

AST413
Gezegen Sistemleri
ve Oluşumu
Ders 2 : Yıldız,
Öngezegen Diskleri ve
Gezegen Oluşumu

Güneş Sistemi Cisimlerinin Gözlemleriyle Ulaşılan Bulgular

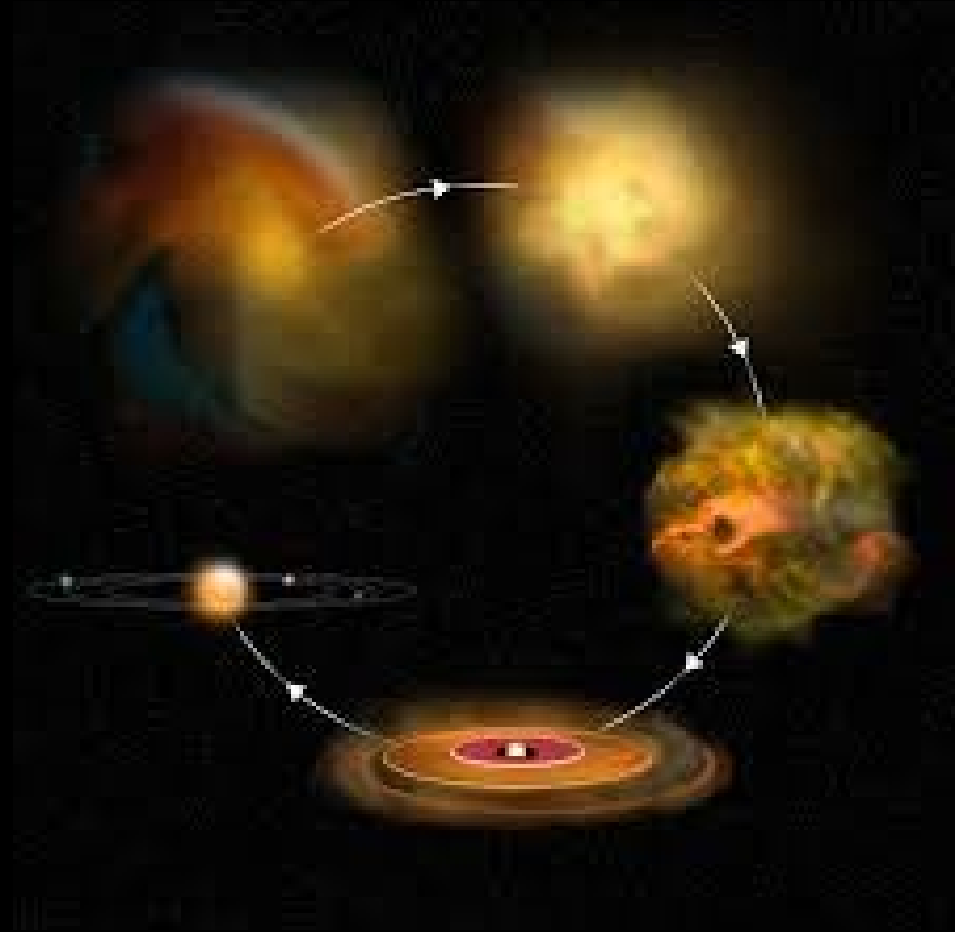
- ✓ Neredeyse eş-düzlemsel yörüngeler
- ✓ Neredeyse çembersel yörüngeler
- ✓ Aynı yönde dolanan gezegenler
- ✓ Aynı yönde dönen gezegenler
- ✓ Uzaklığın fonksiyonuyla değişen gezegen özellikleri
- ✓ Kant (1756), Laplace (1796) → Gezegenler ve Güneş'in birlikte oluştuğu bir "Güneş Bulutsusu"
- ✓ Sonuç olarak gezegen ve yıldızların oluşumu arasında bir bağlantı olmalı!

1. Yıldız Oluşumu

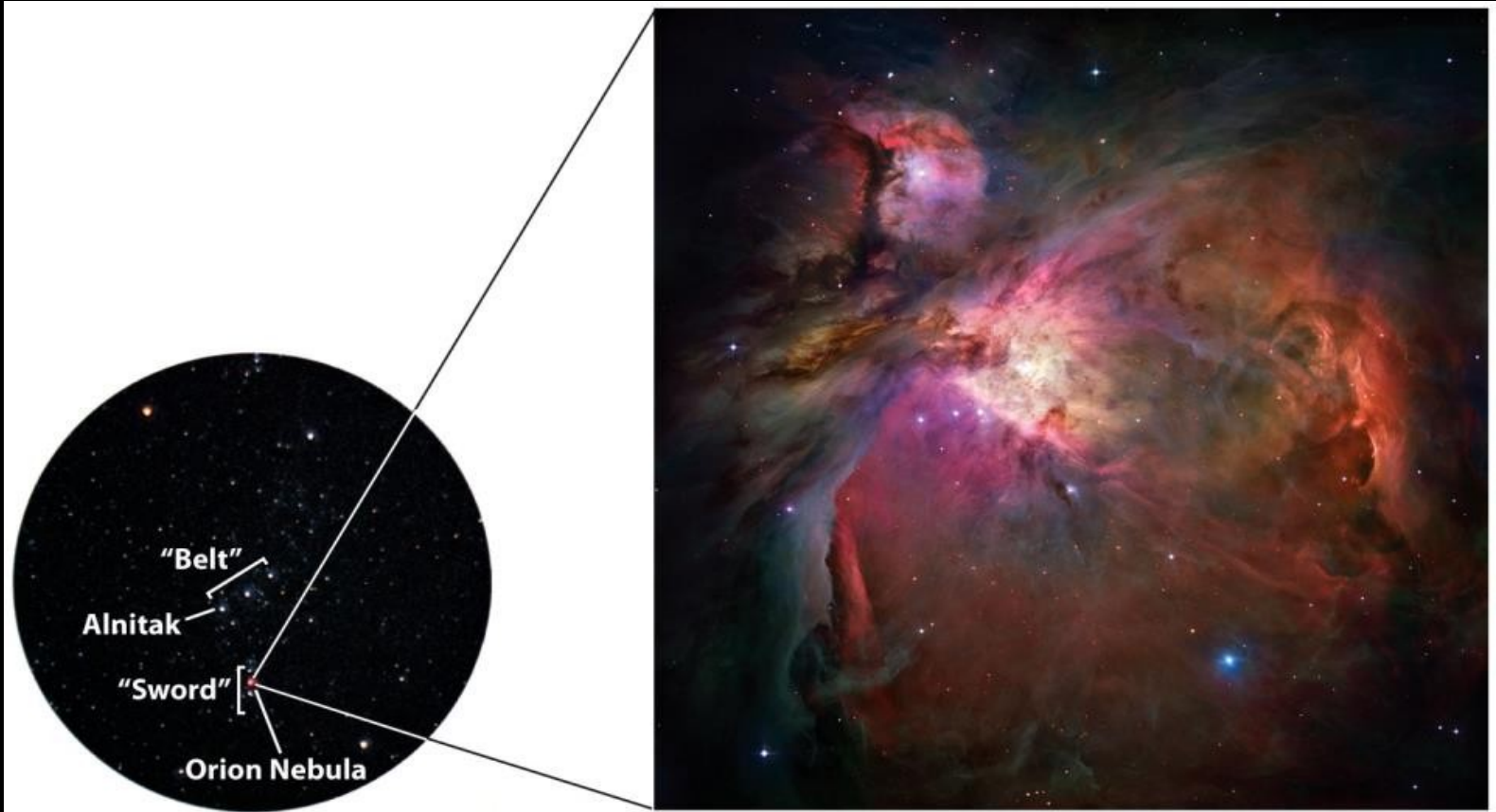


Yıldız ve Gezegen Oluşumu

- ✓ 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)

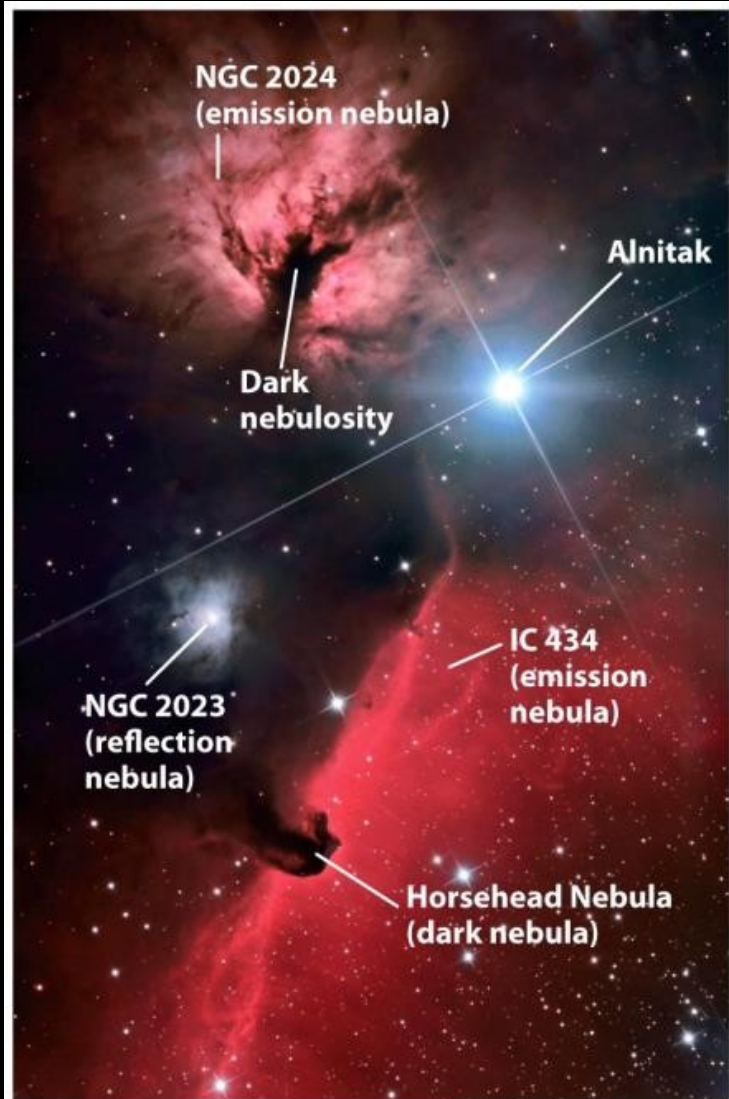


Figure 18-2
Universe, Tenth Edition
Stocktrek Images/Roth Ritter/Stocktrek Images/Corbis

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

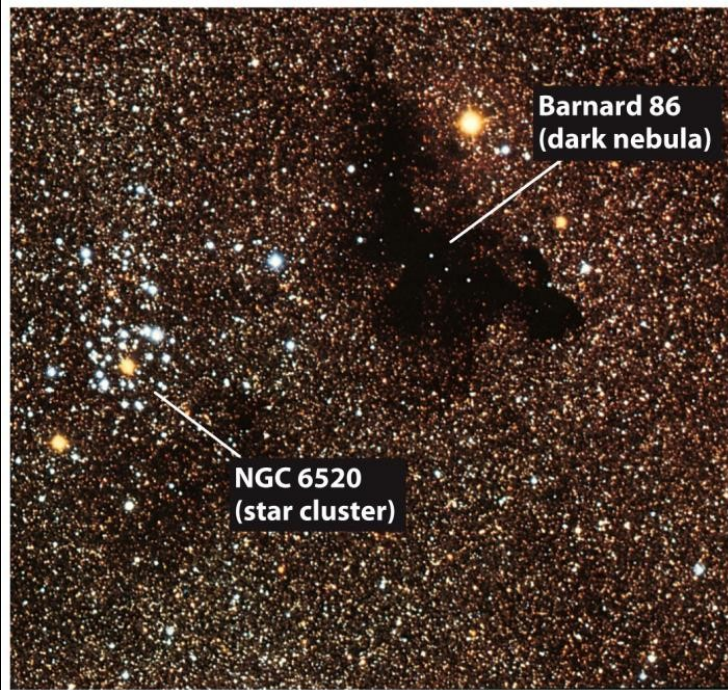
Salma bulutsuları $100 - 10\,000 M_{\text{Güneş}}$ arasında değişen külelere sahiptir.

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. Işınımları HII iyonlarında yeniden birleşme süreciyle gerçekleştiği için **HII Bölgeleri** adını da alırlar.

Toz Bulutları: Karanlık Bulutsular ve Yansıma Bulutsuları

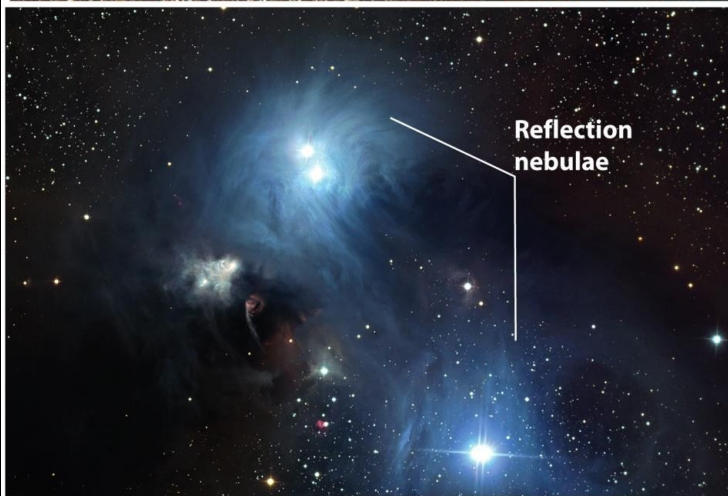


HII Bölgelerinde sadece gaz bulunmaz, daha büyük parçacıklar, yani toz da bulunur.

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

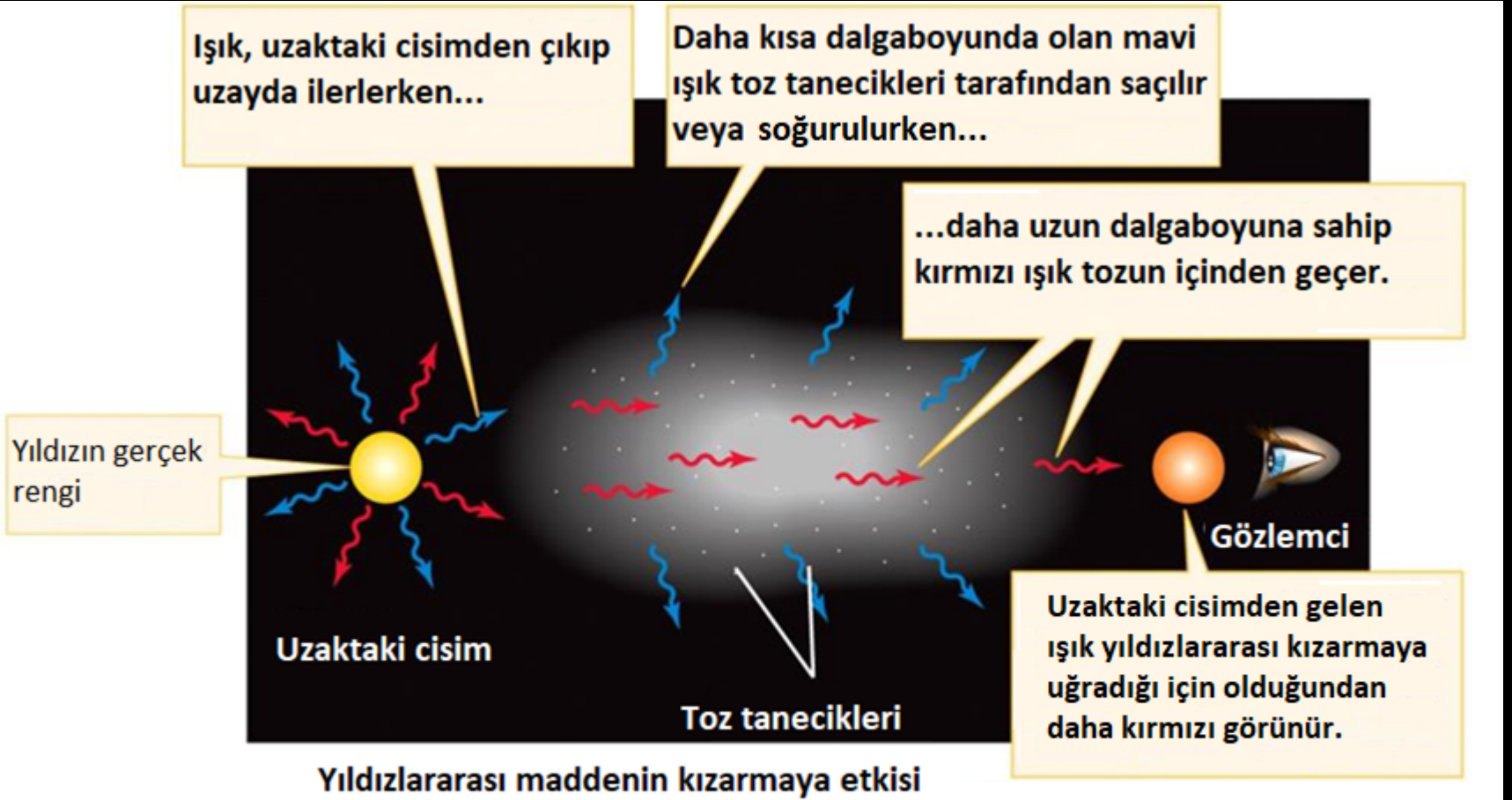


Figure 18-6a
Universe, Tenth Edition
© 2014 W. H. Freeman and Company

Kızarma ve Kırmızıya Kayma sonuçları benzer olsa da 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

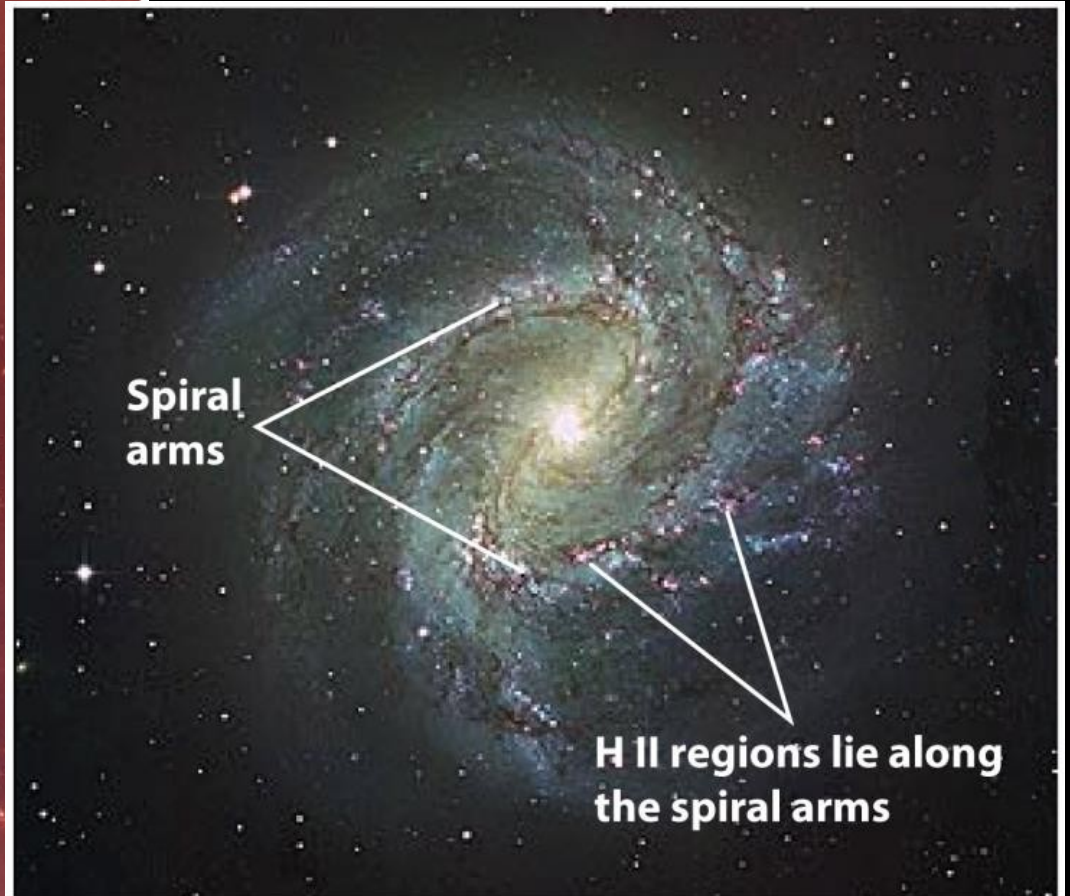
Devasa Molekül Bulutlarının Gözlemsel Özellikleri - II

- ✓ 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 mümkün!
- ✓ Kızılöte ve radyo bölge!

“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!”

