



Formación de Súper-Tierras alrededor de diferentes tipos estelares

Tesis para obtener el grado académico de
Licenciado en Astronomía

Mazzarella, Bruno Omar

Director

Dr. Guilera, Octavio Miguel

Codirectora

Dra. Ronco, María Paula

Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas
Universidad Nacional de La Plata

marzo 2025

Agradecimientos

A mi familia: mis viejos, mi hermana y mi hermano, por apoyarme incondicionalmente todos estos años.

A mis directores, Octavio y Paula, por guiarme y apoyarme tanto en el desarrollo de esta tesis como en estos últimos años de carrera.

A mis mejores amigas, Sofi, Gise y Eve, por estar siempre ahí cuando necesité hablar y por acompañarme como amigas, hermanas y psicólogas.

A todas esas amistades que me dio la facultad, por hacer más llevaderas las cursadas y las largas jornadas de estudio.

A todos los profesores y profesoras que tuve a lo largo de la carrera, por su compromiso con la docencia.

A la universidad pública, gratuita y de calidad, sin la cual no podría haber llegado hasta donde estoy.

Índice general

Resumen	1
0.1. Motivación	3
0.2. Objetivos	4
0.3. Metodología	5
1. Sistemas Planetarios	9
1.1. Discos Protoplanetarios	10
1.1.1. Evolución y clasificación	10
1.1.2. Tiempo de vida de los discos protoplanetarios.	10
1.1.3. Evolución Viscosa	11
1.1.4. Viscosidad	13
1.1.5. Fotoevaporación	14
1.2. Formación planetaria	15
1.2.1. Migración Planetaria	20
2. Herramientas Numéricas	23
2.1. Evolución del gas	23
2.2. Evolución del polvo	25
2.3. Acreción de pebbles	27
2.3.1. Tasa de acreción de pebbles	27
2.3.2. Masa de aislación	28
2.4. Acreción de gas	28
2.4.1. Fase vinculada	28
2.4.2. Fase desvinculada	29
2.5. Torques	29
2.5.1. Migración Tipo I	30
2.5.2. Migración tipo II	31

3. Resultados	33
3.1. Comparación con <i>pebble predictor</i>	33
3.2. Comparación con Mulders <i>et al.</i> 2021	37
3.3. Incorporación de nuevos fenómenos físicos.	42
3.3.1. Impacto de la migración planetaria.	42
3.3.2. Impacto de la fotoevaporación.	48
3.3.3. Impacto de la fotoevaporación y la migración planetaria en la formación de súper-Tierras.	53
4. Conclusiones y Discusión	67
4.1. Trabajo a futuro.	68
5. Bibliografía	73

Resumen

Esta tesis investiga la formación de Súper-Tierras alrededor de distintos tipos estelares mediante simulaciones numéricas, incorporando procesos físicos clave como la migración planetaria y la fotoevaporación. Un aspecto central del trabajo es la comparación de los resultados obtenidos con los del trabajo de Mulders *et al.* 2021, que modeló la formación de planetas sin considerar la migración ni la fotoevaporación.

Para validar el modelo numérico utilizado, primero se reprodujeron los resultados del código *pebble predictor*, desarrollado en Drażkowska *et al.* 2021, dado que este sirvió de base para el trabajo de Mulders. Luego, se realizaron simulaciones con PLANETALP, incluyendo el impacto de la fotoevaporación y la migración planetaria. Se realizaron más de 500 simulaciones, variando la masa estelar y la fracción de masa del disco, entre otros parámetros, para analizar cómo estos factores afectan la formación de Súper-Tierras en distintos escenarios.

