Önyıldızın” ışınma gücü bu yağın (biriken) toz ve gazdan kaynaklanır.
- Madde akışkanlığı ile birlikte enerjisini de kaybeder.
- Dıştan yayılan ışınım içtekinе göre daha “kırmızıdır”.
- Önyıldız yakınlarında artık moröte ışınım gerçekleşir.

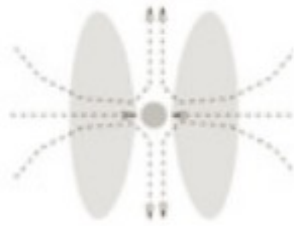
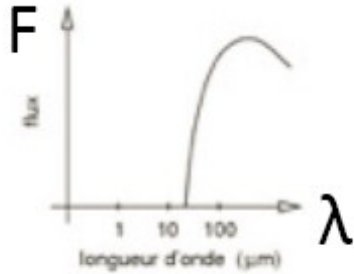
3. Yığılan maddenin püskürtülmesi (Çift Kutuplu Jetler)

4. Yığılmanın yavaşlaması ve T - Tauri safhası

Bu son iki safha (3 ve 4) 4 ayrı sınıf cisme karşılık gelir!



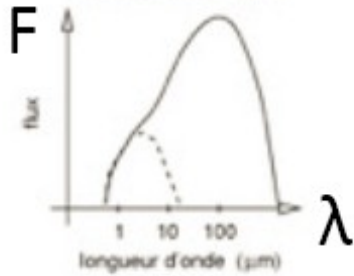
Yıldız Oluşumun Son İki Safhasındaki Süreçlerde Oluşan Cisimlerin Sınıflandırılması



Sınıf-0: $M_{\text{zarf}} > M_{\text{yıldız}} > M_{\text{disk}}$

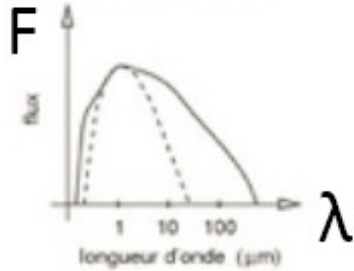
İlk yığılma süreci: $t < 10^4$ yıl

Işınımın ana kaynağı serbest kalan gravitasyonel potansiyel enerjidir.



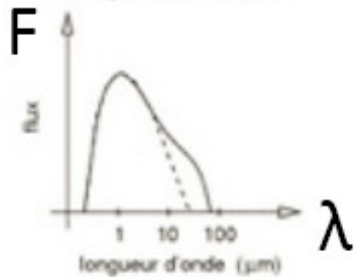
Sınıf-I: $M_{\text{yıldız}} > M_{\text{zarf}} \sim M_{\text{disk}}$

Optik kalın bulut: $t \sim 10^5$ yıl



Sınıf-II: $M_{\text{disk}} / M_{\text{yıldız}} \sim \%1, M_{\text{zarf}} \sim 0$

Optik kalın bulut: $t \sim 10^6$ yıl



Sınıf-III: $M_{\text{disk}} / M_{\text{yıldız}} \ll \%1,$

$M_{\text{zarf}} \sim 0$ Optik kalın bulut: $t \sim$ birkaç 10^6 yıl

(Credit: P.André)