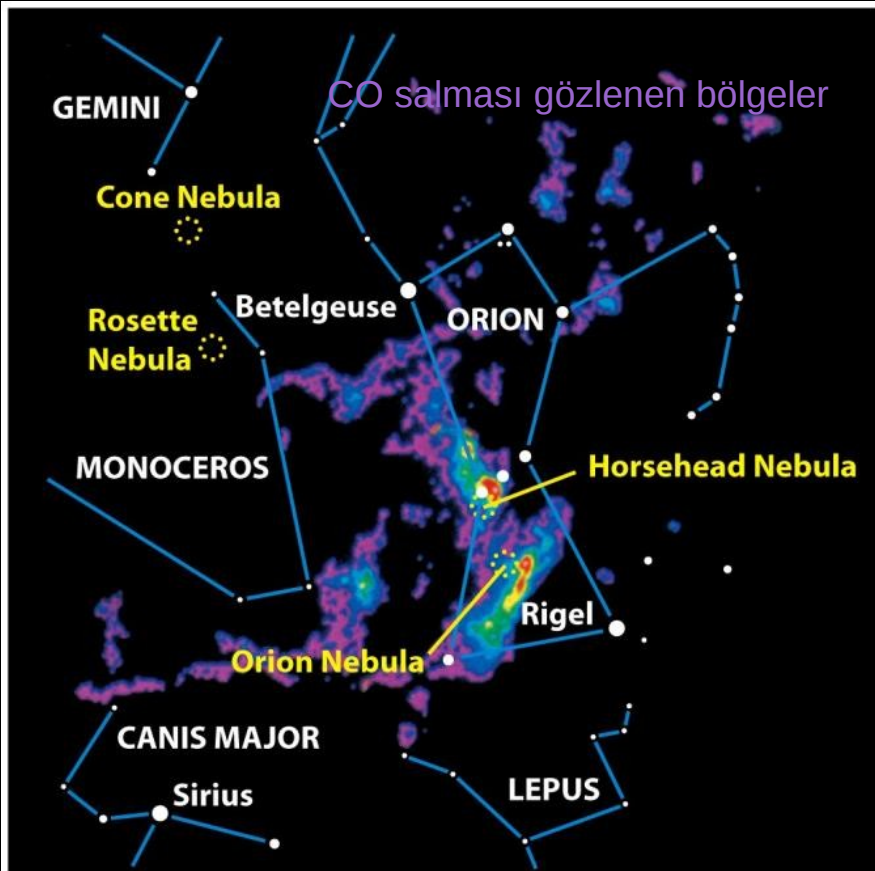


Figure 18-22
Universe, Tenth Edition
Courtesy of R. Maddalena, M. Morris, J. Moscovitz, and P. Thaddeus

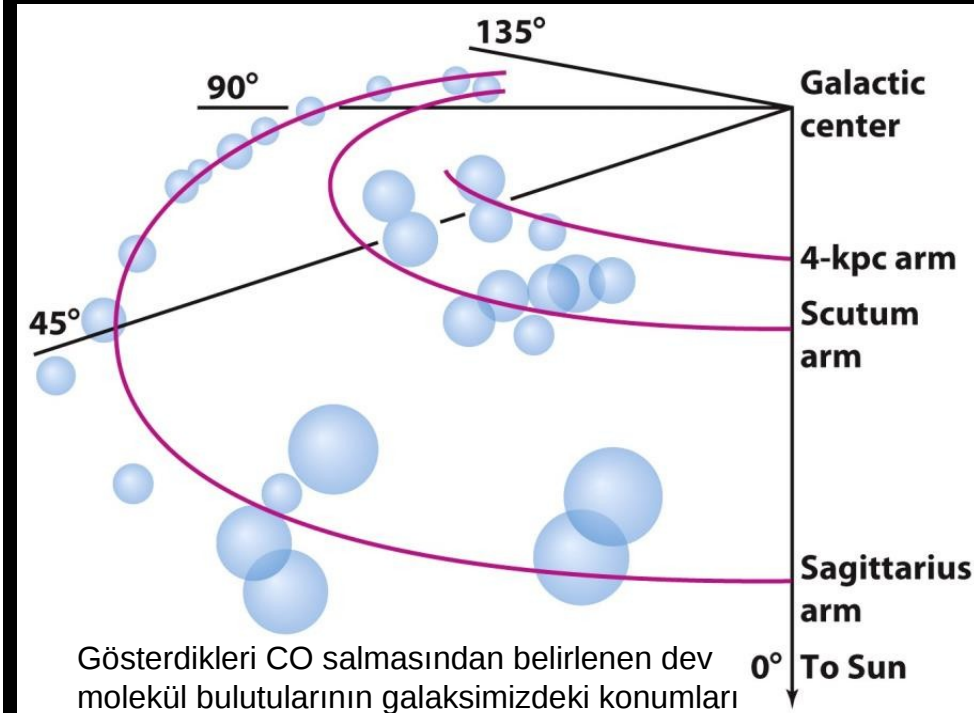
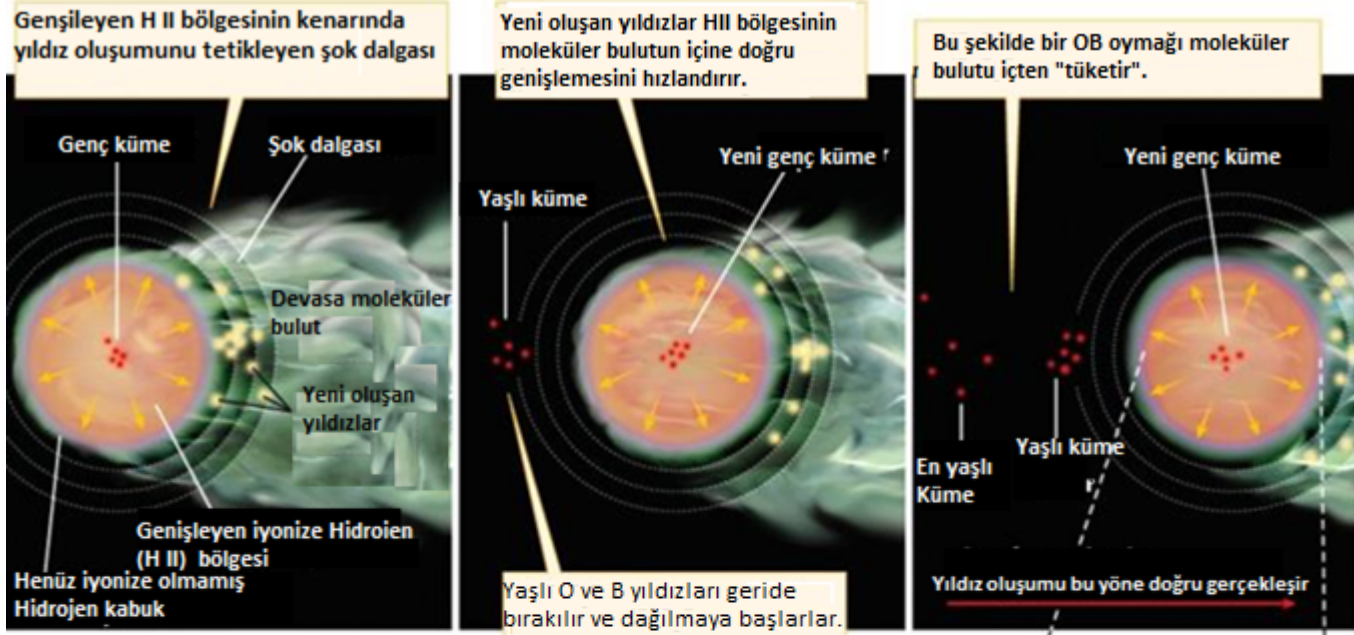


Figure 18-23
Universe, Tenth Edition
© 2014 W. H. Freeman and Company [Adapted from T. M. Dame and colleagues]



Spiral kollardaki madde yoğunluğu nedeniyle bu bölgedeki dev moleküler bulutlar sıkışır ve yıldız oluşumunu tetikler. İlk oluşan O ve B yıldızlarından gelen kuvvetli morötesi ışınım ve rüzgarlar dev moleküler 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 moleküler bulutu çok sayıda yıldız oluşturacak şekilde "yenir".



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!”

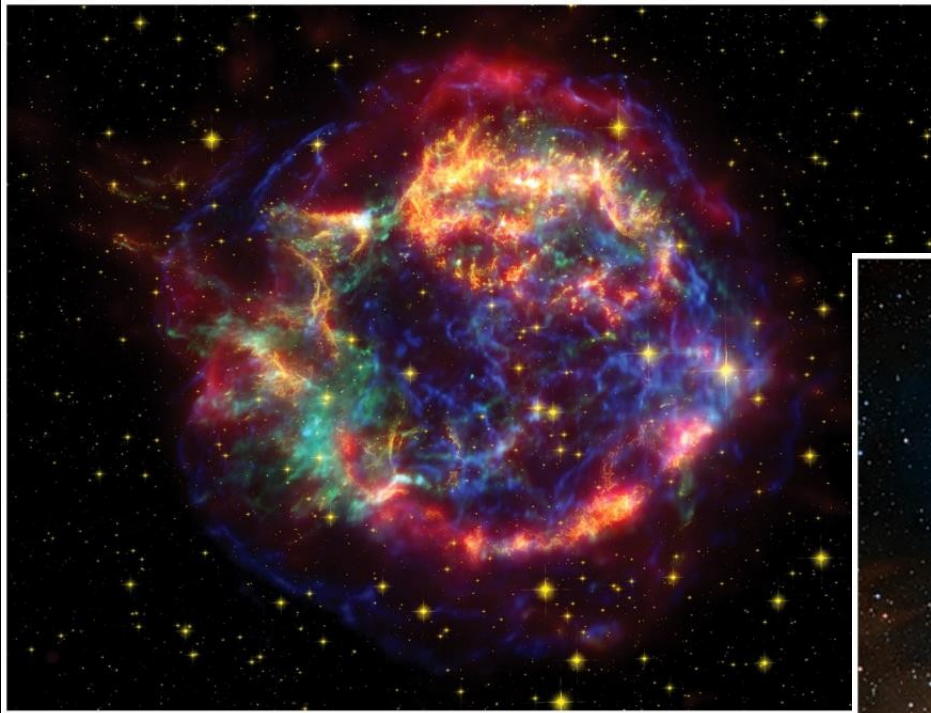
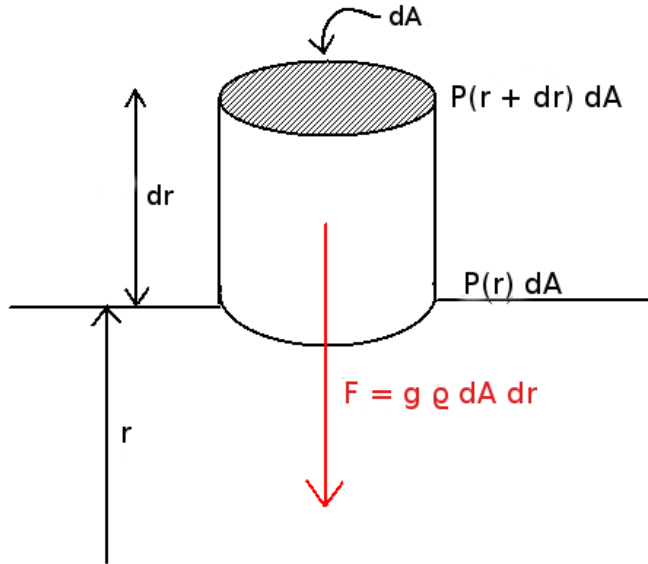


Figure 18-26
Universe, Tenth Edition
NASA; JPL-Caltech; and O. Krause, Steward Observatory



Figure 18-27
Universe, Tenth Edition
Davide De Martin

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 Kütle ve Jeans Uzunluğu incelendiği zaman iki sonuç çıkarılabilir:

1. Yıldız oluşumu için; eğer bulutun sıcaklığı yüksekse Jeans Kütle (M_{jeans}) büyük olmalı; zira yüksek sıcaklık yüksek gaz basıncı demektir ve bunu dengelemek için kütle 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 kütle 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 yerlerde 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 için 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.

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

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 aşılacağı 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 gözlenen tipik değerlere yakındır!

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 limit, oluşum sırasındaki kütle kaybı da dikkate alındığında $0.08 M_{\text{güneş}}$ 'lik ($80 M_{\text{jüp}}$) karşılık gelir. Bu alt limit 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.

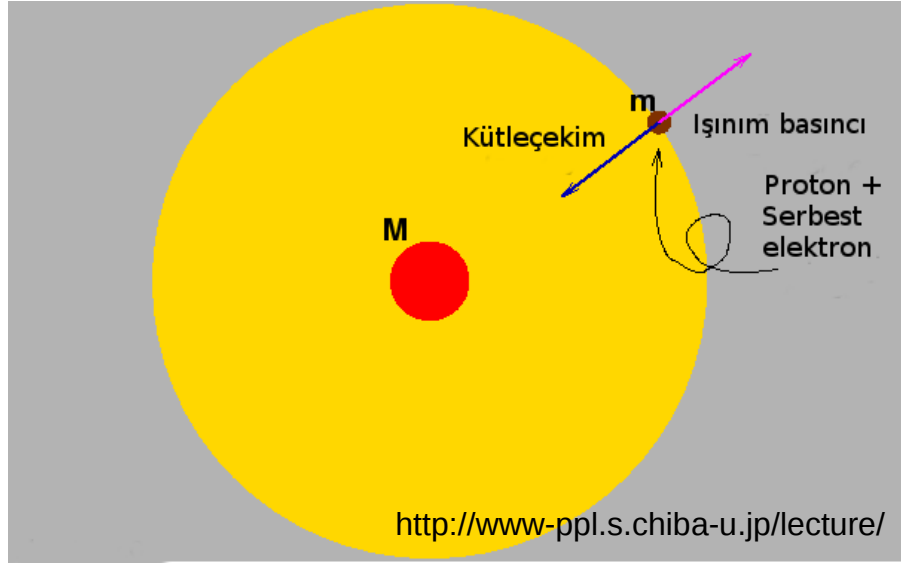
Yıldızın merkezinden r kadar uzaklıktaki ışınım basıncı aşağıdaki şekilde verilir:

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

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.

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

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

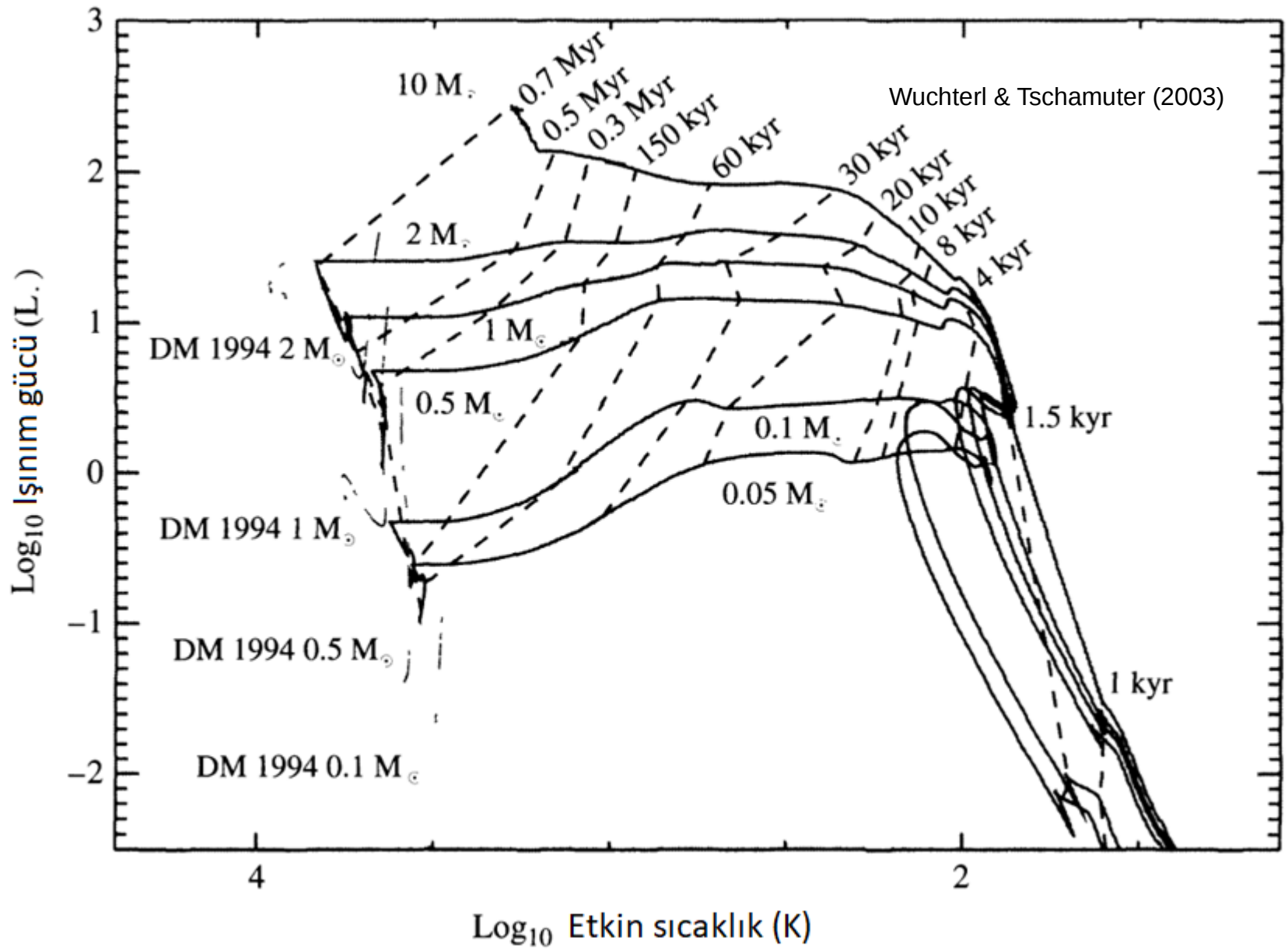
Bu ışınım gücünün üzerinde bir ışınım gücü yıldızı "dağdır". $L \sim 100 M_{güneş}$ yıldızlar için bu teorik limit artık aşılar. Bu nedenle bu kütlenin üzerinde yıldız olmaması gerekir. Ancak 150-200 $M_{güneş}$ 'e kadar kütleli yıldızların olduğu bilinmektedir.

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. Bu nedenle 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 arttırır.

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, ${}^2_1\text{H}$) 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.

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

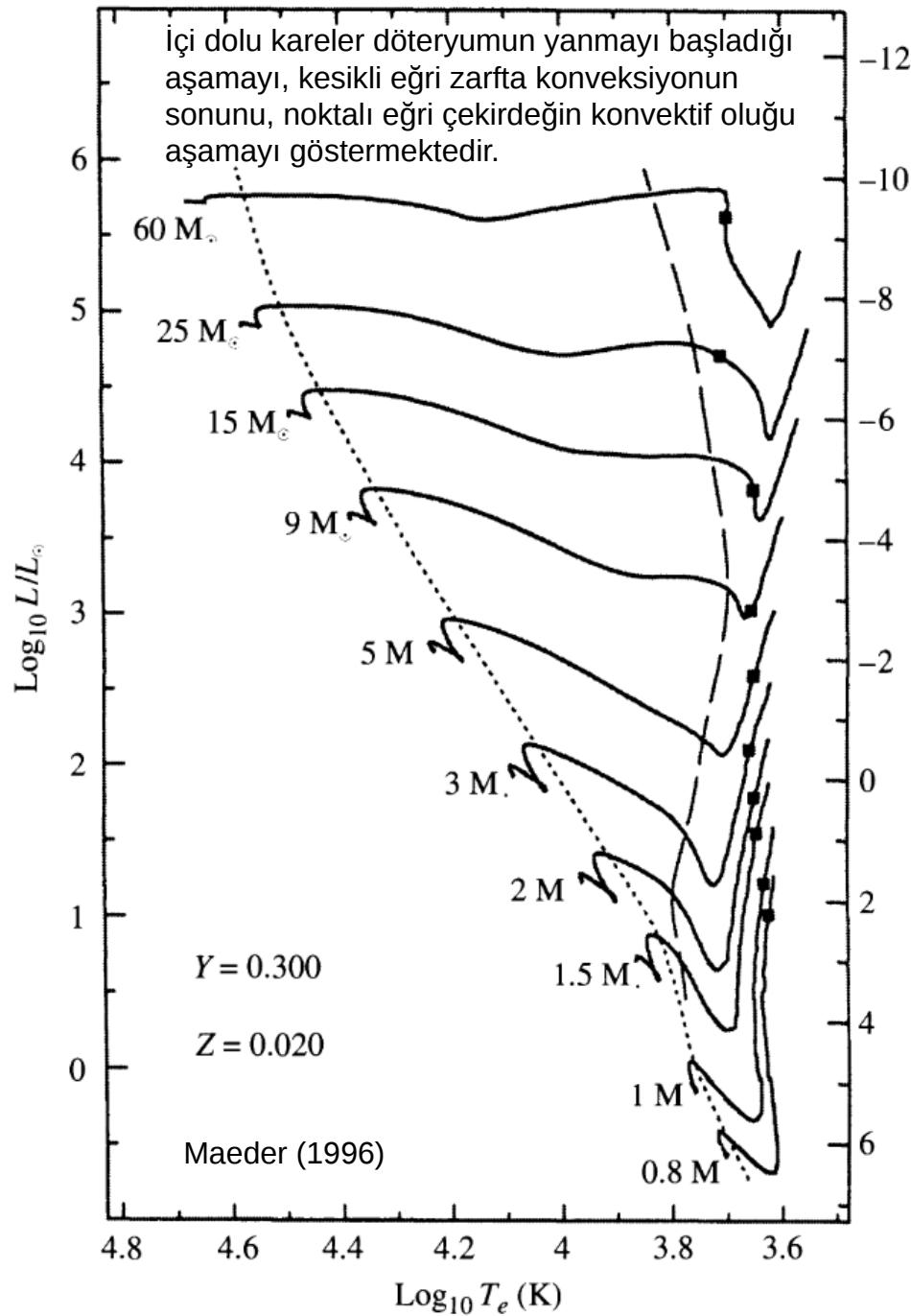
Güneş için bu sürenin 10^{15} saniye (yani $\sim 3 \times 10^7$ yıl) olduğunu kolaylıkla görebilirsiniz. Gravitasyonel çökmenin gerçekleştiği dinamik zaman ölçeğine göre oldukça uzun olan bu süreç dahilinde sıcaklık arttıkça hidrojen daha fazla iyonize olur (H^-) ve opasiteyi (donukluğu) iyonize hidrojen 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 **Hayasahi 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 kütleyle bağlı olarak ışınım (radyasyon) ve konveksiyon, üretilen ışınım gücünü 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. ¹²C '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.

