

Notas de exoplanetas y formacion planetaria

Pablo Lemos

30 de junio de 2017

EXOPLANETAS

Posiciones históricas

En la antigüedad, las dos escuelas más famosas que opinaron sobre la existencia de los exoplanetas fueron las de Epicuro (341 - 270 AC) y la de Aristóteles (384 - 322 AC). Epicuro era defensor del atomismo, teoría que plantea que todo está compuesto por átomos, las diferencias que existen entre las cosas se dan por una distinta combinación de estos. Como asume que estos átomos son infinitos, deberían existir otros lugares donde la combinación de átomos de como resultado un planeta al igual que el nuestro, por lo que defendía su existencia.

Aristóteles en cambio, planteaba que el universo está compuesto de 5 elementos: agua, aire, tierra, fuego y éter, donde cada uno de ellos tiene un movimiento natural. El agua y la tierra caen hacia el centro del universo, el aire y el fuego se alejan, y el éter gira en torno a él. Es por esto que la tierra se debería haber formado en este centro y no podrían existir otros planetas.

Este modelo fue el dominante en la cultura occidental por más de un milenio, poniéndose en duda recién con la publicación de *De revolutionibus orbium coelestium* del astrónomo Nicolás Copérnico en 1543.

Detección: historia y métodos

La primera detección de exoplanetas fue confirmada en 1992 por Aleksander Wolszczan alrededor del púlsar Lich (PSR B1257+12) utilizando datos del radiotelescopio de Arrecibo. En esa instancia se confirmaron 2 cuerpos, siendo más tarde confirmado un tercero.

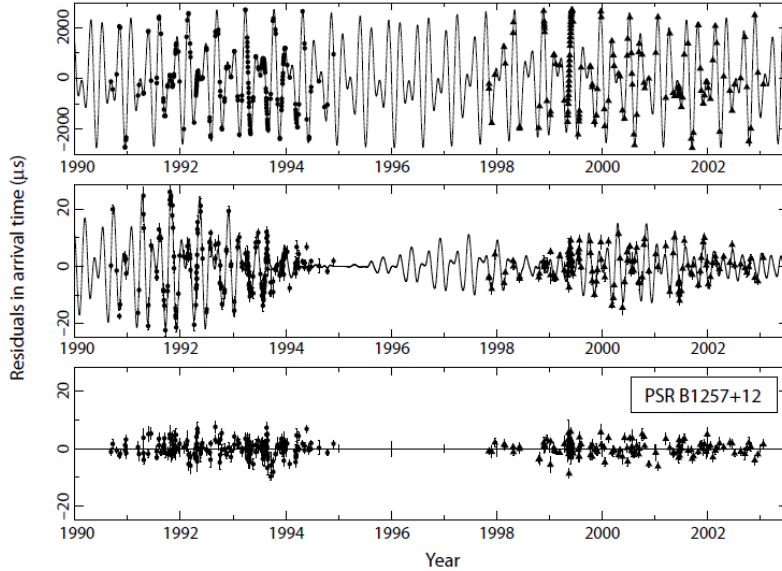
La primera detección de un exoplaneta alrededor de una estrella de la secuencia principal fue reportada el 6 de octubre de 1995 por Michel Mayor y Didier Queloz. El cuerpo encontrado, llamado provisionalmente 51 Pegasi b, se hallaba orbitando a la estrella Helvetios (51 Pegaso), una estrella tipo G de masa $1,06M_{\odot}$ ubicada a unos 51 años luz de la Tierra.

Los métodos utilizados para la detección de exoplanetas son:

- *Timing*: Los sistemas planetarios orbitan en torno al centro de masas del sistema, por lo que el cuerpo central también lo hace. Si este cuerpo presenta un patrón periódico (como los púlsares, las variables pulsantes y las binarias eclipsantes), desde la Tierra se observa una modificación de ese patrón por la diferencia de posición del cuerpo central, debido a la variación del tiempo que demora en recorrer el camino a la Tierra. La amplitud de las variaciones temporales en el patrón recibido está dada por

$$\tau_P = \frac{1}{c} \frac{a \sin i M_P}{M_*} \quad (1)$$

Donde i es el ángulo de inclinación entre la línea de visión y la normal al sistema planetario. Este método fue el utilizado para descubrir el primer sistema de exoplanetas.



Diferencia entre el patrón recibido desde el púlsar PSR B1257+12 y el modelo teórico asumiendo (a) contribuciones únicamente del púlsar, (b) púlsar + planeta y (c) púlsar + 2 planetas

- *Velocidad radial*: Debido al mismo efecto nombrado en el punto anterior, el cuerpo central presenta variaciones en su velocidad al recorrer su órbita en torno al centro de masas. La componente paralela a la línea de visión desde la Tierra, llamada velocidad radial, puede ser hallada conociendo el desplazamiento por efecto Doppler de líneas espectrales conocidas. La semi amplitud de la variación de velocidad radial causada por un planeta de masa M_P y periodo orbital T_{orb} es:

$$\Delta v = \left(\frac{2\pi G}{T_{orb}} \right)^{1/3} \frac{M_P \sin i}{(M_* + M_P)^{2/3}} \frac{1}{\sqrt{1 - e^2}} \quad (2)$$

Este método fue el utilizado por Mayor y Queloz para detectar a 51 Pegasi b. Tiene