T Tauriler



Klasik Tauriler

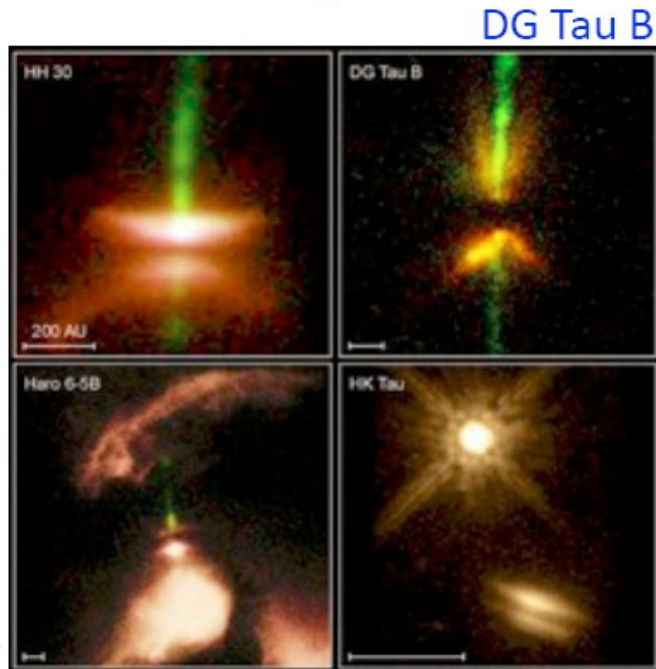


Zayıf çizgi
WTT

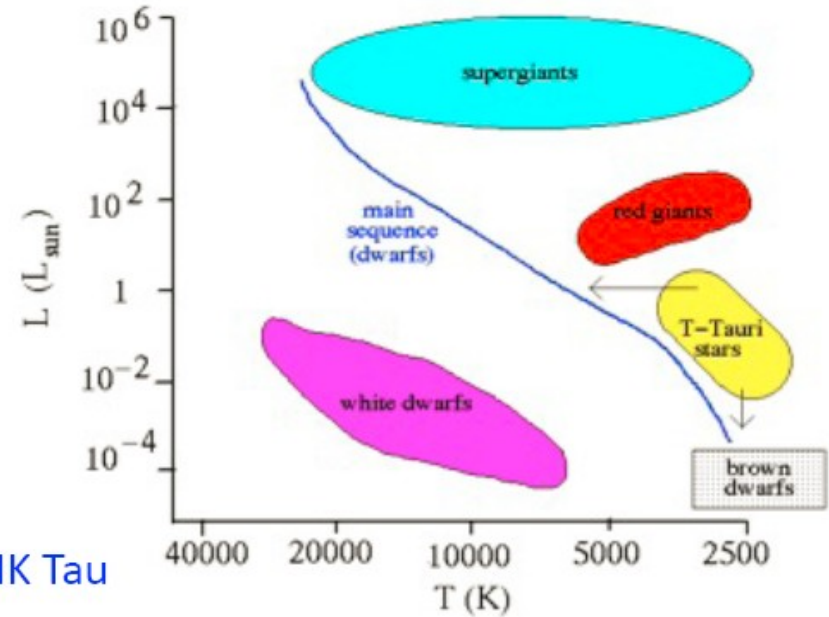
Genç T Tauri Yıldızları

örnekler

T Tauri'lerin HR
Üzerindeki Yeri



HK Tau



Haro 6-5B

HH30

DG Tau B



Bu soğuk ve karanlık nebulada gaz atomları ve toz partikülleri o kadar yavaş hareket eder ki kütle çekim kuvveti onları bir araya getirebilir



Gaz ve toz yoğunlaşarak tortulaşır ve ön-yıldızların çekirdeklerini oluşturur



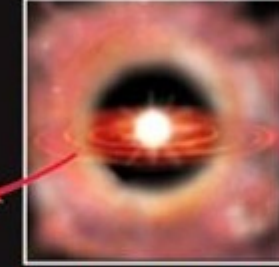
Karanlık bulutsunun içindeki önyıldız çekirdekleri

Çekirdek yoğunlaştıkça basınç ve sıcaklık artar



Önyıldızlar ısınmaya ve bulutsudan madde biriktirmeye devam ettikçe sıcaklık artışından dolayı parlamaya başlar

T Tauri evresinde genç yıldız uzaya çift kutuplu jetlerle madde atar. Yıldız rüzgarları bir süre sonra bulutsuyu tamamen dağıtır.



Ön-yıldızın çekireğinde sıcaklık eşik değere ulaştığında Hidrojeni Helyuma dönüştüren füzyon tepkimesi başlar. Yıldızın üzerine düşmeye devam eden madde birikim diskini oluşturur.



Atılan kütle çevredeki yıldızlararası maddede şok dalgası yaratarak yeni yıldızların oluşmasını tetikler.



Yıldızın kütle kaybına veya kazancına yol açan olaylar durur ve yıldız böylece hidrostatik dengeye girerek anakolda yerini alır. Birikim diskinden kalanlar önggezegen disk olarak kalır ve yıldızın etrafındaki gezegenler burada oluşur.