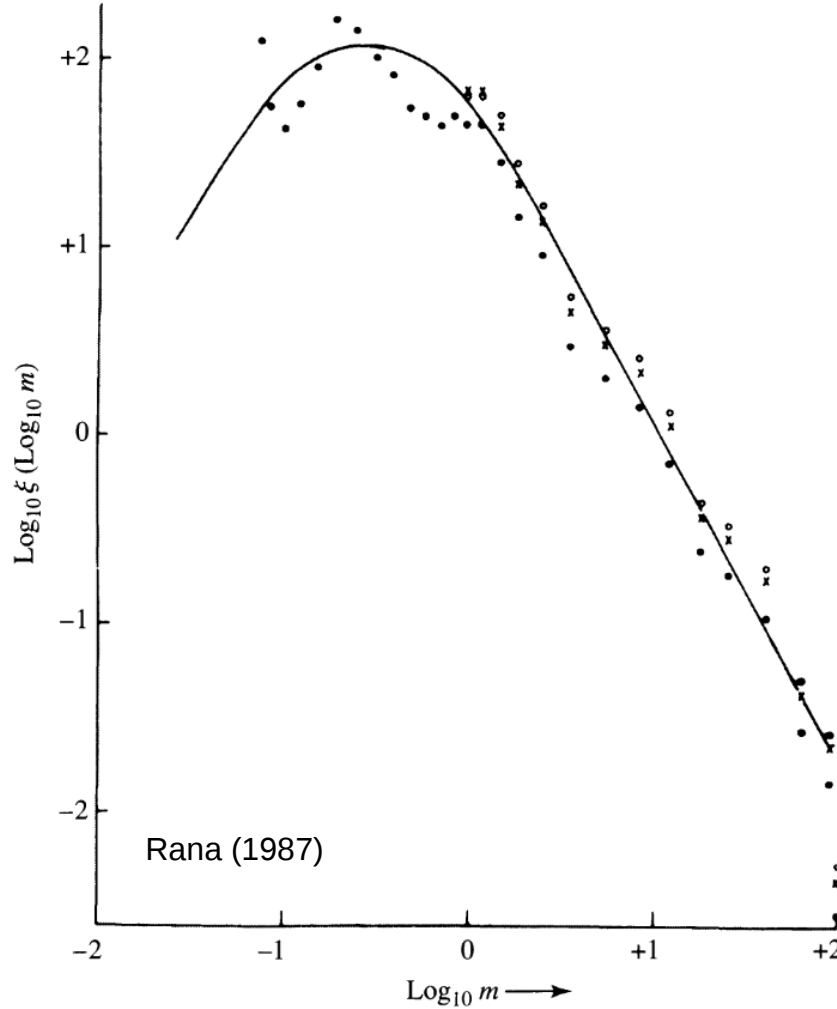
Başlangıç Kütleşi [$M_{\text{Güneş}}$]	Büzülme Zamanı [10^6 yıl]
60	0.0282
25	0.0708
15	0.117
9	0.288
5	1.15
3	7.24
2	23.4
1.5	35.4
1	38.9
0.8	68.4

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 ^{12}C hiç tutuşmadığı 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 kütleye sahip cisimler **Kahverengi Cüce** olarak adlandırılırlar. 0.013 $M_{\text{Güneş}}$ alt limitine (ufalanma süreçleri için de alt limittir!) kadar çekirdeklerinde döteryum (hatta lityum) yakabilen bu cisimler **L ve T tayf türü** ile sınıflandırılırlar. Daha büyük kütlelerde ise ^{12}C çok hızlı tutuşabildiği 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.



Yıldız Oluşum Safhaları - I

1. Moleküler bir bulutun kendi çekim etkisi altında çökmesi:

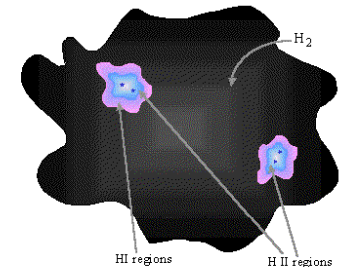
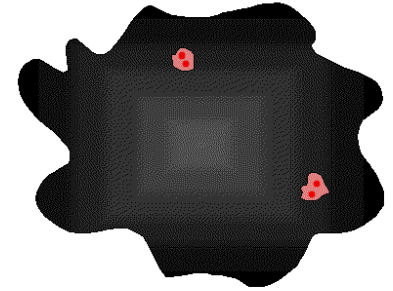
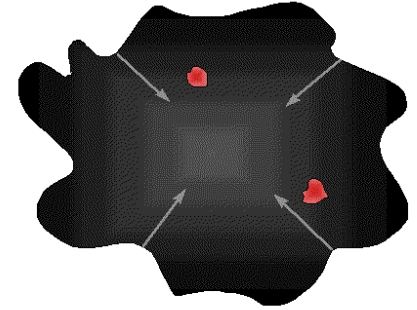
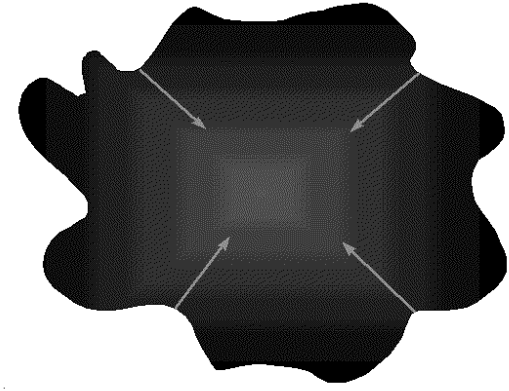
Jeans limiti

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

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

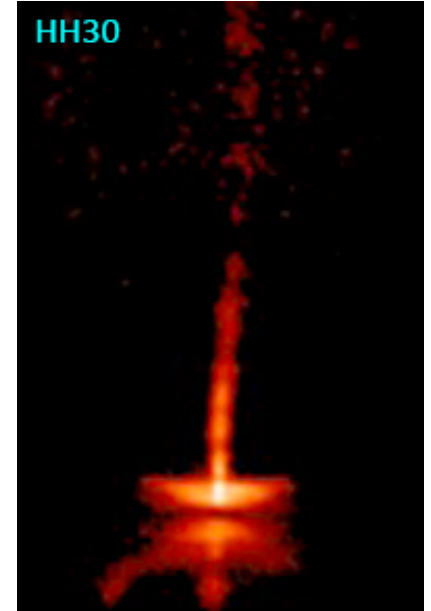
2. Merkezi bölgenin çökmesi:

- 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 içtekine göre daha “kırmızıdır”.
- Önyıldız yakınlarında artık moröte ışınım gerçekleşir.

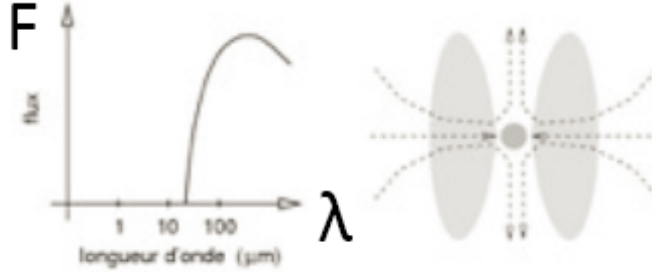
3. Yığılan maddenin püskürtülmesi (Çift Kutuplu Jetler)

4. Yığılmanın yavaşlaması ve T - Tauri safhası

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



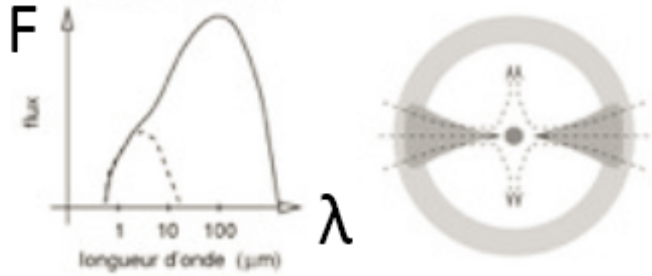
Yıldız Oluşumun Son İki Safhasındaki Süreçlerde Oluşan Cisimlerin Sınıflandırılması



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

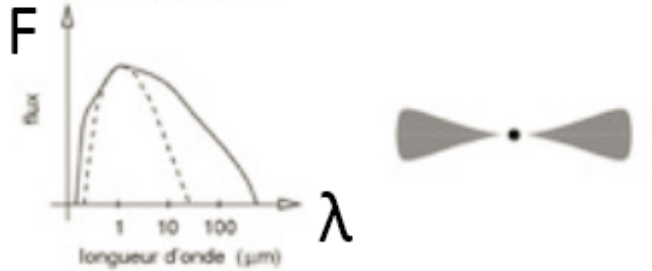
İlk yığılma süreci: $t < 10^4$ yıl

Işınımın ana kaynağı serbest kalan gravitasyonel potansiyel enerjidir.



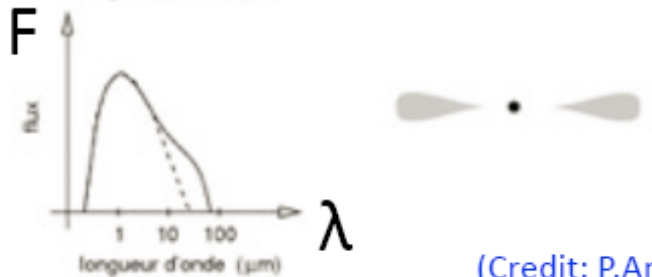
Sınıf-I: $M_{\text{yıldız}} > M_{\text{zarf}} \sim M_{\text{disk}}$

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

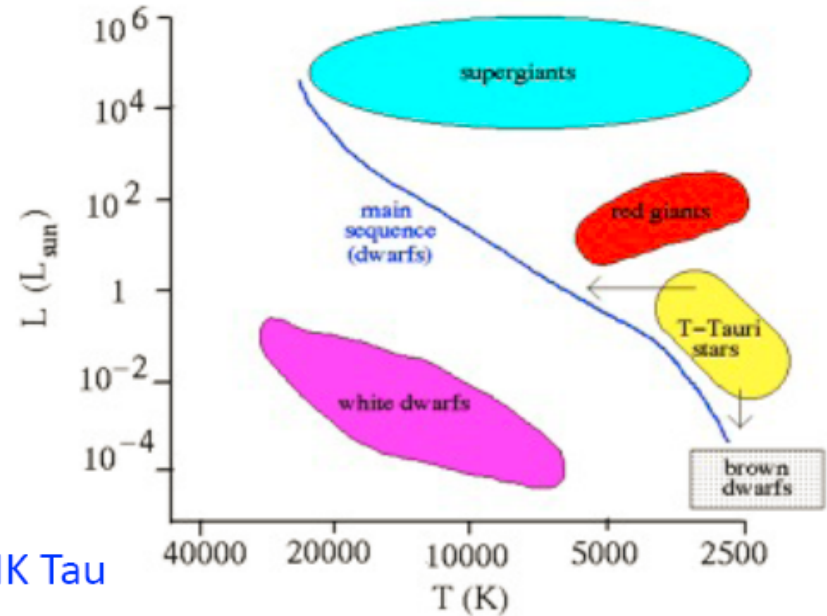
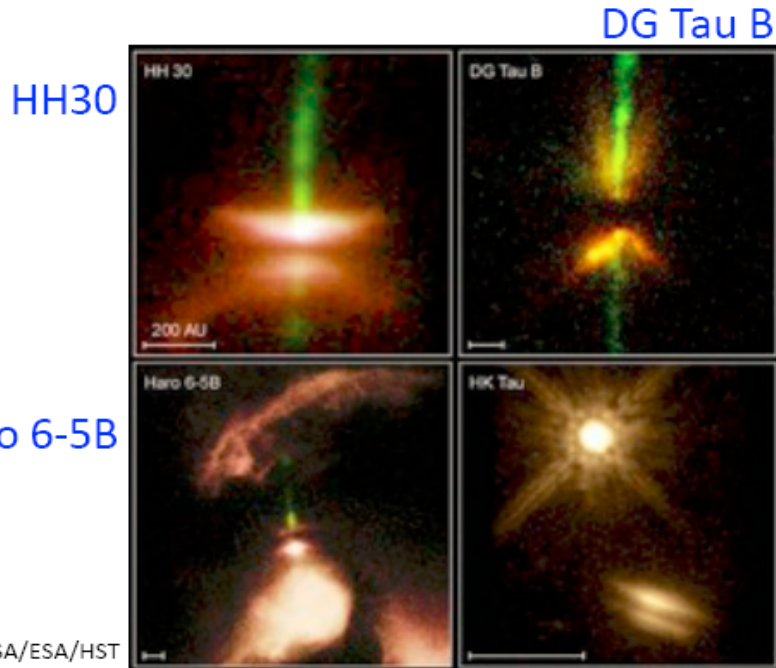


Zayıf çizgi
WTT

Genç T Tauri Yıldızları

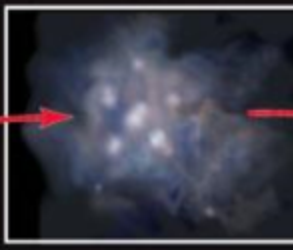
örnekler

T Tauri'lerin HR
Üzerindeki Yeri





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



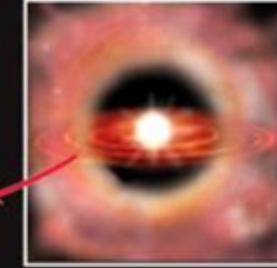
Karanlık bulutsunun içindeki önyıldız çekirdekleri

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.

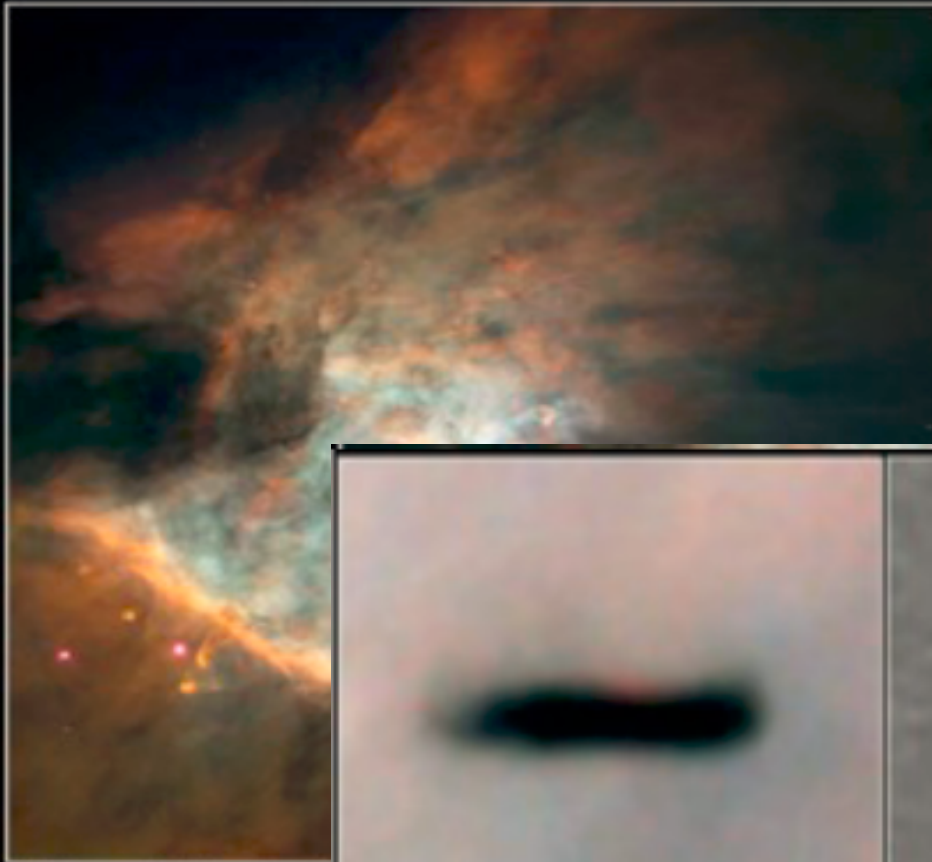


Yıldızın kütle kaybına veya kazancına yol açan olaylar durur ve yıldız böylece hidrostatik dengeye girerek anakolda yerini alır. Birikim diskinden kalanlar öngezegen disk olarak kalır ve yıldızın etrafındaki gezegenler burada oluşur.

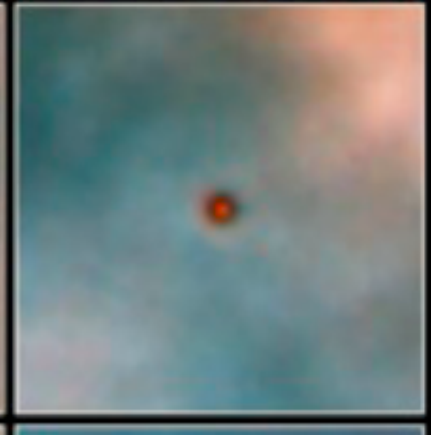


2. Öngezegen Diskleri

Öngezegen Diskleri (Protoplanetary Disks)



Orion Nebula M42
PRC95-45a - ST ScI OPO -
C. R. O'Dell and S. K. Worley



**Edge-On Protoplanetary Disk
Orion Nebula**



HST - WFPC2

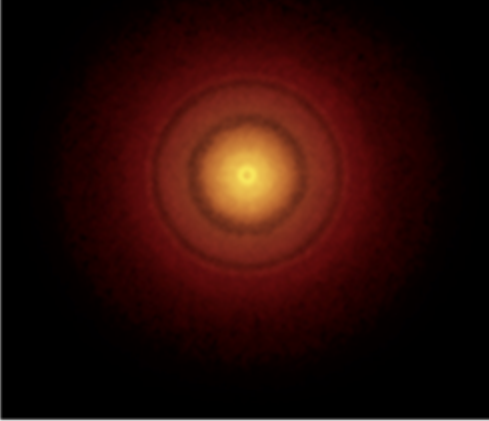


HST - WFPC2

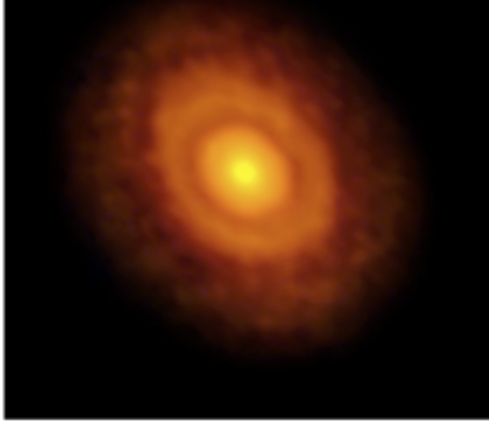
, 1995
(Rice University), NASA

ESO ALMA radyo teleskopları tarafından gözlenen pek çok öngezegen diskinde gezegen oluşumuna işaret eden yapılar gözlemlendi.

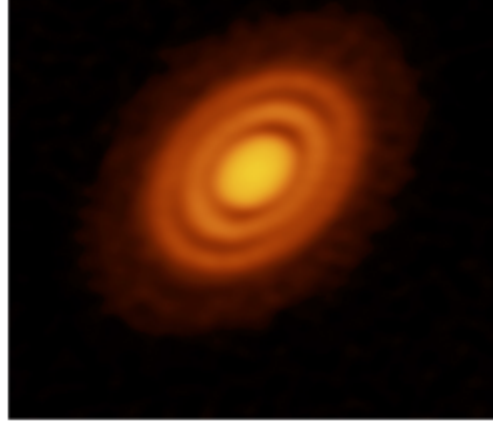
TW Hya (Andrews vd. 2016)



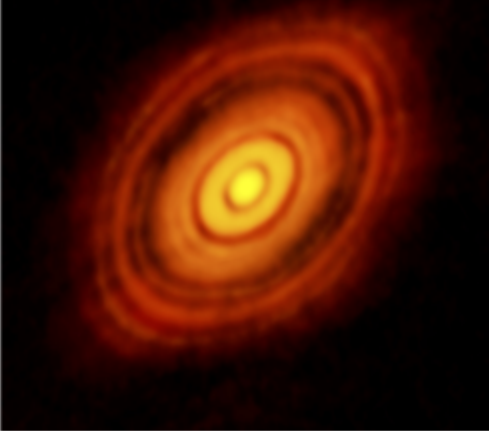
V883 Ori (Cieza vd. 2016)



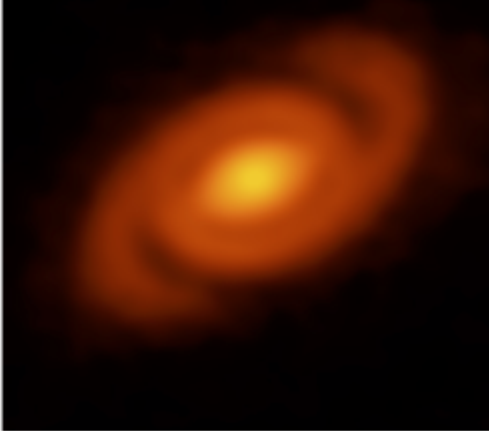
HD 163296 (Isella vd. 2016)



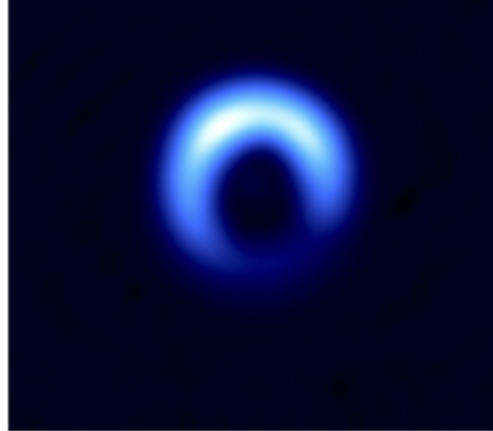
HL Tau (ALMA 2015)

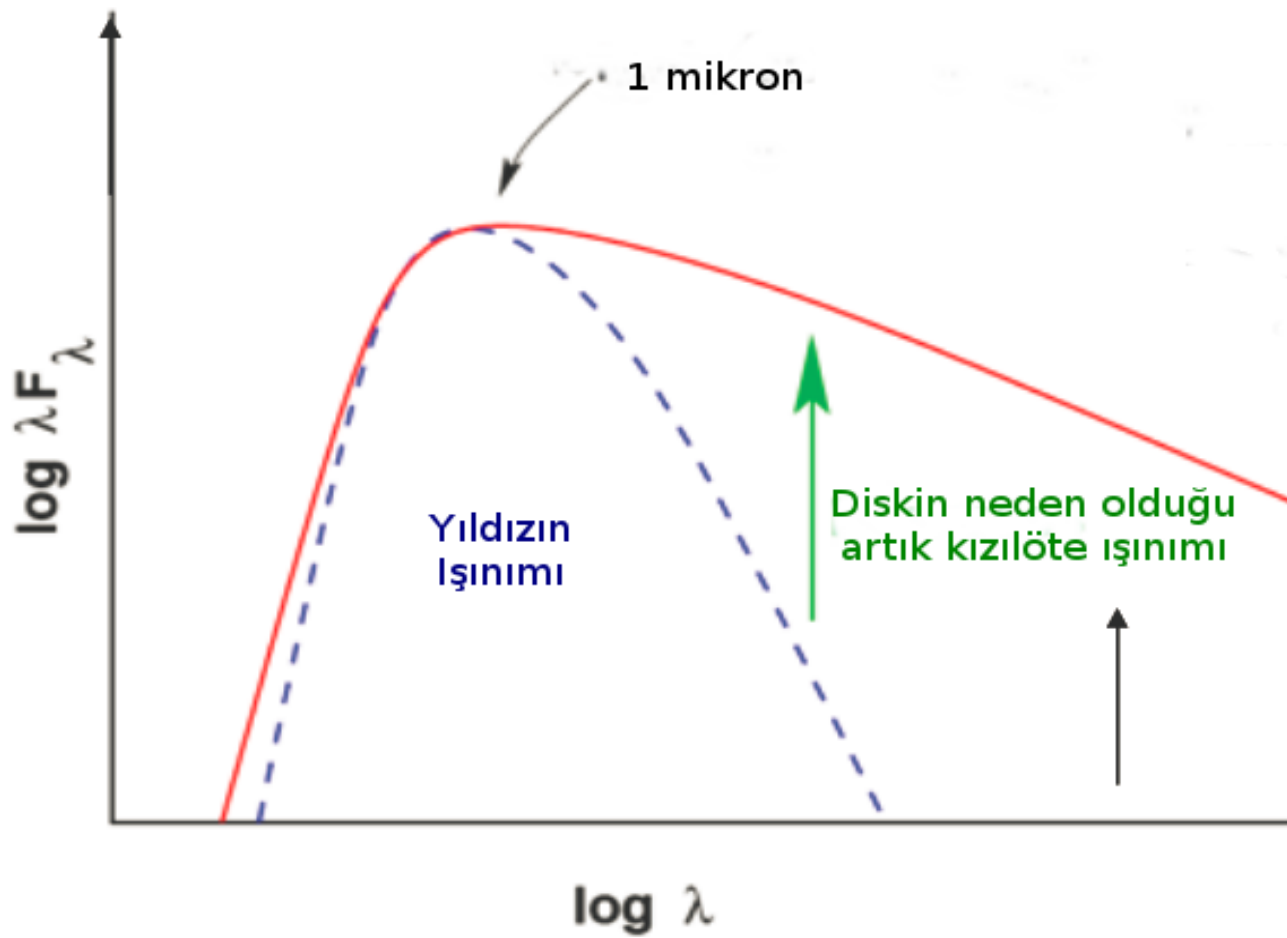


Elias 2-27 (Pérez vd. 2016)