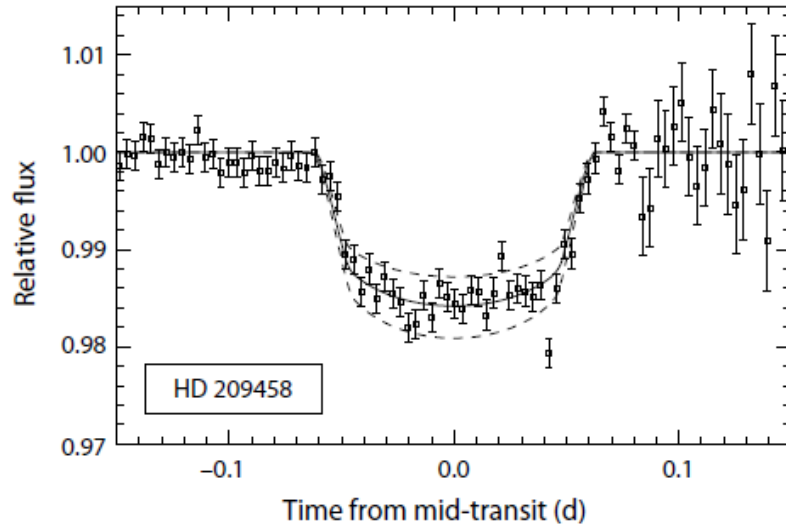
como desventaja la necesidad de líneas espectrales muy marcadas, con lo que resulta poco útil para estrellas tipo O, B y A.

- *Astrometría:* Existe una tercer forma de detectar el movimiento del cuerpo central ya nombrado, y es midiendo directamente la posición de dicho cuerpo. La trayectoria de una estrella afectada por la presencia de un planeta vista en el cielo es una elipse con semieje α :

$$\alpha = \left(\frac{M_P}{M_*} \right) \left(\frac{a}{1 \text{ ua}} \right) \left(\frac{d}{1 \text{ parsec}} \right)^{-1} \text{ arcsec} \quad (3)$$

Los valores de masa de los planetas suelen ser pequeños comparados con los de la estrella central, por lo que este método es útil solamente para estrellas muy cercanas.

- *Tránsitos:* Si se dan las condiciones geométricas necesarias un planeta puede obstruir la línea de visión a la estrella, provocando una caída temporal de su brillo. Esta caída está relacionada con el tamaño del planeta a través de la relación $\frac{\Delta F}{F} \simeq \left(\frac{R_P}{R_*} \right)^2$. Además del tamaño, haciendo uso de la duración del tránsito se puede estimar el semieje del planeta. Con mediciones extremadamente precisas, obtenidas en la actualidad únicamente a través de observatorios espaciales, se puede inferir la presencia de una atmósfera así como el albedo del planeta.

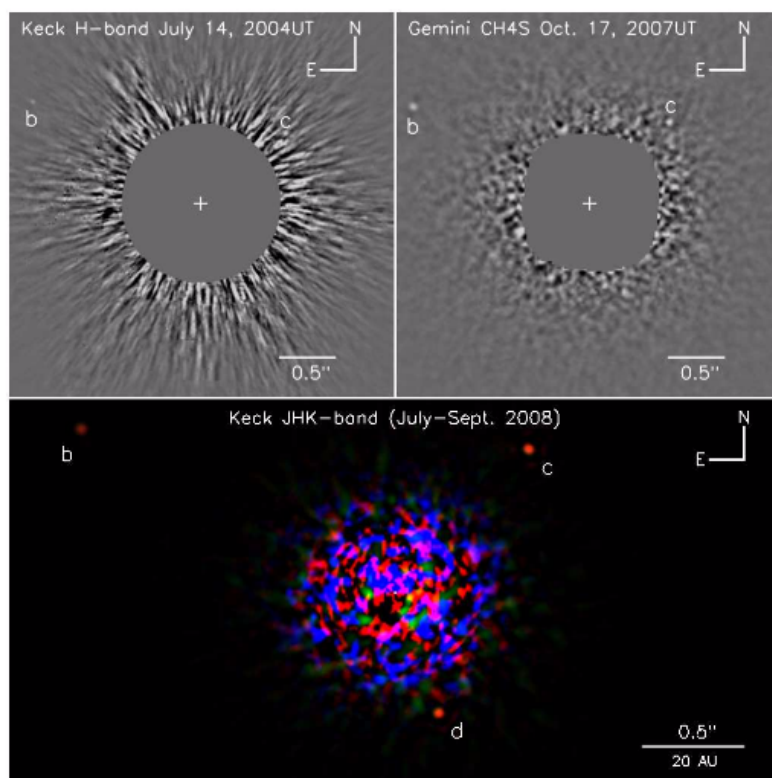


Flujo relativo + ajuste recibido desde la estrella HD 209458, donde se puede apreciar el tránsito de un planeta

- *Microlentificado:* Según la teoría general de relatividad, los cuerpos masivos deforman el espacio-tiempo, pudiendo este efecto desviar el camino de la luz. Bajo ciertas condiciones, un cuerpo masivo (lente) que pasa por delante de otro (fuente) puede desviar la luz de este último, generando patrones distorsionados con múltiples fuentes, y debido a la focalización, magnificados. El término microlentificado hace referencia a este fenómeno cuando las fuentes múltiples no pueden ser resueltas por el telescopio. La presencia de un planeta en torno al cuerpo que actúa como lente genera una especie de "lente doble", que modifica los patrones de magnificación

dependiendo de la razón entre la masa del planeta y la estrella $\frac{M_P}{M_*}$ y la separación angular entre ambos d .