Introducción

0.1. Motivación

Actualmente, se han confirmado más de 5800 exoplanetas y existen más de 7300 candidatos pendientes de confirmación (<https://exoplanetarchive.ipac.caltech.edu>). Estos exoplanetas presentan una gran diversidad de características y propiedades, pudiendo encontrarse planetas tipo Júpiter calientes y Júpiter templados, análogos a Júpiter, planetas gigantes gaseosos en órbitas muy extendidas, mini-Neptunos calientes y Súper-Tierras. En particular, de toda esta diversidad planetaria, los objetos más abundantes, y que presentan una distribución bimodal de tamaños muy característica, serían los exoplanetas con radios entre los de la Tierra y Neptuno, pero con períodos orbitales menores a los 100 días. Además, muchos de estos planetas forman parte de sistemas planetarios múltiples que representan el estadio final de una serie de complejos procesos de formación (a la fecha conocemos más de 1000 sistemas planetarios extrasolares confirmados, <http://exoplanet.eu/catalog>).

Una tendencia observada en la demografía de los exoplanetas que hasta ahora no se ha podido explicar de manera sencilla, es la elevada tasa de ocurrencia de Súper-Tierras alrededor de estrellas de baja masa (Mulders *et al.* 2021). Las tasas de ocurrencia de Súper-Tierras observadas por la misión Kepler aumentan de estrellas F a estrellas enanas M en un factor de 3 (Howard *et al.* 2012, Mulders *et al.* 2015), un resultado que ha sido confirmado recientemente por estudios de velocidad radial (Sabotta *et al.* 2021). Existen indicios de que estas tasas de ocurrencia más altas para estrellas M corresponden a una mayor fracción de estrellas con sistemas planetarios (Yang *et al.* 2020, He *et al.* 2020). Sin embargo, esta tendencia desafía las relaciones de escala entre la masa de la estrella anfitriona y la ocurrencia de planetas gigantes (v.g. Ghezzi *et al.* 2018, Fulton *et al.* 2021), así como la relación entre la masa de la estrella anfitriona y la masa de polvo del disco protoplanetario (v.g. Pascucci *et al.* 2016). Además, pone en duda los modelos de síntesis poblacionales de formación planetaria, que no son capaces de reproducir esta tendencia (v.g. Burn *et al.* 2021). Esto último, se debe probablemente a una descripción incompleta de la formación de Súper-Tierras en los modelos convencionales de formación de planetas por acreción de planetesimales (Burn *et al.* 2021). Si bien el crecimiento planetario por acreción de planetesimales (objetos con tamaños del orden de los cientos de metros al kilómetro) es el paradigma clásico, en los últimos años emergió uno nuevo, en donde los planetas comenzarían su crecimiento por la acreción de pebbles,

partículas con tamaños del orden del mm y cm acopladas dinámicamente al gas del disco protoplanetario (Ormel & Klahr 2010, Lambrechts *et al.* 2014). La principal ventaja de esta nueva teoría es que las pebbles son acretadas por los planetas más eficientemente que los planetesimales, disminuyendo sus tiempos de formación.

Recientemente, en una serie de trabajos en los que participaron activamente miembros del Grupo de Astrofísica Planetaria de La Plata –Venturini *et al.* 2020a, Venturini *et al.* 2020b– se realizó un estudio sobre la formación de Súper-Tierras y mini-Neptunos por acreción de pebbles en torno a estrellas de tipo solar. Si bien este estudio no contempló una síntesis poblacional, se simuló la formación de unos 1000 planetas variando discretamente las condiciones iniciales del modelo. En este trabajo se mostró que si las pebbles ricas en hielos tienen propiedades diferentes a las pebbles de silicatos (carentes de volátiles), la formación planetaria por acreción de pebbles puede explicar de manera natural la distribución bimodal de tamaños de las Súper-Tierras y mini-Neptunos con períodos menores a los 100 días. Más recientemente, Mulders *et al.* 2021 estudiaron la formación de Súper-Tierras y planetas gigantes en torno a estrellas de diferente masa, utilizando un modelo por acreción de pebbles muy similar al desarrollado en Venturini *et al.* 2020a, Venturini *et al.* 2020b. En este trabajo, Mulders *et al.* 2021 (M21 de ahora en adelante) modelaron la formación in situ de planetas, es decir, omitiendo la migración planetaria, considerando la formación aislada y simultánea de una Súper-Tierra cerca de la estrella central y un planeta gigante tipo Júpiter por detrás (a una distancia análoga a Júpiter en nuestro Sistema Solar). Estos autores encontraron que la formación aislada de un planeta tipo Júpiter sólo es posible en las estrellas de tipo solar o más masivas y que cuando se considera la formación simultánea, este planeta gigante inhibe la formación de la Súper-Tierra. De esta manera, lograron explicar las altas tasas de Súper-Tierras en torno a estrellas de baja masa, dado que en estas estrellas no se formarían planetas gigantes que inhiban su formación. Sin embargo, más recientemente en Venturini *et al.* (2024) mostraron que la migración planetaria en estrellas de baja masa es importante, y que los planetas que comienzan su formación lejos de estas estrellas pueden migrar eficientemente hasta posiciones muy cercanas a las mismas. En consecuencia, resulta importante estudiar cómo los resultados encontrados en Mulders *et al.* (2021) podrían verse afectados cuando se tiene en cuenta el fenómeno de la migración planetaria.