HD 142527 (Kataoka vd. 2016)

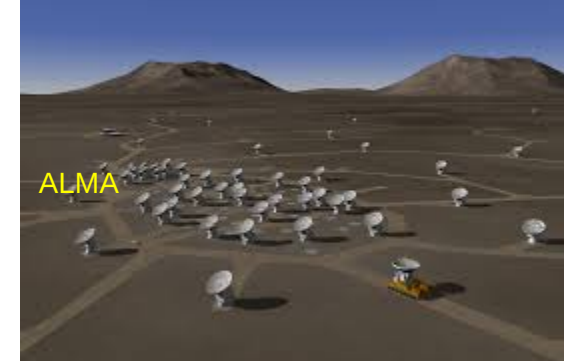




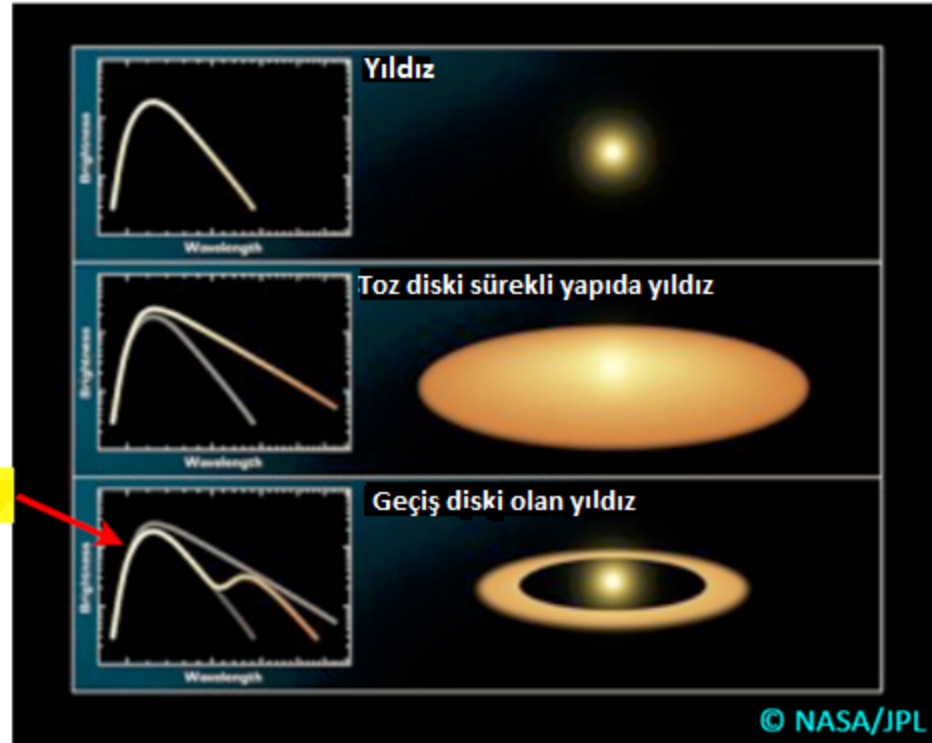
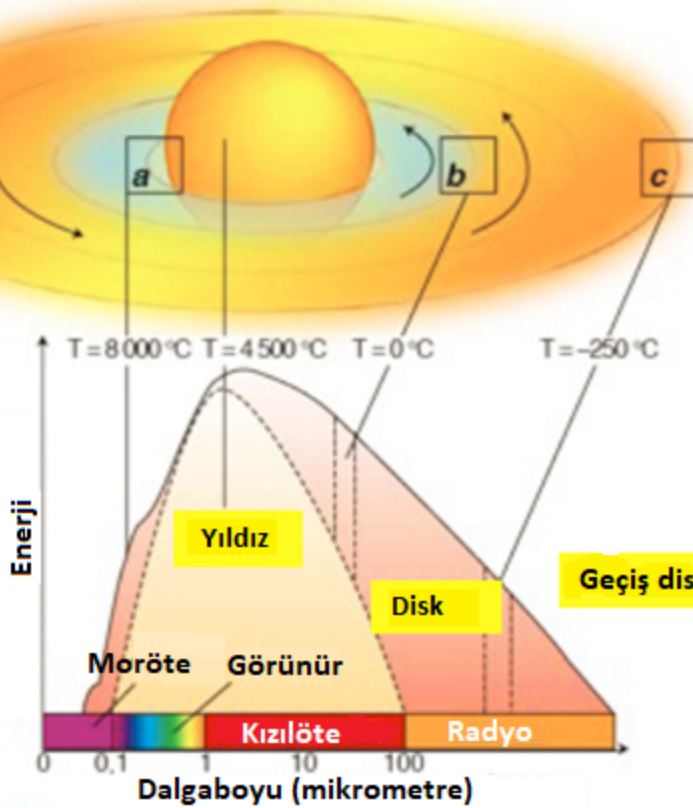
- ✓ Bir öngezegen diskinde sahip yıldızın Tayfsal Enerji Dağılımı (Spectral Energy Distribution, SED) 'nı gözlerseniz yıldızın ve diskin ortak enerji dağılımının elde edersiniz.
- ✓ Disk yıldıza göre daha soğuk olduğundan katkısı da uzun dalgalarda (kızılöte, IR) olacaktır.
- ✓ Bu şekilde gözlenen cismin tayfsal enerji dağılımının şekline göre etrafında bir diske sahip olup olmadığı kolaylıkla anlaşılabilir. IRAS (Infrared Astronomical Satellite) uydu teleskobunu (1983) kullanan bilim insanlarının yaptığı da budur.

Öngezegen Disklerinin Gözlemleri

- ✓ Diskin sıcaklığı yıldızın yakınından dışına doğru ciddi miktarda değişim gösterir.
- ✓ Bu değişim nedeniyle diskin ışınımı geniş bir dalgaboyu aralığını kapsar. İç kısmı kısa dalgaboylarında ışınım yaparken, dışta kalan soğuk kısmı daha uzun dalgaboyunda ışıtır.
- ✓ Bu nedenle öngezegen disklerinin gözlemlenmesi için geniş bir dalgaboyu aralığını kapsamak üzere yerden ve uzaydan gözlem yapan farklı teleskoplar kullanılır.
- ✓ IRAS (kızılöte), mm interferometrik teleskopları, yakın kızılöte adaptif optik görüntüleri (VLT), Hubble Uzay Teleskobu (HST), Yakın ve Orta Kızılöte (NIR ve MIR) uzay teleskopları (Spitzer ve Herschel)

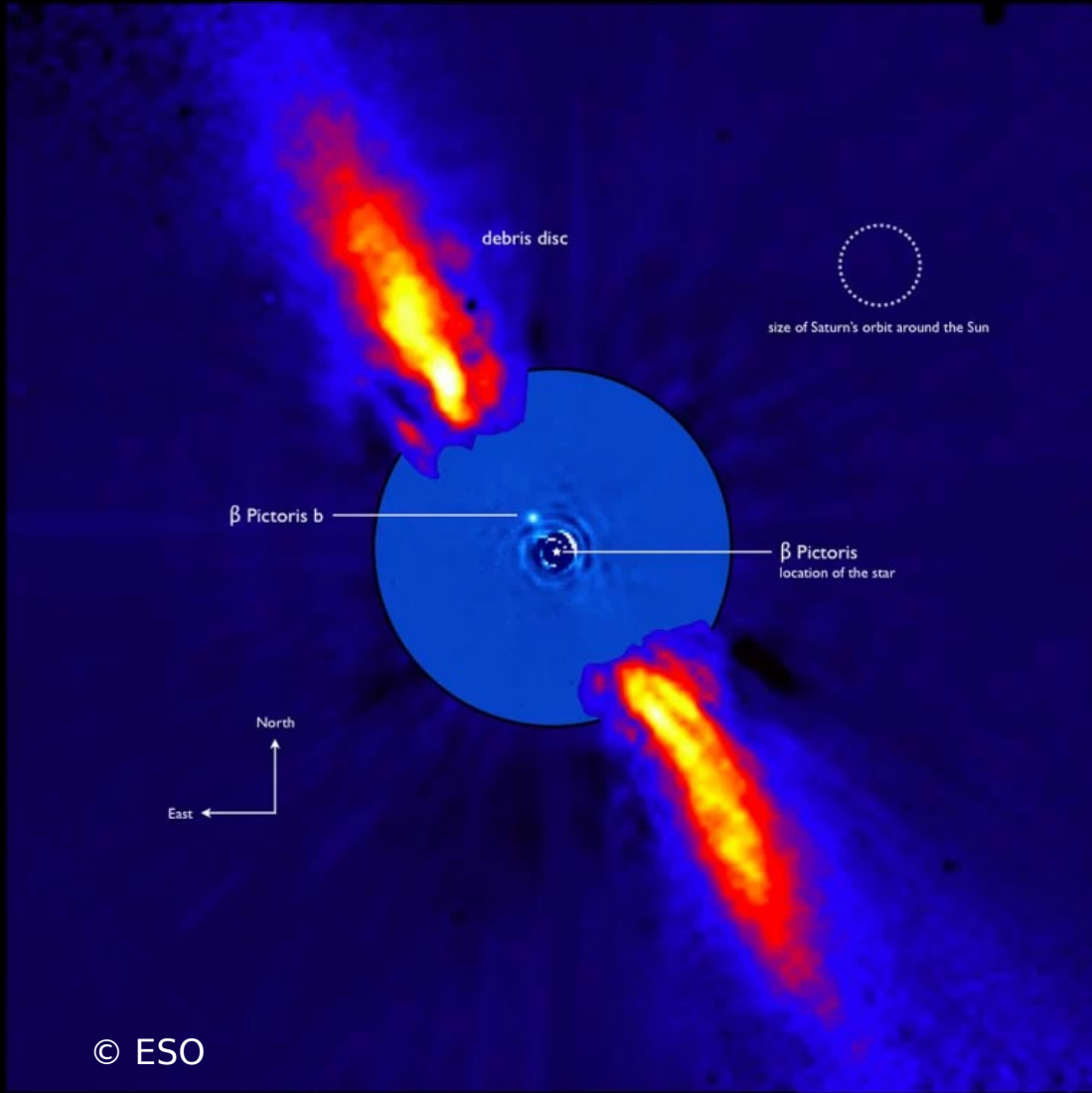


Tayfsal Enerji Dağılımı (SED)



uzak kızılöte (mid & far infrared, MIR) mikrodalga ve radyo bölge gözlemleri içten dışa doğru diskteki gaz ve toz hakkında bilgi verir.

✓ Böylece eğer kızılötedeki ışınım almayı beklediğiniz bir bölgeden ışınım alamıyorsanız diskin evrimleştiği ve yıldızın kuvvetli ışınım basıncı ile o bölgeyi boşalttığı sonucunu çıkarabilirsiniz (geçiş disk ing. transitional disk).

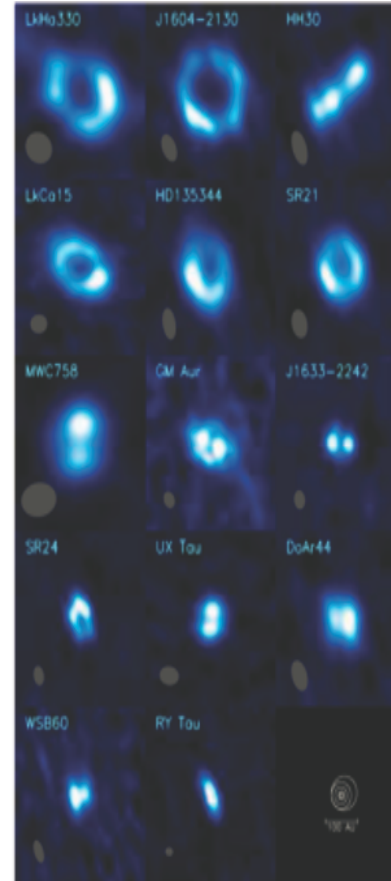
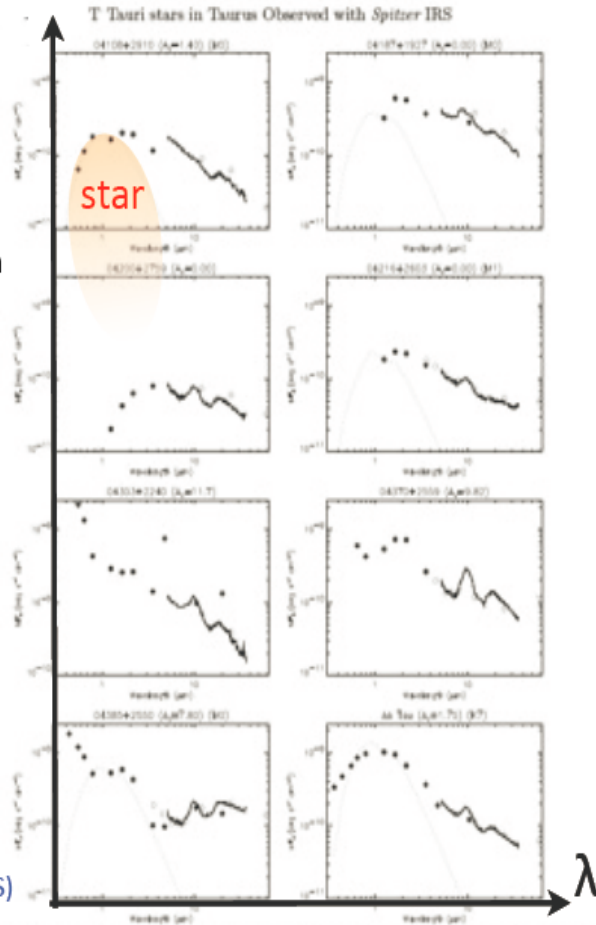


β Pictoris sisteminin kompozit görüntüsü. En dışta sarı-kırmızı renklere gördüğünüz ESO 3.6 m teleskobuna bağlı ADONIS ile gözlenen diskten yansıyan ışık, VLT'ye bağlı NACO ile 3.6μ 'da gözlenen iç bölgede ise sisteme bağlı, yıldızından 1000 kat sönük gezegen görünüyor. Yıldız görüntüden görüntü işleme sırasında çıkarılmış durumda ve sağ üstte Satürn'ün Güneş etrafındaki yörüngesi de ölçek olarak verilmiş.

Taurus'taki bazı
T Tauri Yıldızlarının
Spitzer gözlemleri
IRS (5 - 36 μm)

Kızılöte Artığı

(Furlan et al. 2006, ApJS)



Ortasında boşluk
olan disklerin
milimetre altı
gözlemleri

SMA ve CARMA
İnterferometreleri

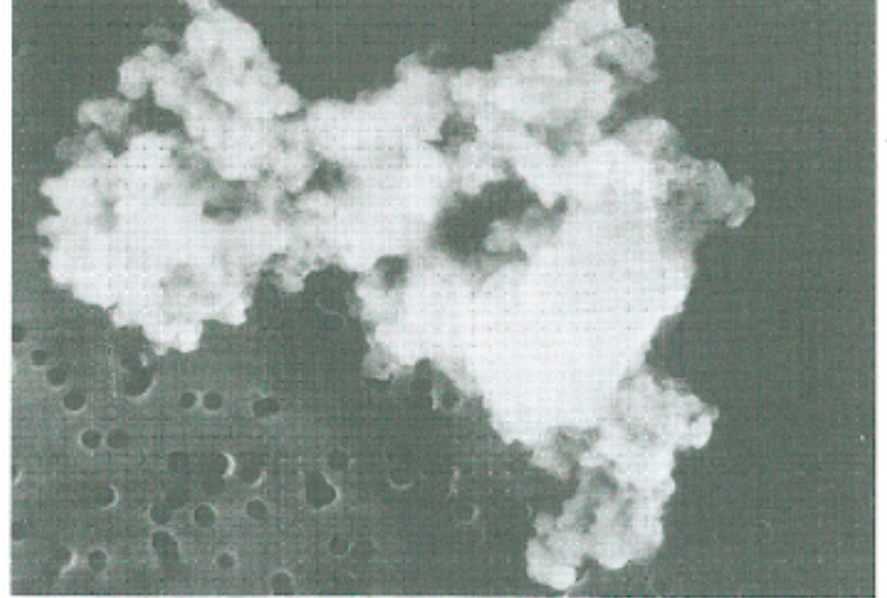
Görüntüleme

William & Cieza (2011, ArA&A)

Disk Kompozisyonu:

Toz

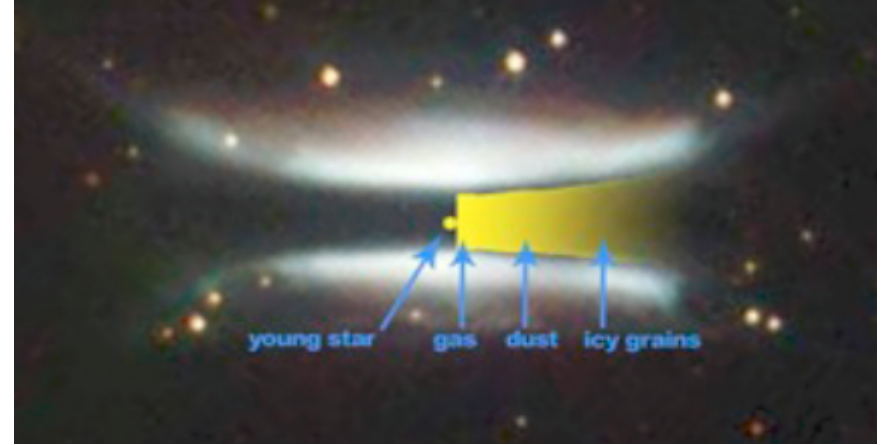
- ✓ Donukluğun (opasite) ana kaynağı tozdur.
- ✓ Gezegenlerin oluştuğu ham madde kaynağının önemli bir bölümü tozdur.
- ✓ Temelde silikatlar, grafit ve buz parçaları tozu oluşturur.
- ✓ Toz parçacıklarının cm büyüklüğüne ulaşabildiğine dair gözlemsel kanıtlar: tozun IR ışınımı (yüzeyde μm boyutunda parçacıklar), SED'in milimetre altı bölgedeki eğimi (dış bölgelerde mm-cm boyutunda parçacıklar) !
- ✓ Kütlenin sadece %1'idir!



Disk Kompozisyonu:

Gaz

- ✓ Toplam kütlenin %99'unu teşkil eder (%80 H, %20 He)
- ✓ Disk soğuk olduğu için gazın yapısı molekülerdir. Ancak H_2 'yi tespit etmek oldukça güçtür.
- ✓ Diskteki CO'yu (kütlece $< \%1$) tespit etmek mümkündür. Çünkü dönme kaynaklı (rotasyonel) geçişleri milimetre altında gözlenebilir!
- ✓ Ancak bu gözlemlerle ölçülen CO miktarı gerçektekinin ancak 1/100'i kadardır. Kalan CO biraz daha dışarıda tozun içerisinde donmuş haldedir ($T < 20$ K).



İçten dışa: genç yıldız, gaz, toz ve buz parçacıkları

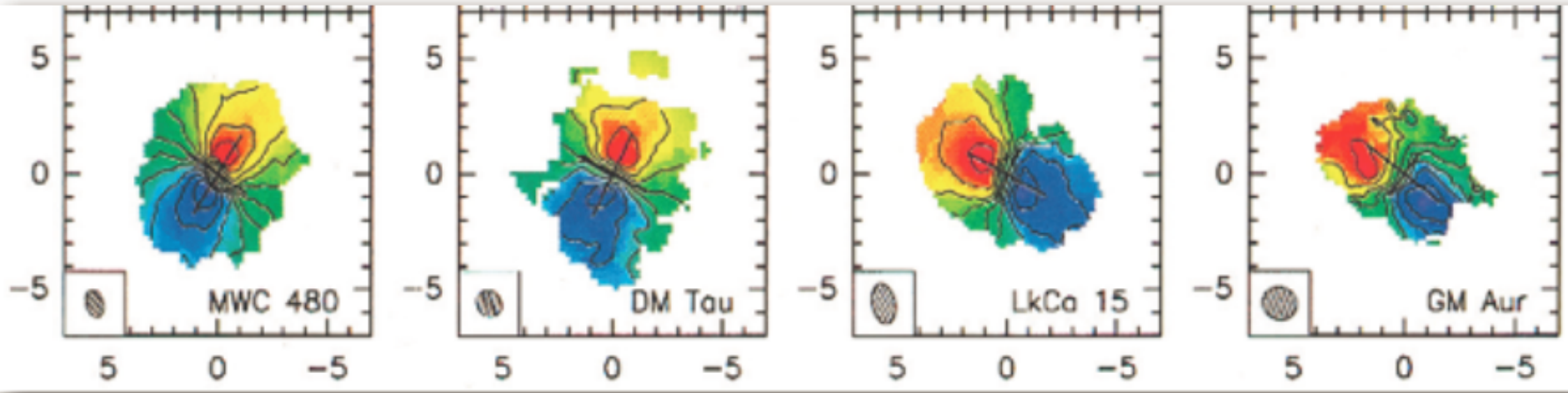
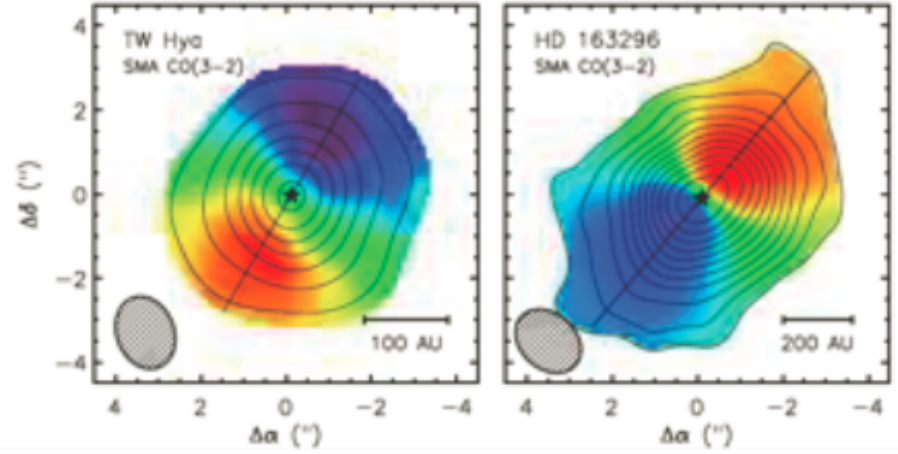
Gaz, büyük ölçüde molekül formunda ve diskin yıldızın yakın sıcak bölgelerinde bulunur!