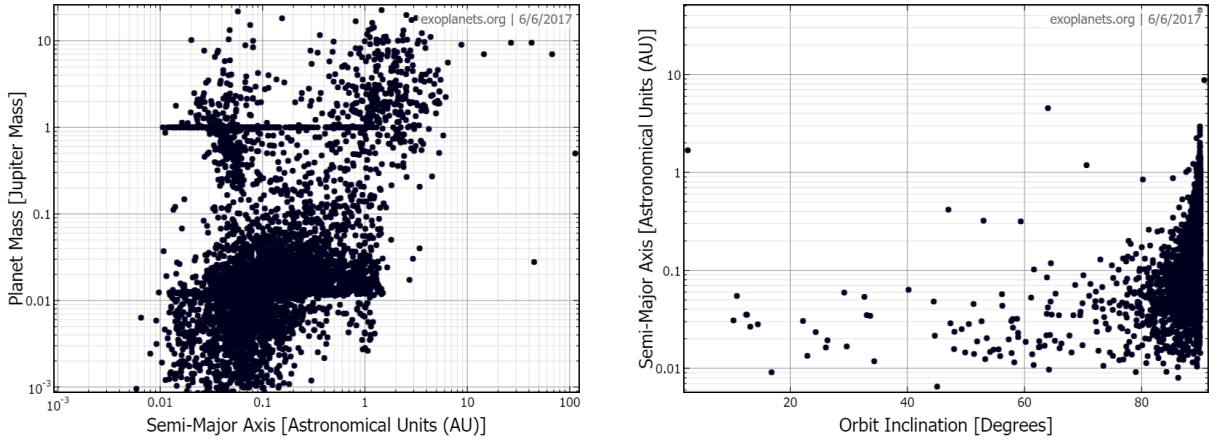
- *Imagen directa:* Bajo las condiciones apropiadas y haciendo uso de técnicas computacionales se ha podido eliminar de las imágenes la contribución de la estrella central, haciendo visibles en algunos casos los planetas que giran en torno a ella. Los 3 primeros planetas descubiertos por este método fueron confirmados en el 2008 alrededor de HR8799, confirmándose un cuarto en el 2010.



Primer sistema exoplanetario detectado por imagen directa. En todas las figuras el brillo de la estrella central es eliminado computacionalmente

Números de exoplanetas

Confirmados	3497
Candidatos sin confirmar	1088
Confirmados por Kepler	2337
Confirmados por tránsito	2732
Confirmados por velocidad radial	638



Gráficos de los exoplanetas detectados, (a) masa del planeta en función del semieje y (b) semieje en función de la inclinación del plano orbital respecto a la visual.

En el gráfico anterior pueden verse dos efectos. En la figura (a) se comprueba que la mayoría de los exoplanetas detectados no se corresponden con las características del Sistema Solar, debido a que se encuentran muchos planetas con masas del orden de la de Júpiter a distancias muy pequeñas respecto a la estrella central. En la imagen (b) esperaríamos encontrar una distribución uniforme en inclinación. La discrepancia no se debe a que no existan esos sistemas exoplanetarios, sino a que los métodos de detección disponibles en la actualidad favorecen la detección de sistemas con inclinaciones altas.

Para investigar el origen de los "hot Jupiter", esto es, planetas gigantes muy cerca de la estrella central, debemos estudiar los procesos que ocurren en la formación planetaria.

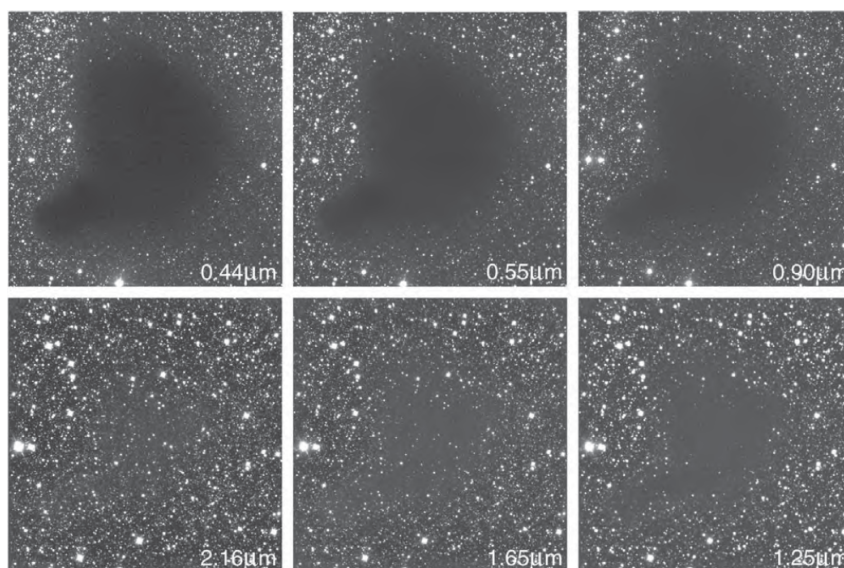
Formación estelar

El origen de los sistemas planetarios está íntimamente relacionado con el de las estrellas. Las estrellas tienen su origen en las nubes de hidrógeno molecular, grandes complejos de H_2 frío ($\sim 10 K$), con presencia de otros compuestos (CHONS), con masas variables entre $\sim 1 M_\odot$ hasta $\sim 10^6 M_\odot$.