Disk Kinematığı

CO çizgilerinin Doppler kaymalarından ölçülen hızlar,

1. Disklerin Kepler yasalarına uygun bir şekilde döndüğünü göstermekte,
2. Bu durum, merkezdeki yıldızın kütlesini tahmin etmemizi sağlamaktadır.

(Williams & Cieza 2011, ARA&A)

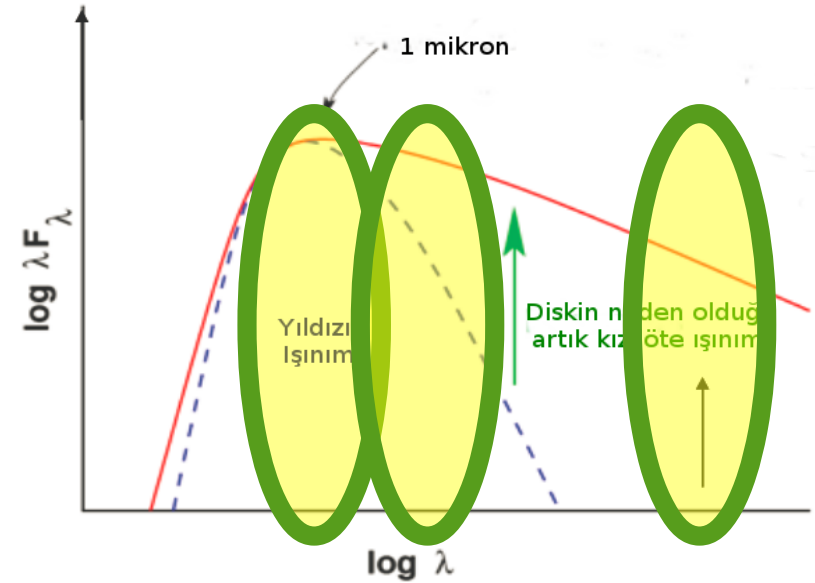


Genç yıldızların etrafındaki gazın Doppler kayması ölçümleri. Kırmızı gözlemciden uzaklaşan, mavi yaklaşan gazı göstermektedir.

Yıldızların Ne Kadarında Disk Gözleniyor?

✓ J, H, K, L ve M bantlarında (1-5 μm) IR artığı → **IRAS, Spitzer ve Yer tabanlı gözlemler.**

✓ Tabii yıldızın da burada ışınımı olduğu için yıldızın katkısı ve yıldızlararası ortamdan gelen kızarmayı da gözlemlerden çıkarmak gerek!

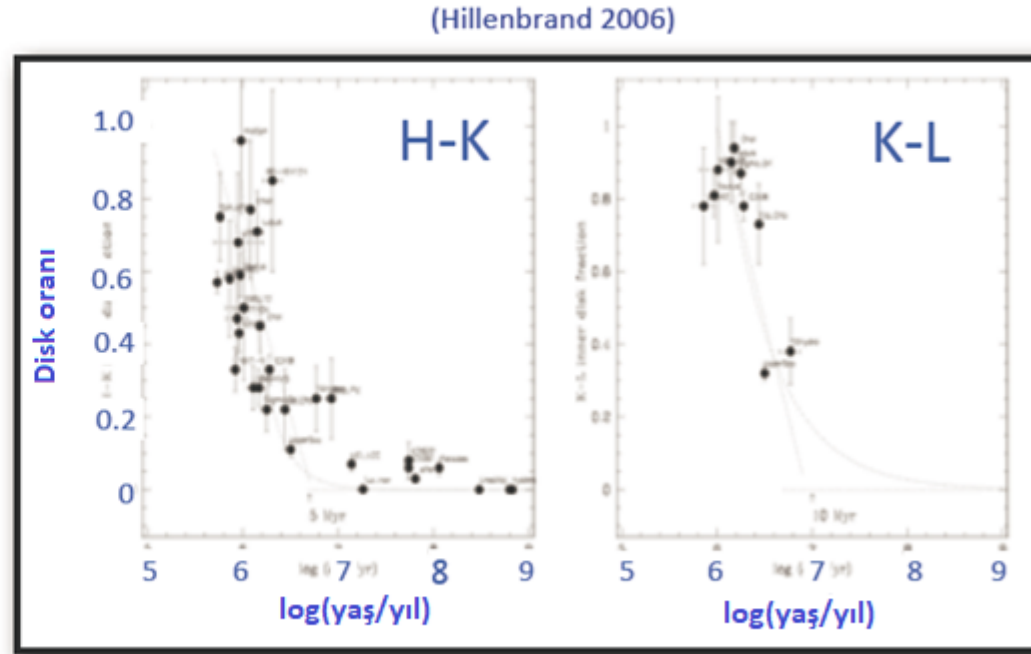
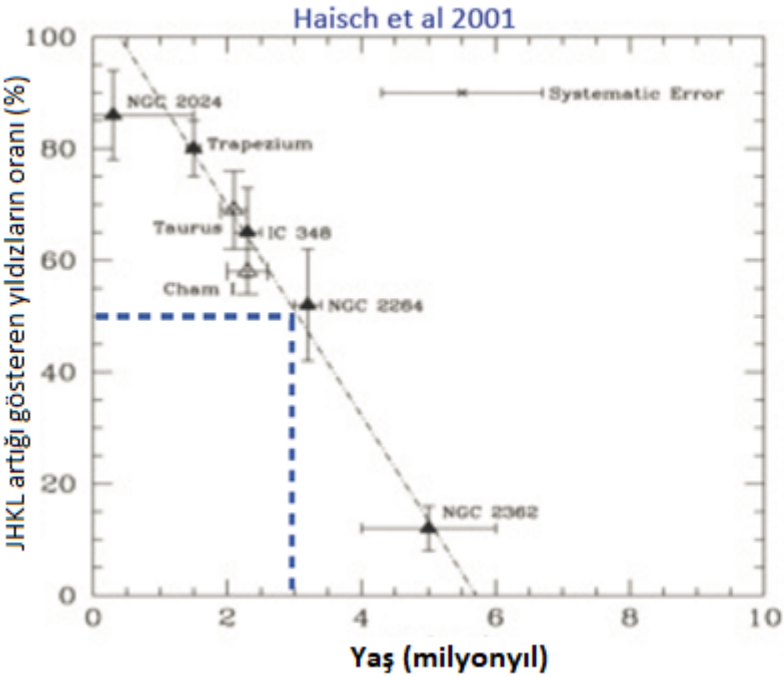


✓ Kırmızı ötenin orta bölgesinde (mid-IR) yapılan gözlemlerde yıldızdan daha uzak bir bölge (0.1 - 20 AB) çalışılır → **Spitzer ve Herschel**

✓ mm - altı sürekliliği (submm continuum) gözlemleri ise yıldızdan 50 - 100 AB uzakta bir bölgeyi çalışmanızı sağlar → **mm-altı ve radyo gözlemleri (yer tabanlı gözlemler, ALMA)**

Disk'in Yaşam Süresi

- ✓ Diskli yıldızların tüm yıldızlara oranını ve yaşam sürelerini saptamak için yıldız kümeleriyle çalışılır. Zira kümenin yaşı saptandıktan sonra, tüm yıldızların aşağı-yukarı aynı anda olduğu (aynı yaşta oldukları) varsayılabilir.
- ✓ Böyle iki çalışma ilk 10 milyon yılın sonunda diskli yıldızların tüm yıldızlara oranının %80'den %10'a düştüğünü gösteriyor.



Çeşitli yıldız kümeleri için (her bir nokta bir yıldız kümesidir) yaşa (log(age)) karşılık, JHKL artığı gösteren yıldızların yüzdesi

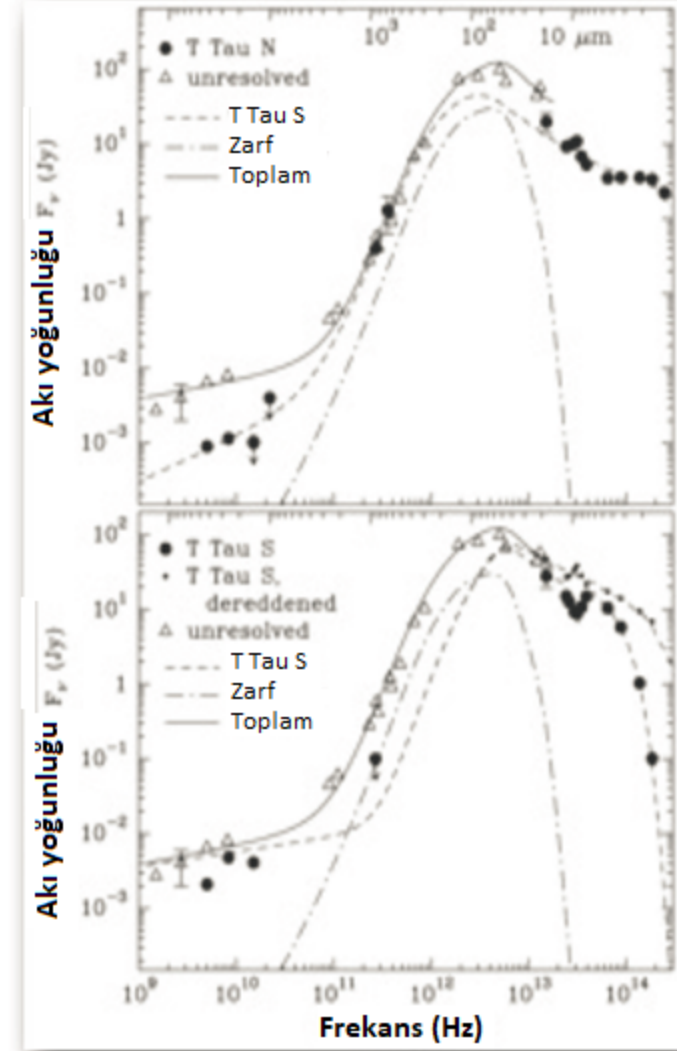
Çeşitli yıldız kümeleri için yaşa (log(age)) karşılık, diskli yıldız yüzdesi

Disk Yapısı

Disk'in yapısını çalışmak için öncelikle olası tüm yer ve uzay tabanlı teleskopları kullanarak mümkün olan en geniş dalgaboyu aralığında (yandaki şekilde frekans!) akı (flux) ölçümleri yapmak gerek.

Yandaki grafiğin elde edilebilmesi için;

- ✓ Yer tabanlı optik ve kızılötesi teleskoplar (kızarmadan arındırılmış veri)
- ✓ Kızılöte uzay teleskopları (IRAS, ISO, Spitzer, Herschel)
- ✓ Milimetre altı teleskopları
- ✓ Radyo teleskoplardan gelen gözlemsel veriler kullanılmıştır.

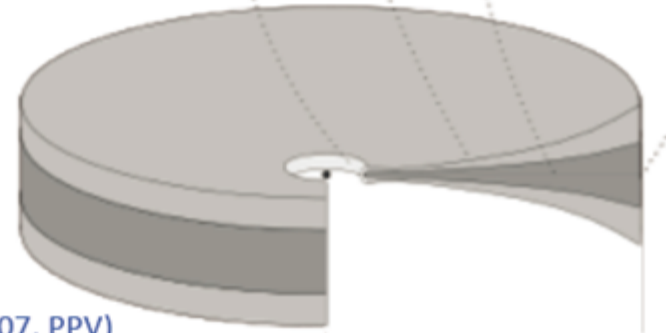
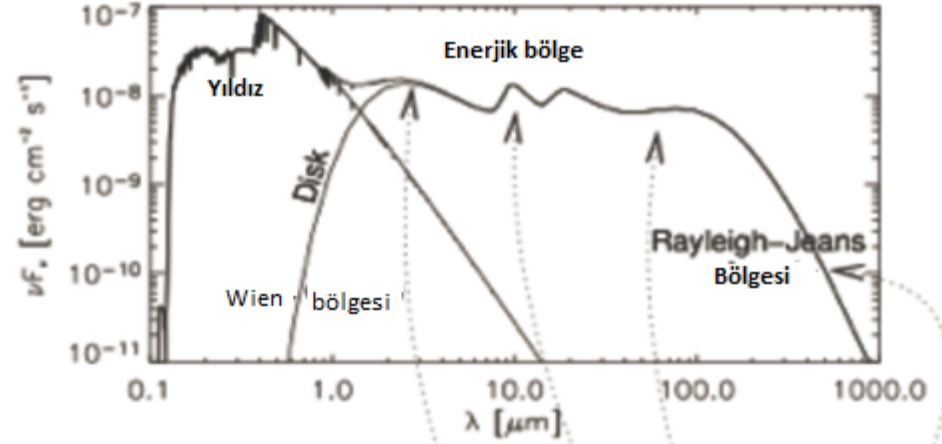
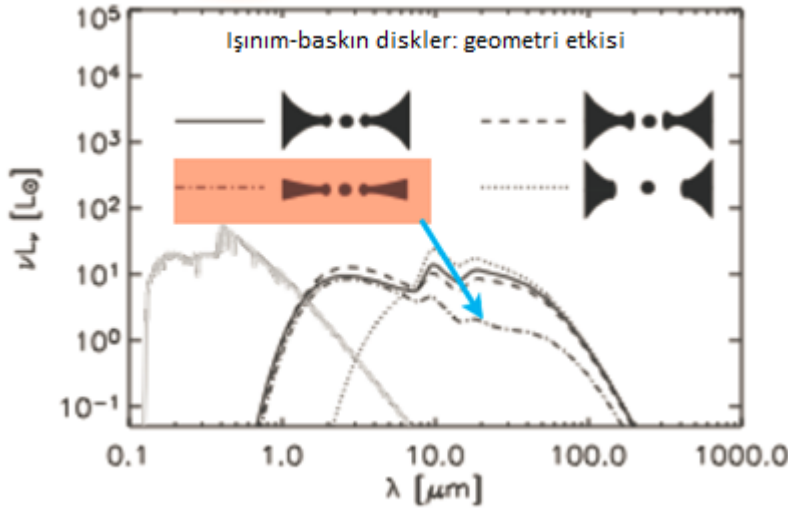


(Hogerheijde et al. 1997,APJ)

Disk Yapısı

Daha sonra diskin 3D (3 boyutlu) tam bir modelini çıkarmak mümkün oluyor.

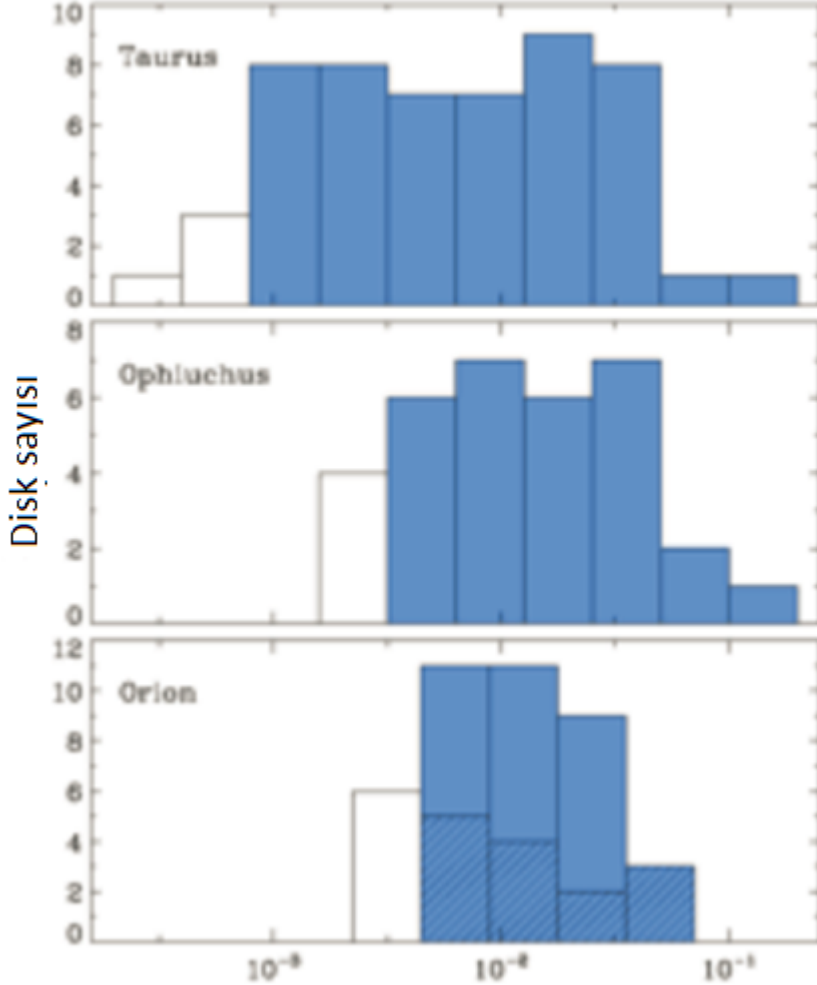
Aşağıdaki şekilde farklı geometrilerle elde edilen modellerin ne kadar farklı olduğunu görüyorsunuz. Hangi model gözlemleri desteklediğine bakıp, diski yapısını böylece belirleyebiliyorsunuz.



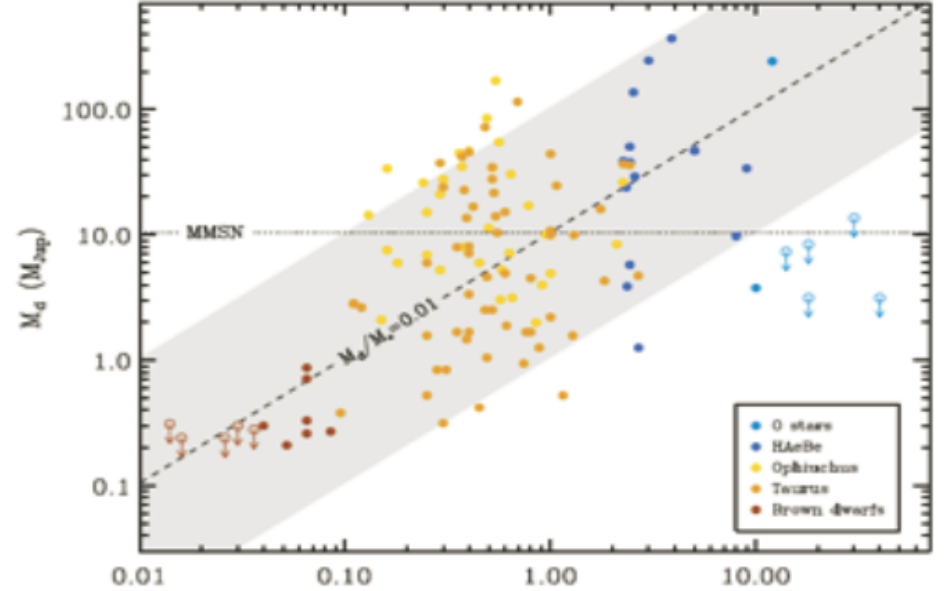
(Dullemond et al. 2007, PPV)

Disk Kütlesi

↓0.01M_☉



(Williams & Cieza 2011, ARA&A)

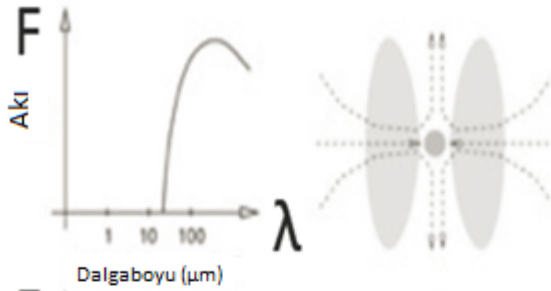


Merkezi yıldızın kütlesi (M_{*}) - Disk kütlesi (M_d) grafiği

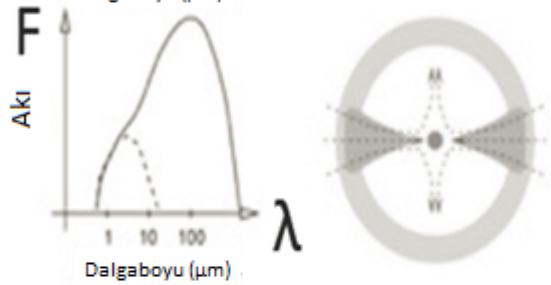
Açık ki merkezi cismin kütlesi ile disk kütlesi arasındaki ilişki kahverengi cüceler için disk içinde oluşmalarından dolayı en kuvvetliken, O tayf türünden yıldızlar için kuvvetli ışınım basınçları ve rüzgarlarıyla diski çabuk dağıttıklarından en zayıftır.