En principio las nubes están en equilibrio (teorema del virial, $E_G = -2E_K$), pero perturbaciones externas pueden producir aumentos de densidades en determinadas zonas que lleva a su colapso. Condición: tiempo de caída libre (t_{ff}) menor al tiempo de propagación de una perturbación de presión (t_s), lo que define el tamaño máximo (radio de Jeans) que puede alcanzar antes de colapsar:

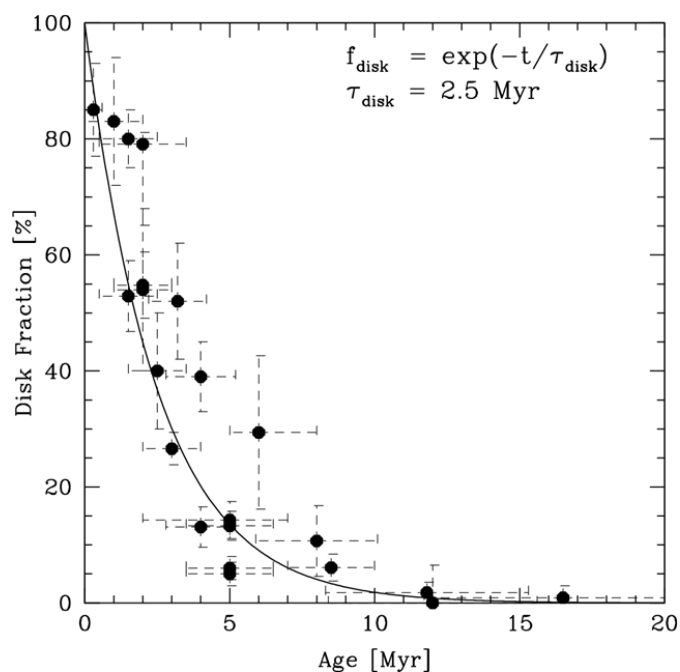
$$\left. \begin{aligned} t_{ff} &= \sqrt{\frac{3\pi}{32G\rho}} \\ t_s &= \frac{R}{c_s} \end{aligned} \right\} \Rightarrow R_J = \sqrt{\frac{3\pi k_B T}{32\mu m_H G \rho}} \quad (4)$$

Donde hemos asumido que la nube es isoterma y tiene una densidad constante, μ es el peso molecular promedio de las moléculas y m_H es la masa de un átomo de hidrógeno.



Nube molecular de la constelación de Ophiucus observada en varias longitudes de onda

Cuando la nube sobrepasa el radio de Jeans (o equivalentemente la masa de Jeans) comienza un colapso. Por el tamaño inicial de la nube que colapsa ($\sim pc$), el momento angular intrínseco es muy grande, por lo que al reducir su tamaño rota cada vez más rápidamente. En cierto momento, la fuerza centrífuga se hace del orden de la componente horizontal de la gravitatoria, por lo que se cancelan, sobreviviendo únicamente la componente vertical, por lo que se llega a una estructura de disco. Este disco tiene radios del orden de los cientos de unidades astronómicas y es característico de las estrellas jóvenes, siendo el tiempo de vida del mismo del orden de los 10 millones de años



Fracción de estrellas con presencia de discos en función de su edad

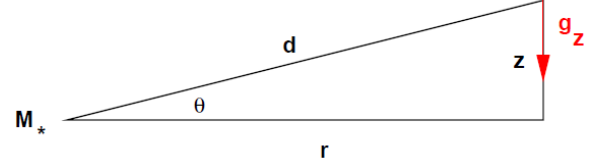
Estructura del disco: gas

→ *Estructura vertical*

Si el gas se encuentra en equilibrio hidrostático, se cumple

$$\frac{dP}{dz} = -\rho g_z \quad (5)$$

$$g_z = \frac{GM_*}{d^2} \sin \theta = \frac{GM_* z}{d^3} = \Omega^2 z \quad (6)$$



Donde $\Omega = \sqrt{\frac{GM_*}{d^3}}$ es la velocidad angular Kepleriana. Asumiendo que el disco es fino ($z \ll r$) y que es verticalmente isoterma ($c_s = \sqrt{\frac{P}{\rho}}$) se obtiene

$$c_s^2 \frac{d\rho}{dz} = -\Omega^2 \rho z \quad (7)$$

Resolviendo esta ecuación se llega a un perfil gaussiano del estilo

$$\rho(z) = \rho_0 e^{-\frac{z^2}{2h^2}} \quad (8)$$

$$h = c_s / \Omega \quad (9)$$

Como el disco es fino, se suele trabajar con la densidad superficial en vez de la volumétrica:

$$\Sigma = \int_{-\infty}^{+\infty} \rho(z) dz = \sqrt{2\pi} h \rho_0 \quad (10)$$

→ *Estructura radial*

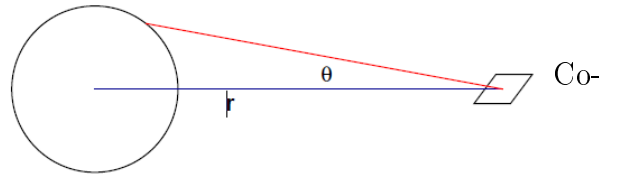
Para estudiar la estructura radial debemos separar entre los casos donde la energía del gas del disco proviene principalmente del reprocesado de la radiación solar (disco pasivo) o de la conversión de energía potencial gravitatoria del gas que cae y es acretaado por la estrella central (disco activo). Esta diferenciación es solamente teórica, puesto que en la realidad ambos fenómenos ocurren al mismo tiempo, variando su importancia con las características del disco y con el tiempo.