3 farklı yıldız oluşum bölgesi için
100 M_{disk} kütle cinsinden kütle dağılım histogramı
Kütle aralığı 0.001 – 0.3 M_{güneş}

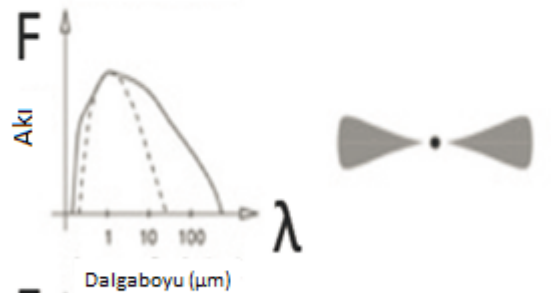
Disk Kütlesinin Evrimi



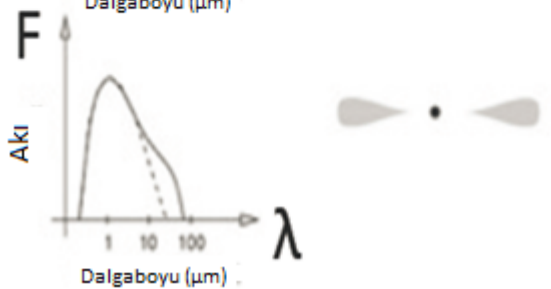
Sınıf-0



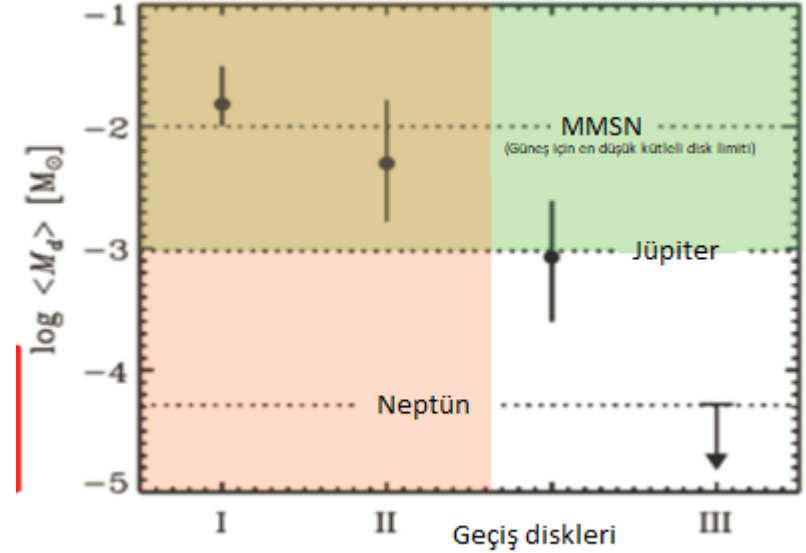
Sınıf-I



Sınıf-II



Sınıf-III

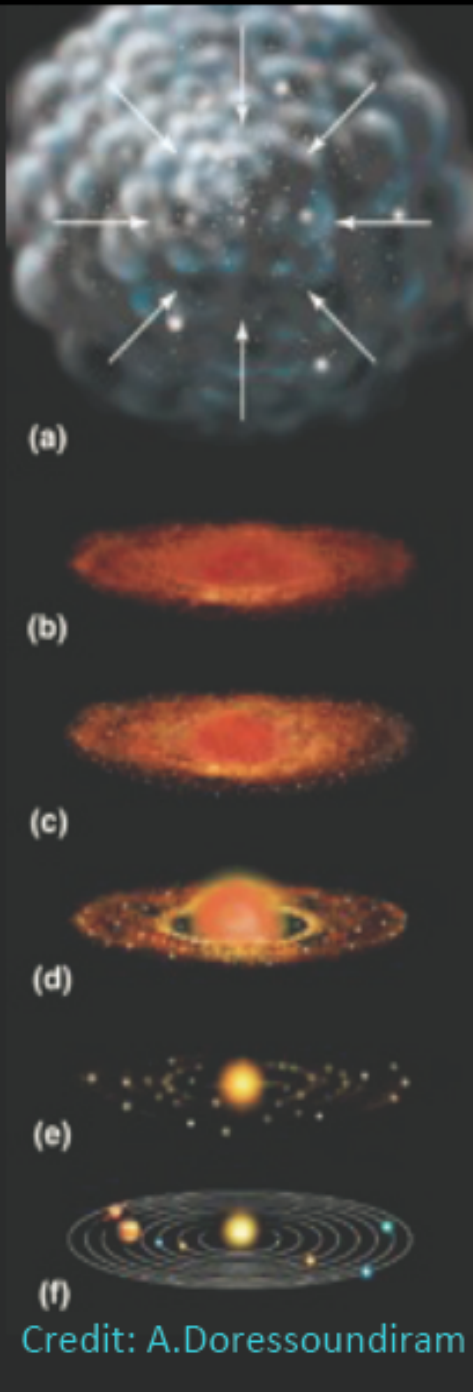


(Williams & Cieza 2011, ARA&A)

Jüpiter kütlesinde bir gezegen ancak disk yeterince kütleye sahipken (içi boşaltılıp bir geçiş diskine (transition disk) dönüşmeden önce) oluşabilir. Burada şu soru akla gelebilir: Acaba diskin içini boşaltan burada oluşmuş olan bir gezegen olabilir mi? Diskin iç bölgesinin boşalması için geçen süre ile gaz gezegenlerin oluşum zaman ölçeklerinin benzer olması bu düşüncüyü destekler.

3. Gezegen Oluşumu





Başlangıç Koşulları:

Yıldız oluşum bölgesi ve öngezegen diskleri tarafından belirlenir.

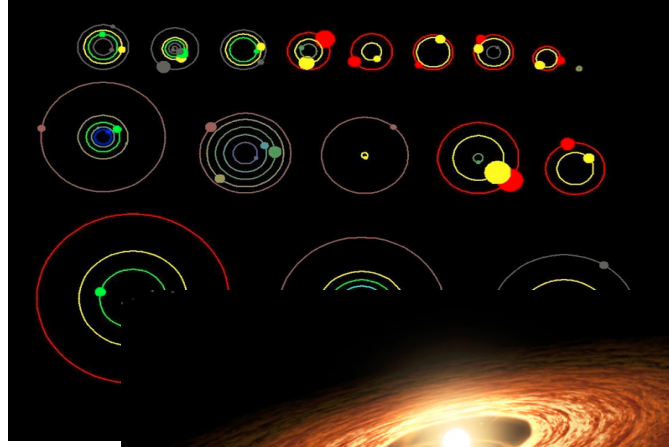
Gezegen Oluşumu
(+ evrimi)

Modeller için
sınır koşulları
belirleyen
gözlemler

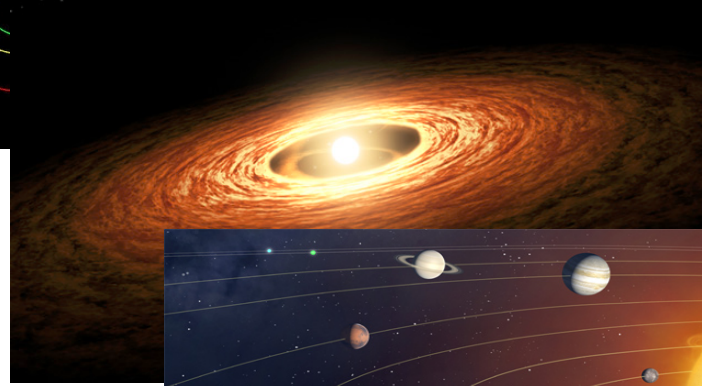
Sonuçta gözlenen yapılar:
İstatistiksel dağılım,
yörünge elemanları, barınak
yıldızın özellikleri

İyi bir oluşum senaryosu aşağıdaki sistemlerde gözlediğimiz olguları açıklayabilmelidir.

Ötegezegen Sistemleri



Öngezegen Diskleri



Güneş Sistemi



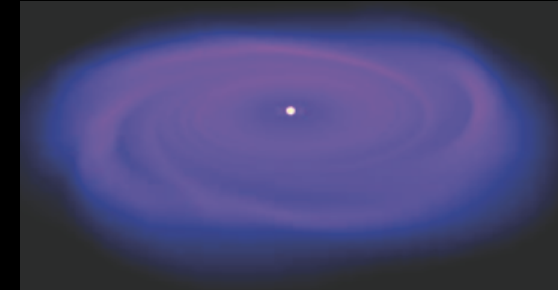
Gezegenler öngezegen disklerinde toz ve gazdan oluşurlar!

Safronov 69, Pollack vd. 96



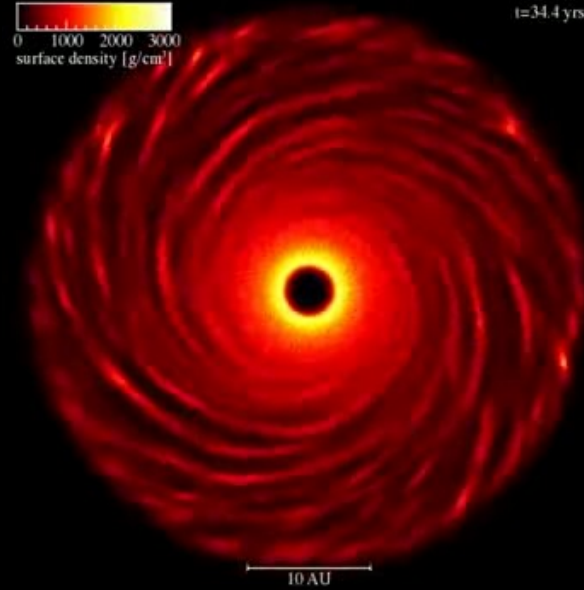
Merkezi
Yığılma
Senaryosu

Disk
Kararsızlığı
Senaryosu



L. Meyer, T. Quinn

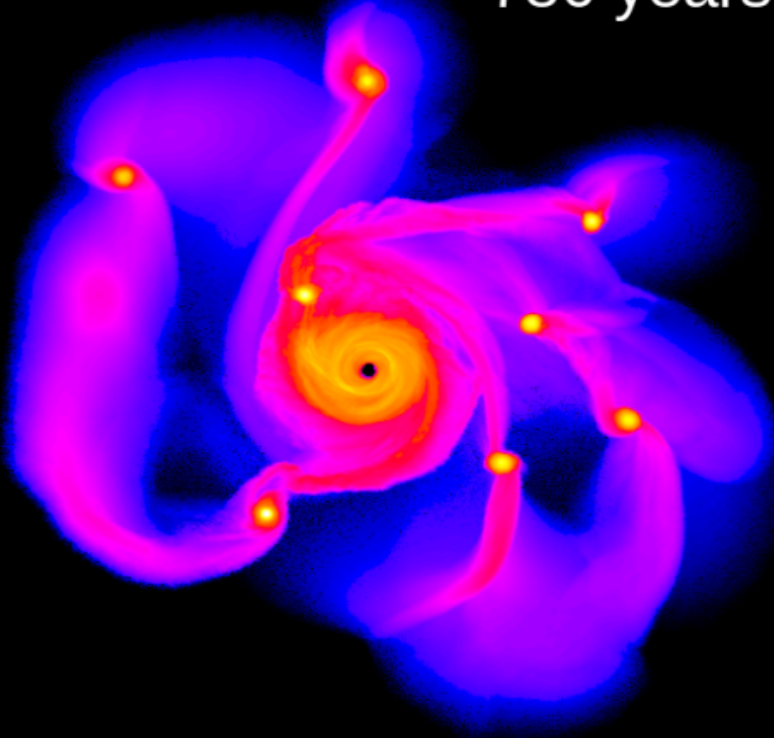
Disk Kararsızlığı Senaryosu



Disk kararsızlığı senaryosuna göre bir disk yeterince büyük kütleye sahipse kütleçekimsel olarak kararsız hale gelir. Kararsız bu öngezegen diskindeki gaz, spiral kollar ve bu kollarda topaklanmalar oluşturacak şekilde çökebilir. Bu topaklanmalar daha sonra yoğun bir çekirdek oluşturacak şekilde yerel olarak sıkışabilir. Bu parçalar daha sonra dev gaz gezegenler oluşturacak şekilde hızla (birkaç yüz senede!) çökerler. Gezegenler ilk oluştuklarında en az $2 M_{\text{jüp}}$ kütleye sahip olurlar.

Disk Kararsızlığı Senaryosu

780 years



1942 years

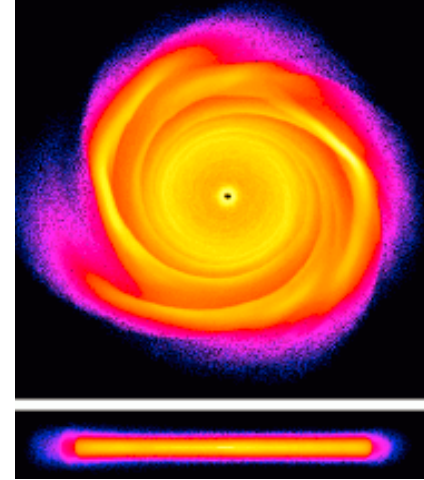
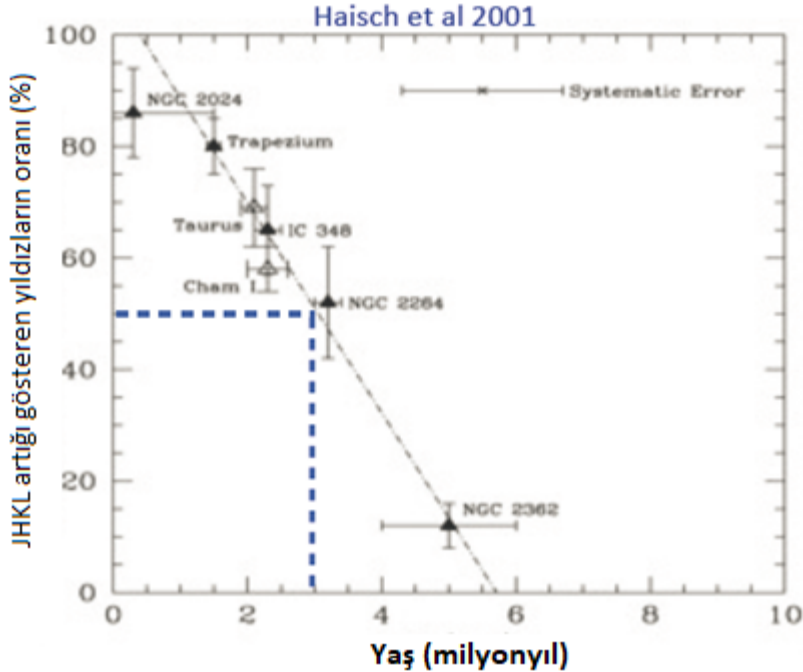


Disk kararsızlığı senaryosu temelinde oluşturulan bilgisayar simülasyonları, yaklaşık 10^4 sene gibi bir zaman ölçeğinde dev gaz gezegenler oluşturmak üzere diskteki materyalin spiral kollar ve bu kolları (ön)gezegenimsiler oluşturacak şekilde çökmesini öngörmektedir. Yukarıda L. Mayer & T. Quinn tarafından hazırlanan bir simülasyonun öngezegen diskinin oluşumundan 780 yıl (solda) ve 1942 yıl (sağda) iki anı görülmektedir.

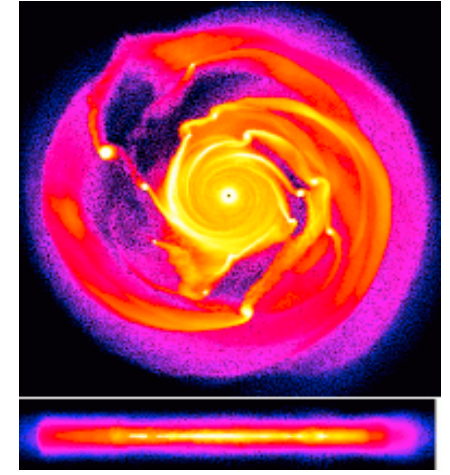
Disk Kararsızlığı Modeli

Motivasyon: Diskin hızla (2-3 milyon yıl) kaybolması ve gezegenlerin hızlı oluşumu!

Senaryonun **avantajı** diskte kararsızlığın çok çabuk oluşabilmesi bu nedenle gezegen oluşum zaman ölçeğini (2-3 milyon) daha iyi açıklayabilmesi, **dezavantajı** ise kararsızlığın oluşabildiği koşulların oldukça özel (**düşük sıcaklıklı ve büyük kütleli disk yapısı**) oluşudur.



T = 160 yıl



T = 350 yıl

Disk Kararsızlığı Senaryosu

Disk kararsızlığı senaryosunun en önemli zayıflığı gerçekleşmesi için özel koşullara ihtiyaç duyulmasıdır. Öngezen diskinin kütleçekimsel olarak kararsız hale gelebilmesi için **Toomre Kriteri** (Toomre, 1964) 'ni sağlaması gerekir.

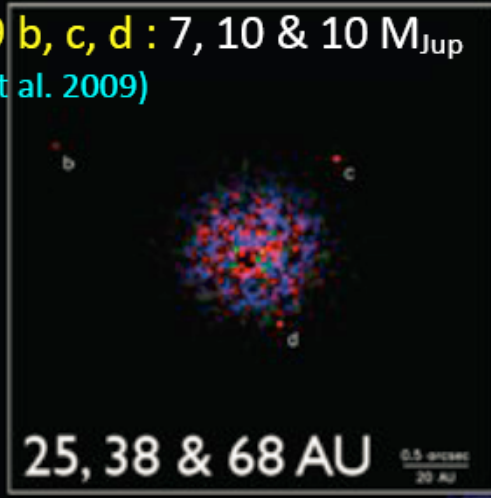
$$Q = \frac{c_s \Omega_k}{G \pi \Sigma}$$

Burada c_s , ses hızını; G , evrensel çekim sabitini gösterirken; Ω_k , gazın hangi hızda döndüğünü belirleyen yörünge frekansı [rad / s], Σ ise yüzey basıncıdır. $Q < 1$ olması durumunda disk kütleçekimsel olarak kararsız hale gelir. Buna karşın spiral kol oluşumunun $Q < 1.7$ (Durisen vd. 2007), eş-sıcaklıklı disklerde ufalanma süreçlerinin $Q < 1.4$ (Nelson vd. 1998) gerçekleştiği gösterilmiştir. Bu aradaki farkların (eşik değerler üzerindeki esnekliğin), kriterin sonsuz ince ve dönme eksenine göre simetrik diskler için geliştirilirken, gerçek öngezen disklerin bu yapıda olmamasından kaynaklanmaktadır. Diskin başlangıçta kararsız olup olmadığı, ne zaman kararsız hale geldiği ve herhangi bir zamanda gözlenen gezegenlerin disk kararsızlığı senaryosuyla oluşup oluşmadığını belirlemek ise çok güçtür.

Disk kararsızlığı senaryosunda dikkate alınması gereken bir diğer önemli koşul diskin **soğuma zaman ölçeği** ($\tau_{\text{soğuma}}$) ile ilişkilidir ($\beta = \tau_{\text{soğuma}} \Omega_k$). Gazın hızla soğuyup büzülmesi gerekir ki disk basıncı onu dağıtmasın. Herhangi bir disk yarıçapı için bu ölçeğin ne düzeyde olması gerektiği literatürde çok tartışılan bir konu olmakla (birkaç yörünge döneminden, 20-50 yörünge dönemine kadar) birlikte hızla soğuma ancak diskin uzak bölgelerinde (> 30 AU) gerçekleşebileceği için diskin başlangıç koşulu olarak kütleli olmasının yanı sıra soğuk da olması gerekir ki bu durum, disk kararsızlığı senaryosunun ancak özel koşullarda gerçekleşebileceği anlamına gelir.