■ Discos pasivos

Consideraremos una parcela de gas que recibe radiación de la estrella y luego la emite como un cuerpo negro. Si ϕ es el ángulo acimutal, tenemos:

$$F = \int I_* \sin \theta \cos \phi d\Omega \quad (11)$$

Con Ω el ángulo sólido. Como solo consideramos el flujo proveniente de la la mitad superior de la estrella, los límites serán $-\pi/2 < \phi < \pi/2$, $r \sin \theta < R_* \Rightarrow 0 < \theta < \arcsin(R_*/r)$



mo $R_*/r \ll 1$, puedo realizar una aproximación, con lo que se llega a que

$$\left. \begin{array}{l} T_{disco} \propto r^{-3/4} \\ c_s \propto T^{1/2} \end{array} \right\} \Rightarrow \left. \begin{array}{l} c_s \propto r^{-3/8} \\ h = \frac{c_s}{\Omega} \end{array} \right\} \Rightarrow h/r \propto r^{1/8} \quad (12)$$

Esto implica que el disco aumenta su escala de altura al alejarse de la estrella, o sea, se *alabea*. Este efecto produciría que intercepte más radiación solar, por lo que debemos considerar este resultado como una cota inferior.

■ Discos activos

Para que el gas pierda energía gravitatoria debe necesariamente perder momento angular. Existen varios mecanismos para explicar este proceso: torques magnéticos (vientos estelares interactuando con partículas cargadas del disco), gravitacionales (ondas de densidad en el disco) o viscosos (partículas interiores más rápidas chocan con exteriores cediéndoles momento). Analizaremos este último efecto.

Si consideramos el disco como compuesto por anillos de radio infinitesimal, podemos plantear conservación de la masa y del momento angular entre ellos. Juntando estas dos ecuaciones se llega a la ecuación de difusión viscosa:

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} = \frac{3}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r^{1/2} \frac{\partial}{\partial r} (\nu \Sigma r^{1/2}) \right] \quad (13)$$

Donde ν es la viscosidad del disco. Esta ecuación tiene soluciones analíticas solamente si $\nu = cte$ o $\nu \propto r^\gamma$. En ambos casos el efecto es que el gas interior, al girar más rápido, ceda momento angular al gas externo. Esto implica por un lado que una pequeña parte del gas gana mucho momento angular, expandiendo el límite externo del mismo, mientras que la mayor parte del gas lo pierde, cayendo hacia la estrella.

Si se analiza el trabajo realizado por las partículas más rápidas de gas sobre las más lentas se puede hallar un perfil de temperatura radial. Este perfil es $T_{disco} \propto r^{-3/4}$, coincidente con el perfil de un disco pasivo.

El origen de la viscosidad es todavía un problema sin resolver. Si solo se considera la viscosidad más típica, llamada *molecular*, el tiempo de evolución del disco es $\sim 10^{13}$ años, demasiado lento considerando los tiempos de vida del mismo, por lo que tienen que existir otras fuentes más relevantes. Shakura y Sunyaev mostraron en 1973 que la turbulencia puede generar una viscosidad mucho mayor a la molecular, por lo que parametrizaron

$$\nu = \alpha c_s h \quad (14)$$

Siendo α una constante adimensionada. Para parámetros típicos del disco $\alpha \sim 10^{-2}$

Estructura del disco: sólidos

Analizaremos el crecimiento de las partículas sólidas hasta llegar a los planetas. Sea a el radio de las partículas sólidas, entonces se pueden diferenciar varios regímenes

dependiendo de este tamaño:

- Polvo ($a < cm$):

Estas partículas están muy ligadas al gas, pero de todas formas pueden fluir lentamente tanto en dirección radial como vertical. La velocidad de caída al plano central (asentamiento) va como $v_{as} \propto az$, por lo que partículas más grandes caen más rápido. Estas velocidades son $\sim 0,1 cm/s$, lo que implica que $t_{as} \sim 2 \times 10^5$ años y que la diferencia de velocidades entre las partículas sea muy pequeña, por lo que al encontrarse las partículas se aglomeran, formando objetos de mayor tamaño.

- Rocas ($a \sim m$):

En esta etapa las partículas se desacoplan del gas. Las partículas de gas se mueven a una velocidad un poco menor a la Kepleriana debido a el soporte de presión, con $\frac{v_g}{v_K} \sim 10^{-3}$. Al estar desacopladas, las rocas se mueven inicialmente con velocidad Kepleriana, lo que genera una diferencia con el gas. Esta diferencia origina una fuerza de arrastre gaseoso que frena a las partículas y las hace caer hacia la estrella central:

$$F_G = \frac{1}{2}C_D(\pi a^2)(\rho \Delta v^2) \quad (15)$$

Donde C_D es un parámetro adimensionado relacionado con los parámetros del gas y ρ es la densidad del gas. Esta fuerza varía con el tamaño de las partículas, teniendo su máximo para $a \sim$ pocos metros, con tiempos de decaimiento $\tau \sim 100$ años. Este proceso es demasiado rápido como para permitir el crecimiento de las partículas más allá de este límite, por lo que deben existir otros fenómenos que lo enlentezca (turbulencia, magnetismo, etc.). De todas formas el crecimiento más allá de este límite debe ser rápido, y está dado principalmente por la aglomeración.