A5 V

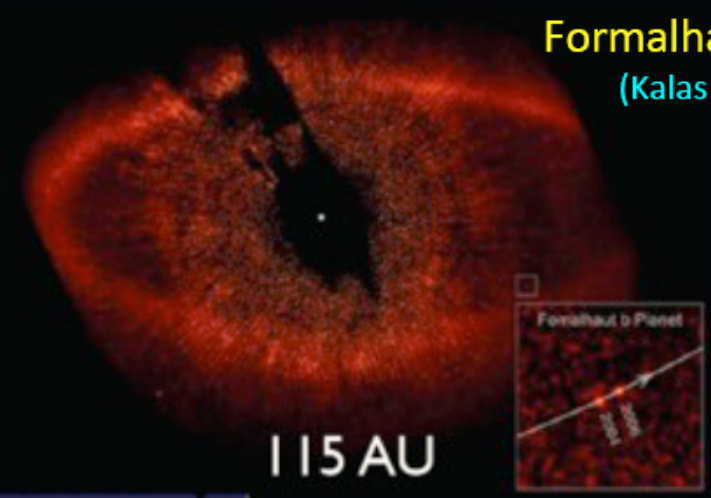
HR8799 b, c, d : 7, 10 & 10 M_{Jup}
(Marois et al. 2009)



25, 38 & 68 AU

0.5 arcsec
20 AU

Formalhaut b : 3 M_{Jup}
(Kalas et al. 2009)



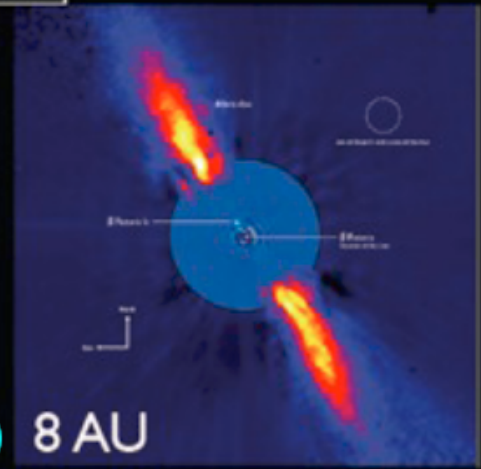
115 AU



A4 V

A6 V

Beta Pic b : 8 M_{Jup}
(Lagrange et al. 2009, 2010)



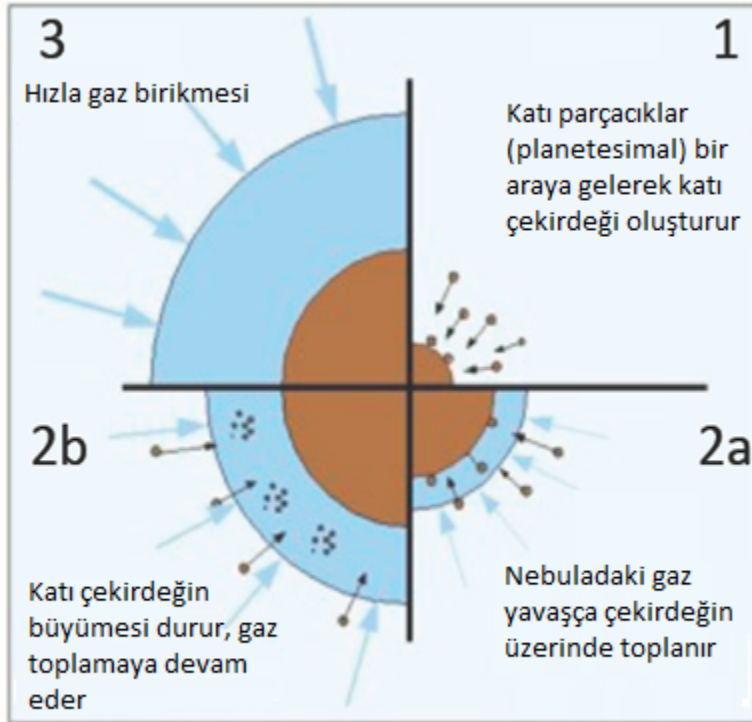
8 AU

Disk Karasızlığıyla Oluşmuş Olabilecek **Büyük Kütleli** ve **Yıldızından Uzak**
(sıcaklığın düşük olduğu diskin dış bölgelerindeki) Gezegenlere Örnekler

Merkezi Yığılma Senaryosu

Soharov 1969, Pollack vd. 1996

Özellikle diskin dış bölgelerinde önce gezegen merkezinin oluşup sonra üstüne materyal



(Courtesy of W. Benz, Y. Alibert)

Merkezi Yığılma Senaryosunun 3 Aşaması

1. Gezegen oluşturacak kıta parçacıklar (planetesimal) çevre bölgeden biriktirilir.
2. Kıta ve gazların yavaş yavaş oluşan merkezin üstüne doğru yığılması ile biriktirilen gaz kütlesi arttıkça öngezegeni besleyen bölge genişler. Hill yarıçapı

$$r_{Hill} = \frac{m_p^{1/3}}{3 M_{Güneş}} a$$

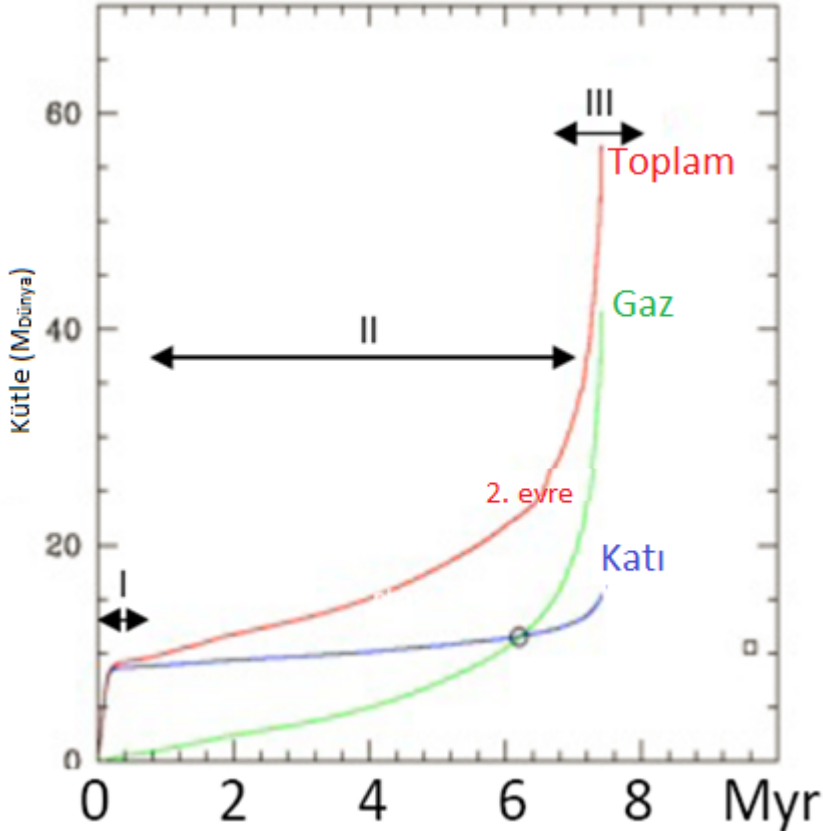
gezegeni besleyen bölgenin yarıçapı olarak tanımlandığında, gezegen kütlesi ile yıldız kütlesi oranını küp kökü ile bu bölgenin yarıçapı da büyür.

3. Biriken gazın kütlesi, çekirdeğin kütlesine ulaştığı anda ($M_{gas} = M_{çekirdek}$) denge bozulur ve hızla gaz biriktiren (runaway gas accretion) gezegen oluşur.

Merkezi Yığılma Senaryosu

Soharov 1969, Pollack vd. 1996

Aşağıda katı, gaz ve toplam kütlenin zamanla artışını görüyorsunuz. Bu artışın 3 farklı evreye karşılık gelen 3 farklı karakteristiği olduğu görülüyor.



I. Evre: Diskin öngezegeni besleyen bölgesinde topaklanmalar sonucu oluşan parçalar (planetesimal) çekirdeği oluşturur. Bu evre hızlı geçilir.

II. Evre: Çevre maddeden gaz ve katı biriktirildikçe yavaş bir şekilde kütle artar ve buna bağlı olarak Hill Yarıçapı da büyür ve gezegenin beslendiği bölge genişler.

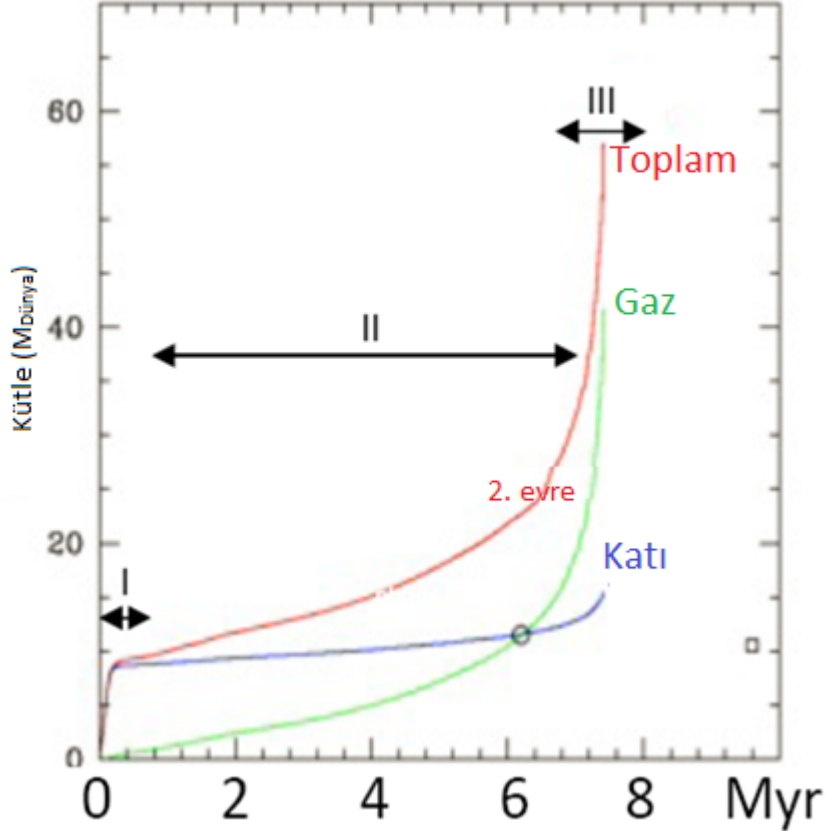
III. Evre: Çekirdek kritik kütleyle ulaştığında ($5-20 M_{\text{yer}}$) madde (gaz) biriktirme süreci çok hızlanır ve gezegenin kütlesi hızla artar.

Oluşumun zaman ölçeğini II. Evre belirler. 10 milyon yıldan daha kısa bir sürede gezegen oluşması için büyük kütleli bir molekül bulutuna ihtiyaç vardır.

Eğer disk evrimi sırasında küçülmesi ve gezegenin disk içinde hareket ederek madde biriktirmeye devam etmesi dikkate alınacak olursa bu yavaş büyüme ve büyük kütleli bulutsu ihtiyacı aşılabilir! (Alibert 2004, Benz 2007)

Merkezi Yığılma Senaryosu

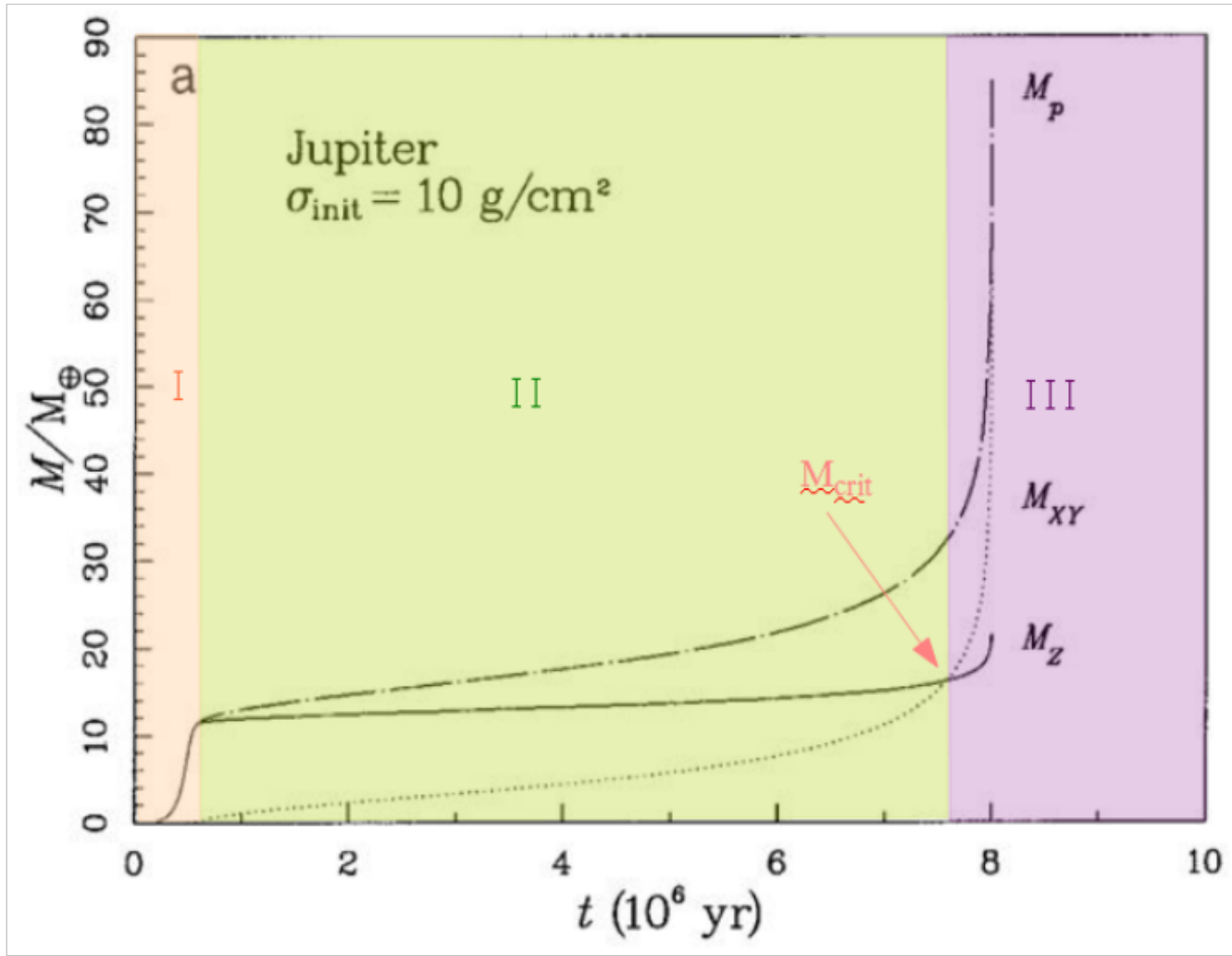
Soharov 1969, Pollack vd. 1996



III. Evre, o kadar hızlı geçilir ki gezegen ya katı bir çekirdek olarak kalır, ya da çok hızla bir gaz zarf biriktirir ve Jüpiter kütlesi boyutlarına ulaşır.

Bu ikiye dallanma, gezegen kütlelerinde iki modlu bir dağılımla karşılaşacağımızı söyler ki gözlenen de budur. Çok sayıda küçük kütleli gezegen ve az sayıda büyük kütleli ($M_{\text{gezegen}} > 20 M_{\text{yer}} - 1 M_{\text{jüp}}$) gezegen.

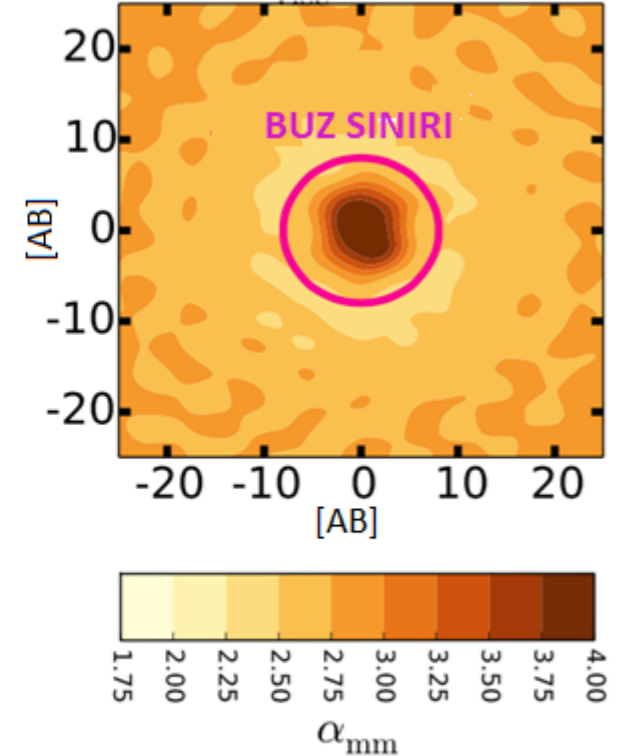
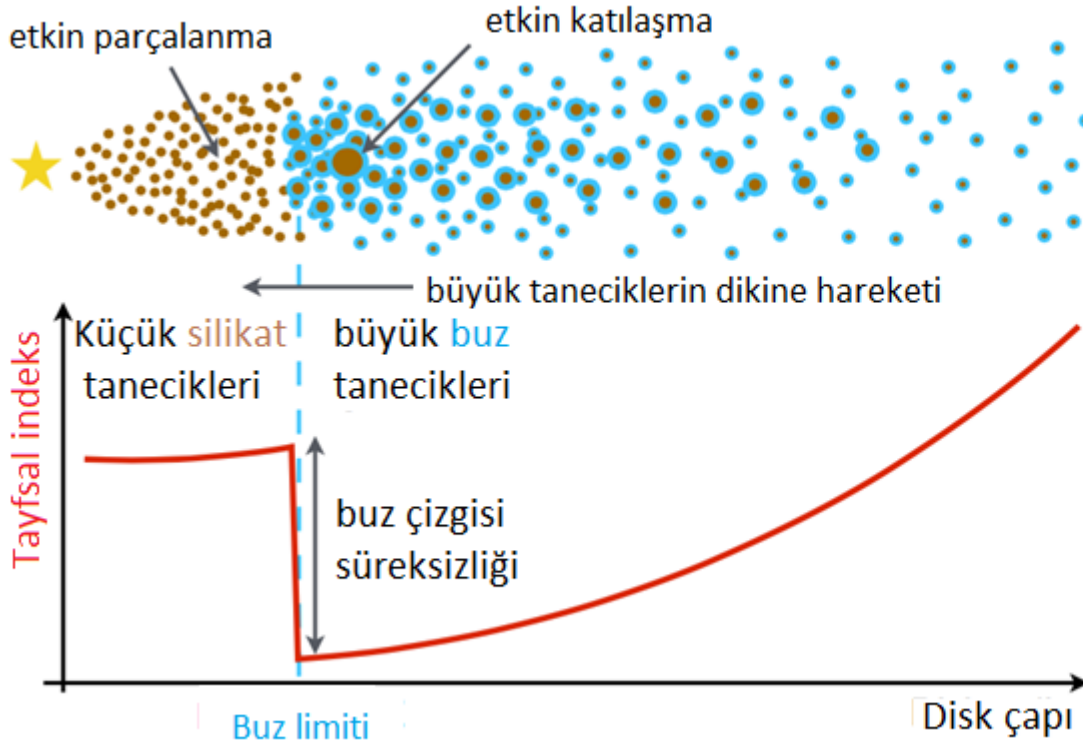
Dolayısı ile **katı gezegenler** (ing. **terrestrial planets**) çevresinden bir nedenle (küçük kütleli olmaları ya da etrafta fazlaca gaz kalmaması gibi) çok fazla gaz biriktirememiş öngezegen çekirdeklerinin soğumasıyla oluşur.



Grafiğin arkaalan renkleri soldan sağa I, II ve III. Evrelere karşılık gelmektedir. Kırmızı ok ile gösterilen kritik kütle (M_{crit}) çekirdek ile zarf kütlelerinin eşitlenip; çekirdeğin çevreden hızla gaz biriktirdiği (ing. runaway gas accretion) evrenin başlangıcına karşılık gelmektedir (Pollack vd. 1996). M_{xy} gaz kütlelerini, M_z katı kütlelerini, M_p gezegenin toplam kütlelerini göstermektedir.

Buz Çizgisi (ing. Snow Line, Frost Line, Ice Line)

Buz çizgisi, disk merkezindeki önyıldızdan (ing. protostar) su (H_2O), amonyum (NH_4), metan (CH_4), CO_2 , CO gibi moleküllerin katı parçacıklar halinde bulunabileceği limit uzaklığa verilen isimdir. Bu limitin ötesinde bu parçacıklar katı halde bulunabildiği için, az sayıda ağır metallere oluşan katı parçacıklarla (ing. planetesimal) birlikte büyük bir çekirdeğin oluşmasını ve bu çekirdeğin hızla dev gezegen oluşturacak kadar kütle toplayabilecek bir kütle çekimine ulaşmasını sağlamaları açısından önemlidir. Merkezi yığılma teorisine göre dev gaz gezegenler bu nedenle buz çizgisinin ötesinde oluşmalıdır. Ancak pek çok ötegezegen sisteminde (gözlemsel seçim etkileri nedeniyle) gözlediğimiz sıcak-Jüpiter türü gezegenlerin yıldızlarına çok yakın olduklarını biliyoruz. Bu tür gezegenlerin bugün buldukları yere **göç** (ing. migration) mekanizmalarıyla taşındıkları düşünülmektedir.



Merkezi Yığılma - Disk Kararsızlığı

Gözlemsel Kanıtlar

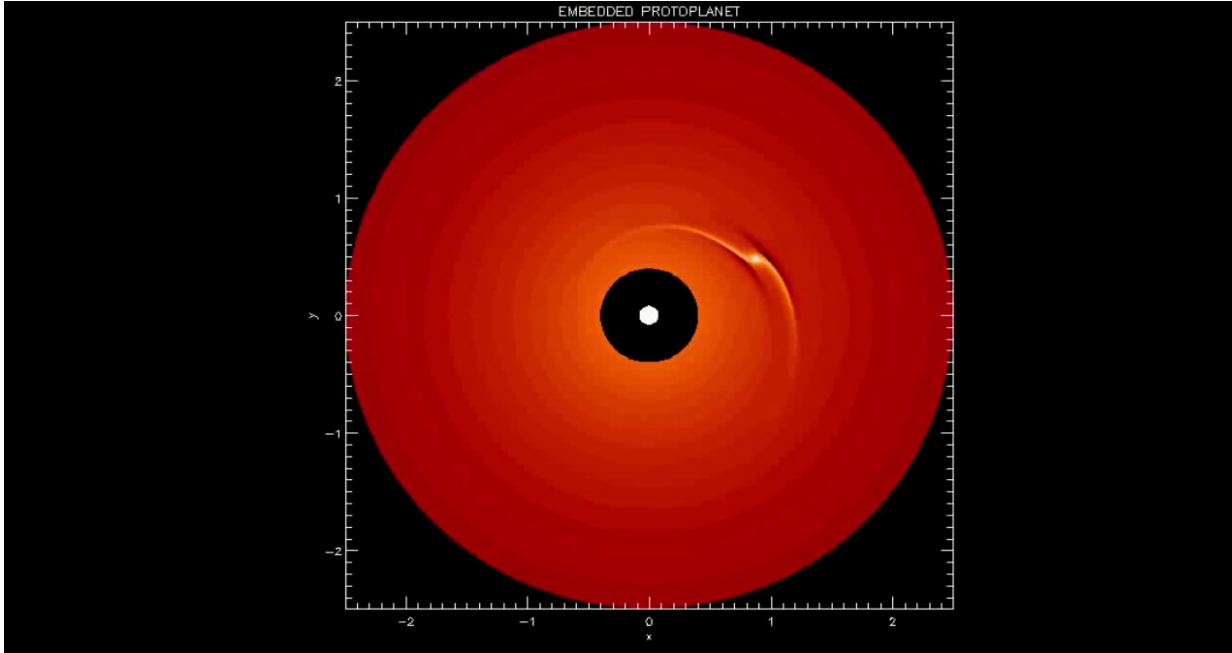
Merkezi Yığılma

- ✓ Güneş Sistemi gözlemleriyle ulaşılan bulgular (Slayt 2) ile uyumlu.
- ✓ Ötegezegen gözlemlerinden gelen yıldızların metalitesi ile dev gaz gezegen barındırma olasılıkları arasındaki korelasyon. Metalce zengin diskler → büyük çekirdekler
- ✓ Metalce zengin barınak yıldızların daha çok kısa yörünge dönemli gezegen içermeleri → “içeride” oluşan gezegenler
- ✓ Tip-II göçün etkilerinin gözleniyor oluşu → oluşum zaman ölçeğinin uzaması
- ✓ Disk kararsızlığı yaklaşımının iyi açıkladığı sıcak-Jüpiterlerin bulunma kolaylıkları nedeniyle neden oldukları seçim etkisi.