- Planetesimales ($a \sim km$):

Cuando los cuerpos llegan a este tamaño, el frenado gaseoso pasa a ser despreciable, por lo que podemos aproximar su movimiento utilizando el problema de dos cuerpos. Debido al frenado gaseoso, las órbitas de estos cuerpos son cuasi-circulares, por lo que las velocidades de encuentro entre ellos son muy pequeñas. Esto genera que al encontrarse y chocar, ese choque no sea disruptivo sino que se genere una captura, aumentando el cuerpo su tamaño. El aumento de tamaño genera el efecto de enfocado gravitacional, que implica un aumento en la sección eficaz efectiva debido al cambio de trayectoria provocado por los planetesimales mas grandes sobre los más pequeños. El enfocado se vuelve importante para $a \sim 10km$, por lo que en ese momento la tasa de acreción de material se dispara, generando un *crecimiento en fuga (runaway)*.

Cuando $a \sim 100km$, el planetesimal tiene una masa tal, llamada masa de aislamiento (isolation), que vacía su entorno más cercano de planetesimales, enlenteciendo su

crecimiento. Aquí serán más efectivos acretando, entonces, los que sean capaces de capturar planetesimales más lejanos, esto es, los más masivos. A esta etapa se la llama crecimiento *oligárquico*.

Este proceso, que compite con la destrucción de los planetesimales por choques a muy alta velocidad causados por el enfoque gravitacional, continúa hasta que la masa del planetesimal $\sim M_{\oplus}$, tardando entre 10^3 y 10^6 años.

■ Protoplanetas ($a \sim 10^3 km$):

En este punto, los sólidos del disco están compuestos de unos pocos protoplanetas más una nube de planetesimales. Dependiendo de las condiciones impuestas por el resto del sistema, estos protoplanetas pueden interactuar dramáticamente entre sí, causando grandes choques que los destruyen, o continuar creciendo muy lentamente por la acreción de planetesimales. El primer caso es lo aceptado para los planetas terrestres, donde estas grandes colisiones explicarían la ausencia de corteza en Mercurio, el origen de la Luna y la causa de la fusión de la corteza terrestre, mientras que lo segundo es lo que se asume que sucedió con los planetas gigantes.

En caso de que los protoplanetas continúen creciendo lentamente y todavía el disco de gas no se haya disipado, el entrecimiento de la acreción de sólidos provoca un descenso de la temperatura del protoplaneta, junto con su entorno. Esto genera que el gas a su alrededor esté más ligado al mismo. Cuando el protoplaneta alcanza una masa $\sim 10M_{\oplus}$ es capaz de acretar el gas de su alrededor, convirtiéndose en el núcleo de un planeta gaseoso. Este aumento de masa acelera la acreción de gas, dando inicio a un proceso llamado acreción en fuga de gas que se detiene cuando se agota el gas en las cercanías del planeta.

En toda esta etapa los protoplanetas vuelven a interactuar con el gas, pero de forma gravitacional.

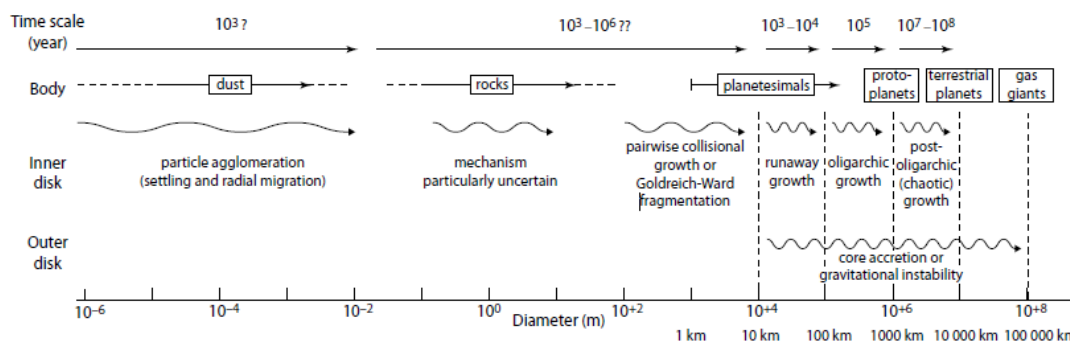


Figure 10.6: Schematic of the growth of planets, starting with sub-micron dust, and extending up to the terrestrial planets in the inner disk, and the gas giants in the outer disk. Some indicative time scales are given, although some intervals, especially around the meter-size barrier, remain highly uncertain.

Esquema del crecimiento de los sólidos en un disco protoplanetario

Migración planetaria

Entendemos como migración planetaria el proceso por el cuál la órbita del planeta cambia por intercambio de momento angular, ya sea con el gas del disco como con los

planetesimales. En ambos casos el mecanismo funciona de la siguiente manera.

En primer lugar analizaremos el signo del torque ejercido por las partículas utilizando una aproximación impulsiva, es decir, consideraremos que el tiempo de interacción es tan pequeño que puede ser considerado como instantáneo. Visto en un sistema corrotante (es decir, el origen del sistema se encuentra en la estrella central y el planeta siempre está sobre el eje y) con el planeta, las partículas interiores al planeta tienen una velocidad mayor que el mismo. Si consideramos que la órbita de la partícula es circular, al momento exactamente anterior a la interacción su velocidad es según la dirección y , a la que llamaremos v_{\parallel} . La perturbación gravitacional del planeta agrega una componente según la dirección x (v_{\perp}), pero como esta interacción debe conservar la energía total, la componente paralela se ve disminuida, lo que genera que la partícula se mueva hacia adentro. Como la partícula se mueve hacia adentro, debe perder momento angular, que es ganado por el planeta, con lo que su movimiento es hacia afuera. Análogamente, las partículas en órbitas externas hacen que el planeta pierda momento angular, migrando hacia adentro.

Si nos centramos en la migración generada por el gas, aunque el sentido de la migración es fácilmente encontrado, es difícil obtener una expresión para el torque neto sobre el planeta. Para solucionar este problema se descompone el torque en la suma de los torques generados por el gas que está en posiciones resonantes. Si las velocidades angulares del gas y del planeta son Ω y Ω_P respectivamente, definiremos dos tipos de resonancia:

- Corrotación: se da cuando $\Omega = \Omega_P \Rightarrow r = r_P$
- Lindblad: se da cuando $m(\Omega - \Omega_P) = \pm \kappa_0 \Rightarrow r = \left(1 \pm \frac{1}{m}\right)^{2/3} r_P$, siendo m un entero y κ_0 la frecuencia epicyclica.

El aporte de las resonancias de Lindblad al torque neto disminuye al aumentar m , por lo que solo son relevantes los primeros. Debido al exponente $2/3$ que aparece en la ecuación de las posiciones resonantes, la posición de estas resonancias no es simétrica respecto a la órbita del planeta, por lo que la pérdida de momento angular no es compensada por la ganancia, y el planeta en suma pierde momento angular, migrando hacia la estrella.

Este régimen de migración, llamado *tipo I*, se caracteriza por una escala de tiempo de migración proporcional a la masa del planeta y $\sim 0,5$ millones de años, junto con un perfil de densidad del gas que no se modifica por la presencia del planeta, debido a que la brecha abierta por el planeta por el intercambio de momento angular con el gas es llenada rápidamente por la difusión viscosa del disco.

En caso de que el planeta sea lo suficientemente masivo, la brecha abierta es demasiado grande para ser llenada, por lo que las posiciones resonantes en el disco más cercanas al planeta (que como vimos son las más relevantes) son vaciadas de gas, por lo que el intercambio gravitacional de torque es despreciable y el planeta migra hacia la estrella, pero de forma más lenta, con la escala de difusión del gas. Este tipo de migración, más lenta y afectando la densidad superficial del gas, es llamada migración *tipo II*, se caracteriza por una escala de tiempo de migración ~ 1 millón de años, y ocurre cuando

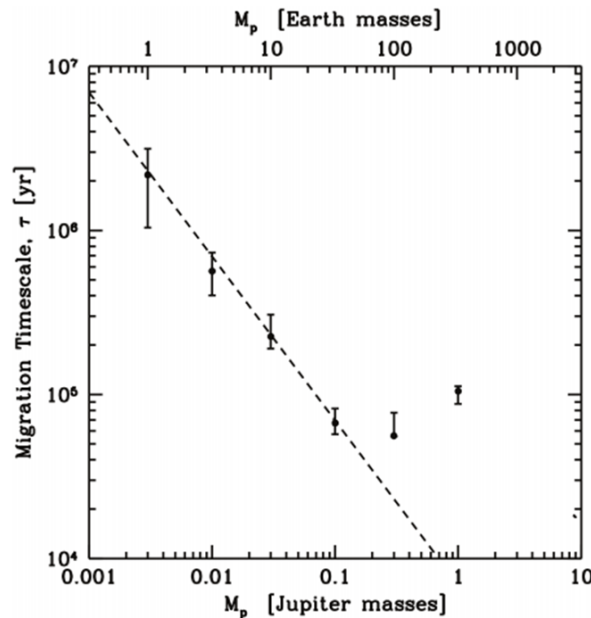
se cumplen las condiciones:

- El radio de Hill del planeta es comparable con la escala de altura del disco: $R_H = \left(\frac{M_P}{3M_*}\right)^{1/3} r \geq h$.
- La remoción de gas por parte del planeta es más grande que el rellenado de la brecha por efecto viscoso: $\frac{M_P}{M_*} \geq \left(\frac{c_s}{r_p \Omega_P}\right)^2 \alpha^{1/2}$.

Para parámetros típicos, ambas condiciones dan una cota inferior para la apertura de una brecha de una masa similar a la de Saturno.

Al analizar las escalas de tiempo de migración, puede notarse que por un lado pueden explicar la presencia de planetas muy masivos cerca de la estrella central, pero por otro lado estos efectos son demasiado rápidos para explicar que existan sistemas, como el nuestro, en los cuales existen planetas gigantes apartados del Sol. Para contrarrestar estos efectos se han planteado otros, como el vaciamiento del gas en la región externa de un planeta debido a la apertura de una brecha de un planeta exterior, lo que haría que el sistema de 2 planetas migra hacia afuera, el calentamiento del gas debido a la acreción, etc.

Fernández e Ip (1984) mostraron que cuando se disipa el gas, la presencia de un disco de planetesimales sigue permitiendo la migración de los planetas pero con escalas de tiempo mucho más largas. Aún así, este efecto es muy relevante en el caso del Sistema Solar, como veremos a continuación.