Disk Kararsızlığı

- ✓ Jüpiter'in oldukça büyük bir çekirdeğe sahip, buna mukabil Satürn'ün çekirdeği küçüktür!
- ✓ Gaz gezegenlerin asıl dış yörüngelerde bulunuyor olmaları ilginç, zira gezegen göçü ile içeri taşınmaları beklenirdi. Ayrıca merkezi yığılma senaryosuna göre diskin yaşam süresinden (2-3 milyon yıl) ancak daha uzun bir sürede oluşmaları mümkün (> 10 miilyon yıl).
- ✓ Metalce fakir yıldızların etrafındaki dev gaz ötegezegenlerin merkezi yığılma senaryosu ile oluşma olasılıkları daha zayıf!
- ✓ Sıcak Jüpiterler çıkarıldığında yıldızın metal bolluğu ile ötegezegen barındırma arasındaki korelasyon kalkıyor
- ✓ Genç yıldızların etrafındaki yıldızdan uzak ötegezegenler en önemli kanıt.

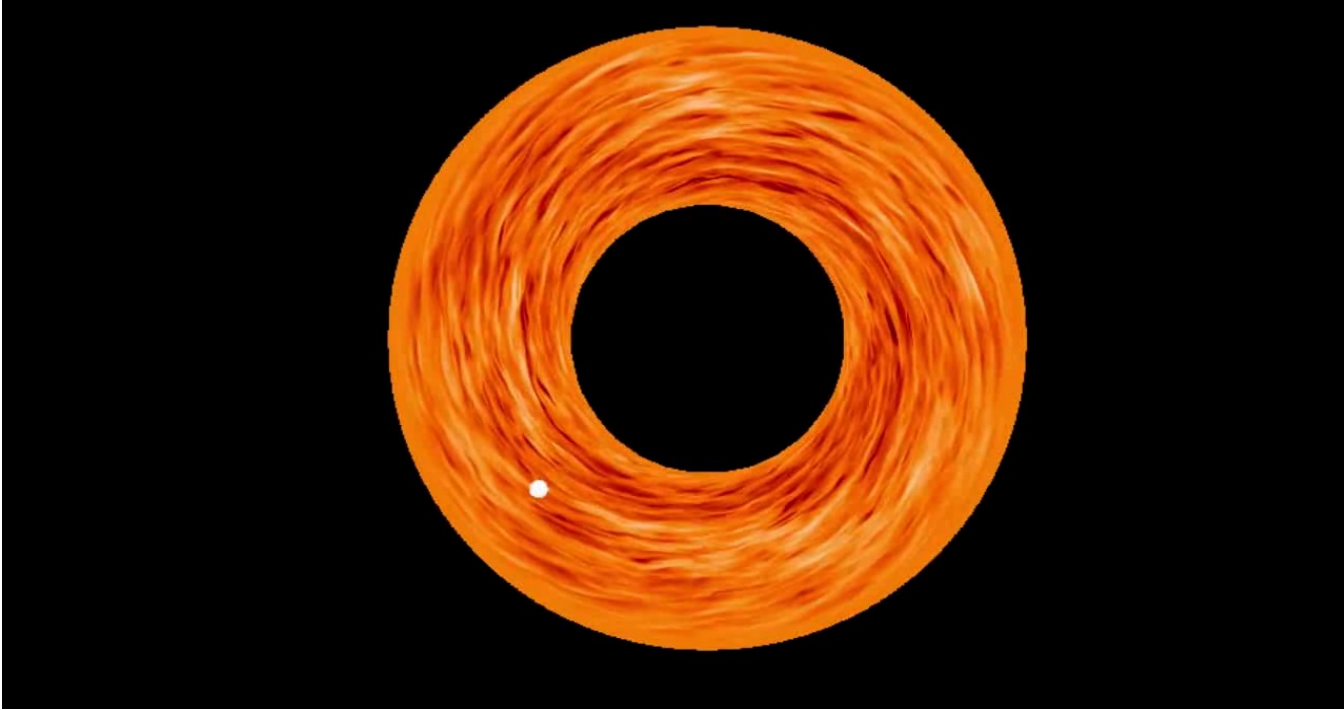
Disk-Gezegen Etkileşmesi



Gezegen Göçü Tip - I

- ✓ Küçük gezegenler içeri doğru göçleri sırasında disk üzerinde spiral yayılan yoğunluk dalgaları oluşturur; ancak diskte boşluk açamazlar.
- ✓ Gezegenle oluşan bu spiral yoğunluk dalgaları arasındaki etkileşim açısal momentum transferine neden olur. Dışarı doğru yayılan dalgalar gezegen üzerine negatif tork uygularken, içe doğru yayılan yayılan dalgalar pozitif tork uygular.
- ✓ Genellikle diskin dış bölgelerine doğru yayılan yoğunluk dalgaları baskın gelir ve negatif tork kazanan gezegen içe doğru göç eder.

Disk-Gezegen Etkileşmesi

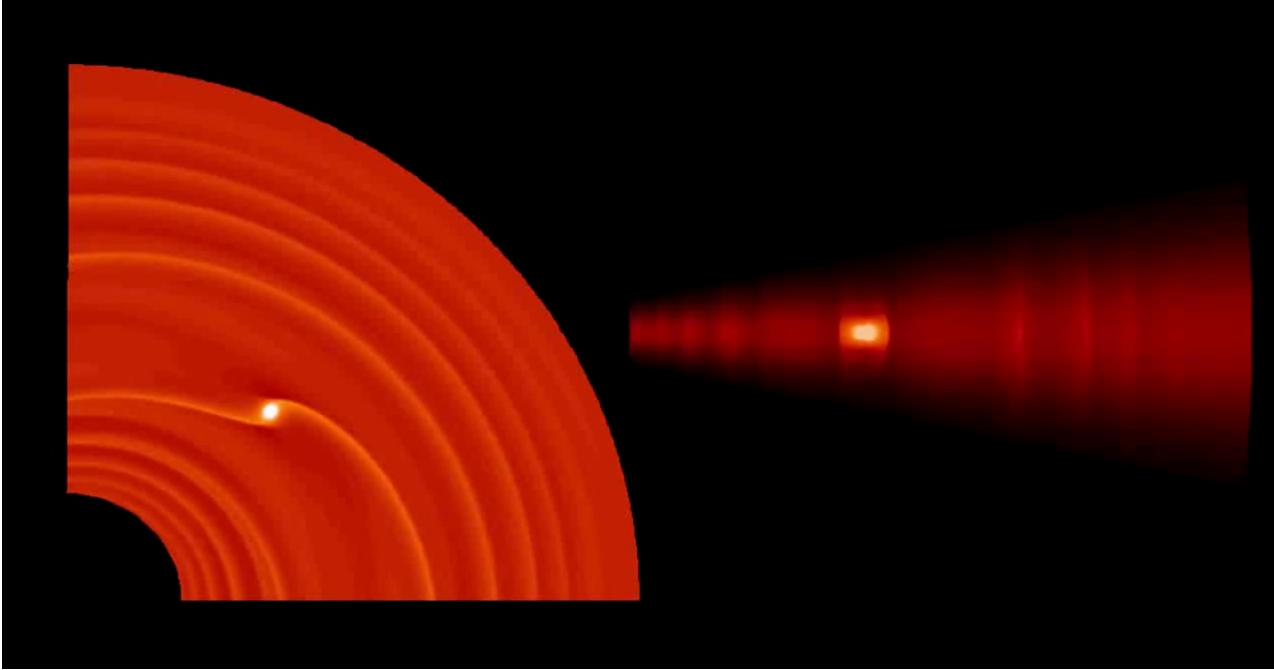


Gezegen Göçü Tip - I Türbülanslı Disk

Tip-I göçte zaman ölçeği $m_p = 10 M_{yer}$ bir gezegen için ~ 70000 yıl civarındadır ki bu kadar hızlı bir göç gezegenin yıldızın üstüne düşmesiyle sonuçlanmalı.

Çözüm: Rastgele yönlerde hareketin gerçekleştiği türbülanslı diskler bu sorunu çözmek üzere önerilmiş iyi bir açıklamadır. Türbülans, diskin dönmesi kaynaklı zayıf manyetizmasından ileri gelmekte ve içe göçü bir miktar yavaşlatabilmektedir.

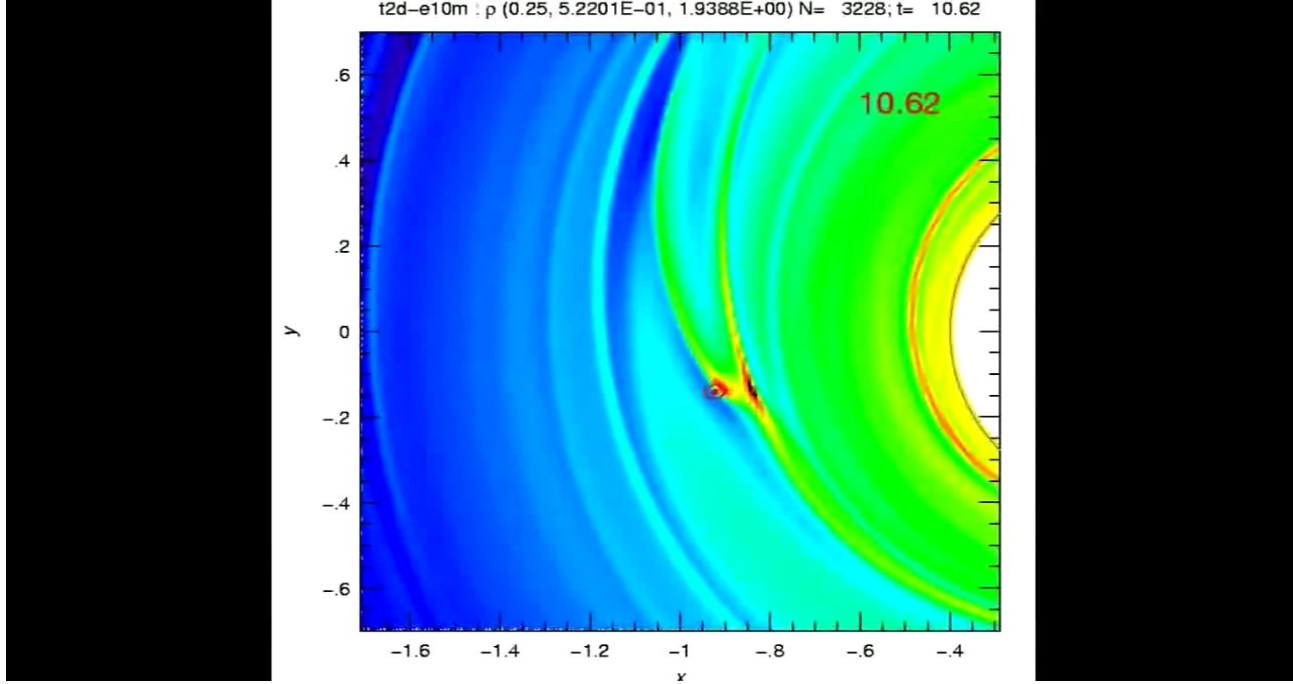
Disk-Gezegen Etkileşmesi



Gezegen Göçü Tip - II

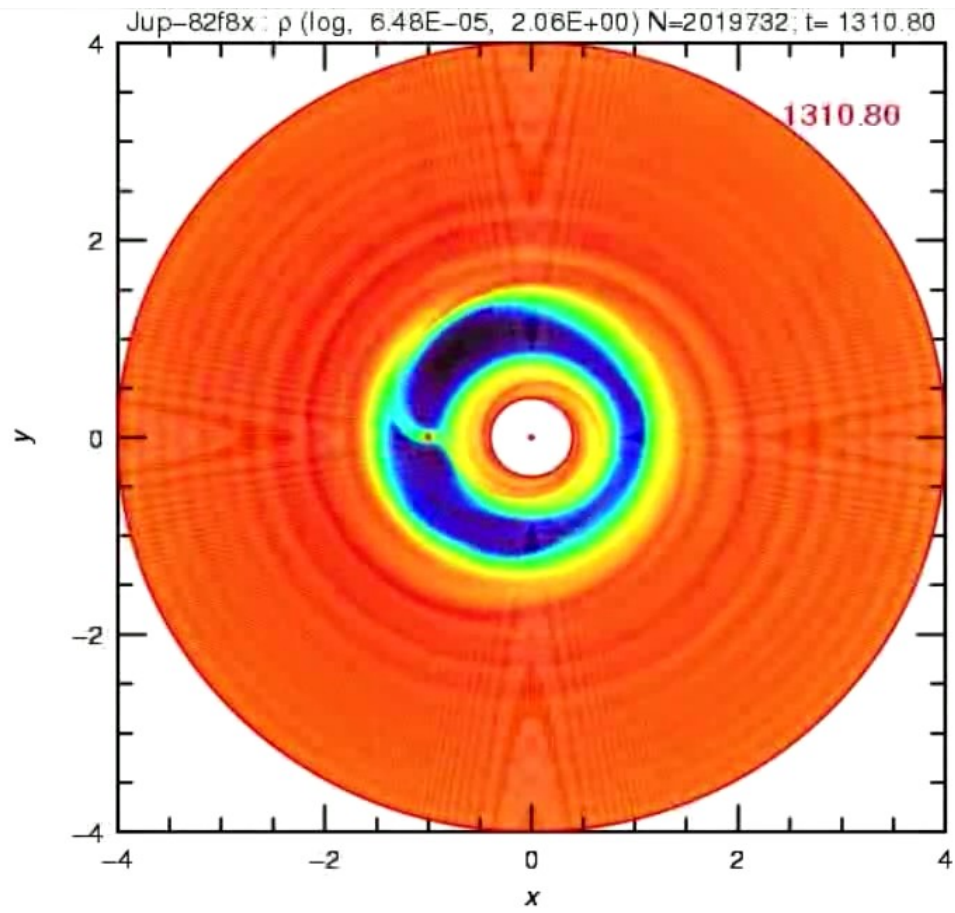
- ✓ Büyük gezegenler içeri doğru göçleri sırasında disk üzerinde spiral yayılan yoğunluk dalgalar oluşturur ve diskte boşluk açabilirler.
- ✓ Dev gaz gezegenlerin açtıkları boşluk daha da büyüktür.
- ✓ Açılan bu boşlukta gezegen kendi yığılma disini oluşturur.
- ✓ Göçün zaman ölçeği uzar yıldızdan 5 AB uzaklıkta 0.5 milyon yıla kadar yavaşlar.

Disk-Gezegen Etkileşmesi

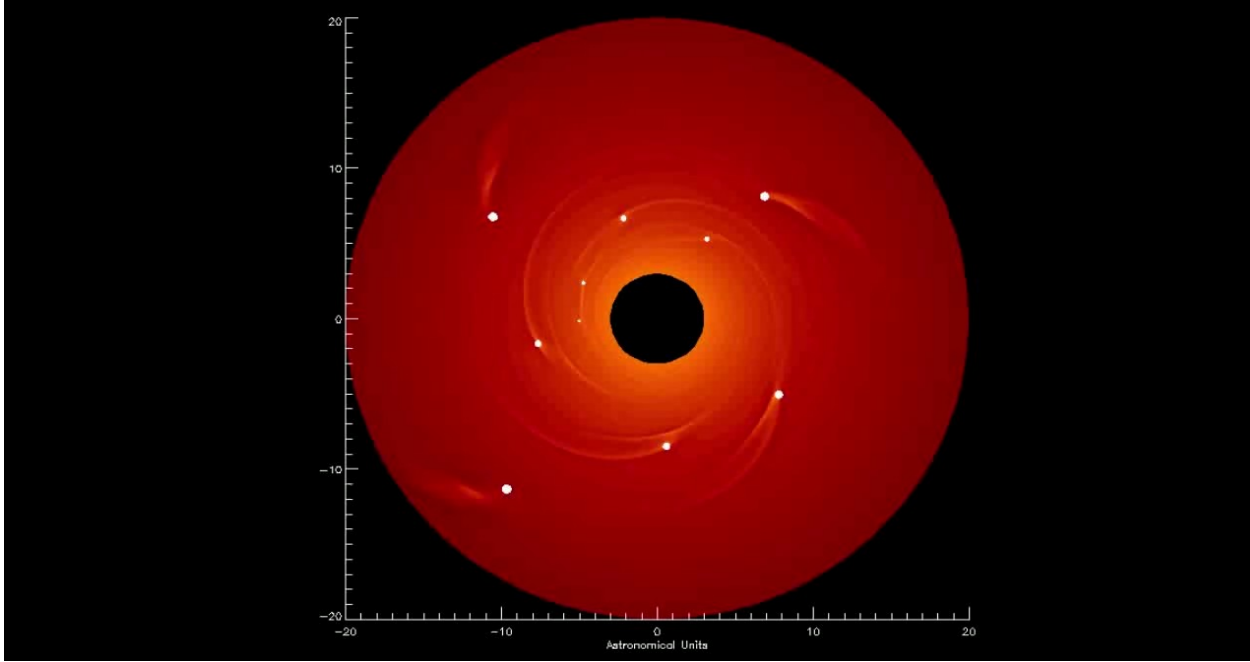


Dış Merkezli (Eksantrik) Yörünge

- ✓ Diskin gezegenin olduğu bölge civarındaki yoğunluğunun zamanla değişimi, gezegenin üzerine değişen miktarda tork uygulanmasına sebep olabilir.
- ✓ Gezegenin yörüngesine değişen şiddetteki yoğunluk dalgaları ile uygulanan tork, yörüngeyi enöte ve enberide farklı şekilde tedirgin eder.
- ✓ Sonuç olarak gezegenin yörüngesi eksantrik (dış merkezli) olur.



Disk-Gezegen Etkileşmesi



Çoklu Gezegen Sistemleri

- ✓ Bir disk yaşam süresi içerisinde çok sayıda gezegen oluşturabilir.
- ✓ Gezegenlerin birbirleri ve diskle (yoğunluk dalgaları yoluyla) etkileşimleri sonucunda bazıları sistemden atılabilir (ing. ejection), oluştukları yerden farklı yerlere göçedebilir (ing. migration) ya da birleşmeler (ing. merger) gerçekleşebilir.
- ✓ Gezegenlerin yörüngelerinin birbirleri üzerine uyguladıkları tedirginlik kuvvetleri yörüngelerin eliptik olmasının önemli nedenlerinden biridir.

Kaynaklar

✓ Gezegeen Göçü

Youtube videoları:

1. Planet-Disk Interaction and Orbital Migration. Movie 1. Low Mass Planet

<https://www.youtube.com/watch?v=ko52m9jGTQ>

2. Planet-Disk Interaction and Orbital Migration. Movie 2. Corotation Region

<https://www.youtube.com/watch?v=9bQyQTEOu4U>

3. Planet-Disk Interaction and Orbital Migration. Movie 3. Gap Formation

<https://www.youtube.com/watch?v=nwSNU3-m0ew>

4. Planet-Disk Interaction and Orbital Migration. Movie 4. Eccentric Planet

<https://www.youtube.com/watch?v=65nqq9sEZdM>

5. Planet-Disk Interaction and Orbital Migration. Movie 5. Surface Density Evolution

<https://www.youtube.com/watch?v=L3mhnkcbINk>

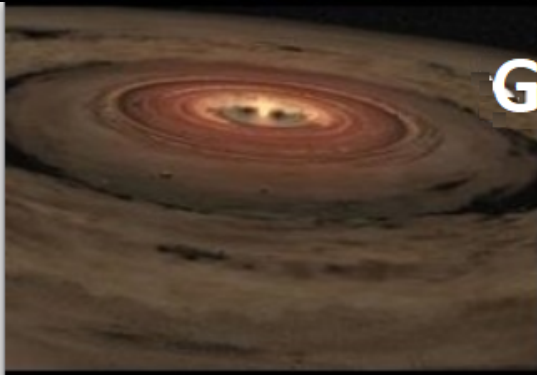
6. Planet-Disk Interaction and Orbital Migration. Movie 6. Planet Turbulent Disc

<https://www.youtube.com/watch?v=7cYHTQA4EQ>

7. Planet-Disk Interaction and Orbital Migration. Movie 7. Multiple Planets

https://www.youtube.com/watch?v=Bilh_r-KTGM

Gezegen Oluşum Aşamaları



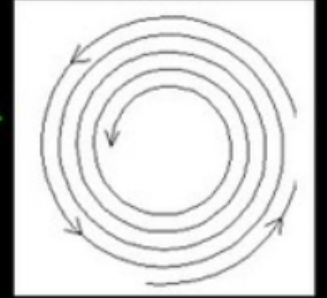
Tanecikler



Aerodinamik hareket



İri taneler



Gezegencikler



Gezegen Embriyoları

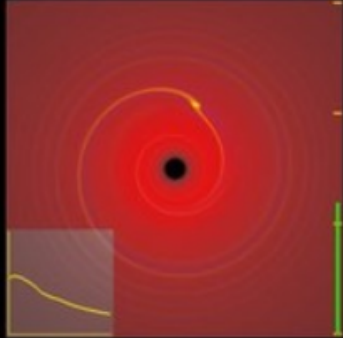


Gaz bittiğinde

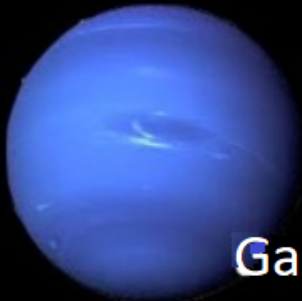


Devasa çarpışmalar

Tip-I Göç



gaz diskte kaldığında

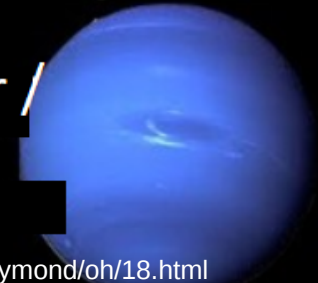


Gaz birikmesi



Süper Dünyalar /

Mini Neptünler



Kaynaklar

✓ Gezegen Göçü

Makaleler

1. Armitage, P.J., Rice, W.K.M., “*Planet Migration*”, 2005, <http://arxiv.org/abs/astro-ph/0507492>
2. Stamatellos, D., “*The Migration of Gas Giant Planets in Gravitationally Unstable Disks*”, 2015, *ApJ*, 810, L11
3. http://jilawwww.colorado.edu/~pja/planet_migration.html

✓ Gezegen Oluşumu Senaryoları

Makaleler

1. Shibai, M.T.H., Ootsubo, T., “*Planetary Formation Scenarios Revisited: Core Accretion versus Disk Instability*”, 2007, <http://arxiv.org/ftp/astro-ph/papers/0703/0703237.pdf>

Youtube video:

1. Gravitational instability in a protoplanetary disc (fast cooling) https://www.youtube.com/watch?v=_JgwIWDL3aw