Tasa de migración en función de la masa planetaria. Para masas similares a la terrestre, la relación es lineal, pero para masas superiores se ve un desvío generado por la apertura de la brecha.

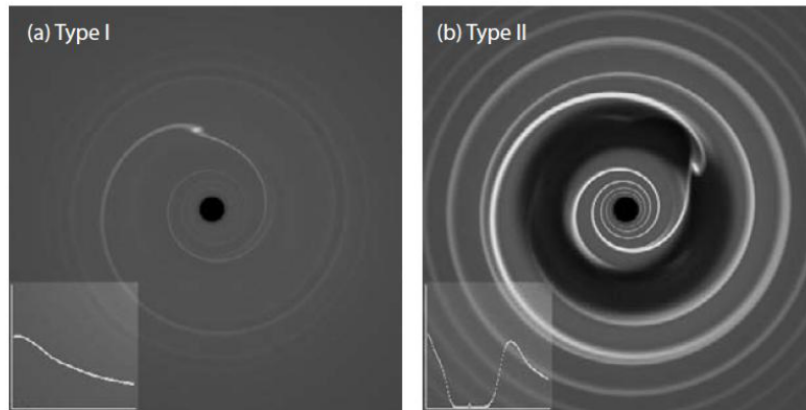
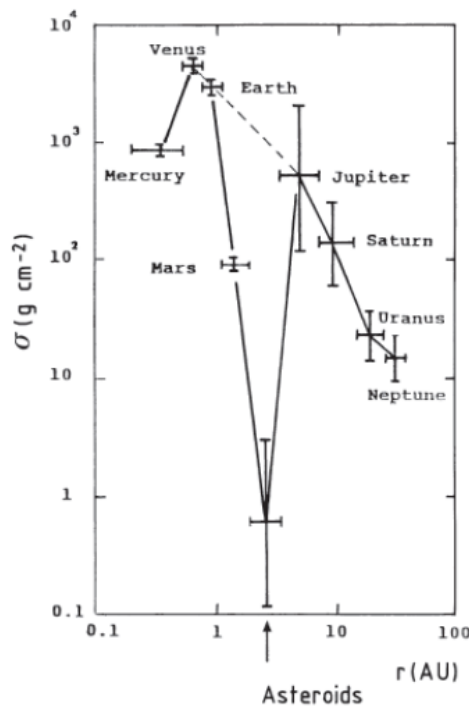


Figure 10.14: Type I and type II migration. Simulations of the interaction between a planet on a circular orbit with a laminar (non-turbulent) protoplanetary disk, computed from a two-dimensional isothermal hydrodynamic code with a constant kinematic viscosity: (a) in type I migration, a relatively low-mass planet excites a wave in the gas disk, but does not significantly perturb the azimuthally-averaged surface density profile (inset); (b) in type II migration, a more massive planet (here of $10M_J$) clears an annular gap, within which the surface density is a small fraction of its unperturbed value. As the disk evolves, the planet follows the motion of the gas (either inward or outward) while remaining within the gap. From Armitage & Rice (2005, Figure 1).

Simulación numérica de la densidad del gas en presencia de un planeta. En la figura de la izquierda se ve un ejemplo de migración tipo I, mientras que a la derecha se ve una tipo II.

Sistema Solar

Aplicaremos ahora estos conocimientos al caso del Sistema Solar. Para estudiar la densidad superficial del disco protoplanetario solar, Weidenschilling (1977) y Hayashi (1981) utilizaron la masa de los planetas y el cinturón de asteroides distribuida en anillos. Luego se realizó un ajuste de la densidad de ese disco resultante a una función del estilo $\Sigma = \Sigma_0 r^{-\beta}$, obteniendo en ambos casos valores similares entre sí de $\Sigma_0 = 1700 \text{ g/cm}^2$ y $\beta = 3/2$, lo que da una masa total $M_{disco} \sim 0,02M_{\odot}$.



En la gráfica puede apreciarse un déficit de material en la zona del cinturón de asteroides, que debió ser causado entonces por un proceso en la formación del sistema. El panorama actual de formación del Sistema Solar muestra que durante la existencia del gas, Júpiter y Saturno migraron hacia adentro (Júpiter llegando a tener un semieje cercano a las 3 ua) hasta que llegaron a una resonancia 2:3, lo que provocó que comenzaran a migrar hacia afuera, disipándose el gas cuando los planetas se encontraban cerca de sus posiciones actuales (Modelo Grand Tack). Una vez disipado el gas, los planetas continuaron migrando por interacción con el disco de planetesimales hasta que el cruce de una resonancia secular causó una inestabilidad en el sistema. En este punto existieron varios modelos, siendo el original el modelo de Niza. En la actualidad el modelo aceptado es una reforma de éste y es llamado *Jumping Jupiter*. Plantea que deben existir 5 planetas gigantes en vez de 4, y esta inestabilidad genera que este quinto planeta, aproximadamente de la masa de los gigantes helados, tuvo encuentros con los otros 4, siendo eyectado del sistema. Además de explicar las órbitas actuales de los planetas, este modelo es capaz de explicar el bombardeo tardío, la falta de material en el cinturón de asteroides, la existencia del cinturón de Kuiper entre otros.

Bibliografía

- Lecture notes on the formation and early evolution of planetary systems (Armitage, 2007)
- Fundamental Planetary Science (Lissauer and De Patter)
- The Exoplanet Handbook (Perryman)
- The new Solar System (Kelly Beatty)