0.2. Objetivos

El objetivo de este trabajo es estudiar la tasa de formación de Súper-Tierras en torno a distintos tipos estelares. Esto permitirá entender mejor la tendencia observacional de aumento en la ocurrencia de este tipo de planetas en torno a estrellas de baja masa.

En particular en este trabajo presentamos los resultados de simular la evolución de dos planetas, uno en la región interior ($0.3 AU$) y uno en la región exterior ($5 AU$), para distintos parámetros iniciales. Para obtener estos resultados se variaron los

valores de la masa de la estrella central, así como la fracción de masa del disco.

Para estudiar la formación simultánea se siguieron los resultados obtenidos por M21, trabajo en el cual se tuvo en cuenta la formación simultánea in situ, ignorando tanto la migración como la fotoevaporación del disco protoplanetario. Para esto, primero se reprodujeron los resultados del trabajo de Drażkowska *et al.* 2021 debido a que en dicho trabajo se detalla el modelo que luego fue adoptado por M21 en su trabajo. Luego se tuvo en cuenta cómo afecta la incorporación de estos fenómenos en la formación simultánea, tanto en el caso de los fenómenos individualmente como en el caso en que se contemplen de manera conjunta. Luego se comparo la tasa de ocurrencia obtenida en estos casos con la observada en la literatura para poder testear los modelos y ver cuál es la mejor explicación a la tendencia previamente mencionada.

De esta forma pretendemos entender mejor cómo se forman los sistemas planetarios en torno a estrellas de baja masa y los tipos de planetas más típicos en estos sistemas respecto a los sistemas en torno a estrellas de masa solar.

0.3. Metodología

Para llevar adelante este trabajo se utilizó el código global de formación planetaria PLANETALP (Ronco *et al.* 2017; Guilera *et al.* 2017), un código desarrollado por el Grupo de Astrofísica Planetaria (GAP) que modela la formación y evolución de un sistema planetario inmerso en un disco protoplanetario. Este código consiste en una serie de módulos. En este trabajo, nos centramos principalmente en dos módulos: uno que evoluciona la componente gaseosa del disco y otro que hace lo mismo con la componente sólida en el tiempo, de forma independiente.

Para garantizar que los resultados obtenidos con PLANETALP puedan compararse de manera fehaciente con los obtenidos por M21 en su trabajo, primero se verificó que el código pudiera reproducir los resultados del estudio de Drażkowska *et al.* 2021 (D21 de ahora en adelante), dado que los resultados de M21 se basan en el código *pebble predictor*¹ del trabajo de D21.

Una vez que se verificó que PLANETALP puede reproducir los resultados obtenidos por D21 con el código *pebble predictor*, se procedió a reproducir los resultados obtenidos por M21, considerando una formación simultánea in situ bajo las mismas condiciones utilizadas en su trabajo. A continuación, se realizaron simulaciones en tres escenarios: primero, el caso en que solo se contempla la migración; segundo, el caso en que solo se contempla la fotoevaporación; y por último, el caso en que ambos fenómenos se consideran simultáneamente.

Lo primero que se hizo fue elegir las condiciones iniciales, para esto se modificaron las que se usaron en el trabajo de M21 tomando en cuenta un perfil de temperaturas ligeramente diferente pero que sigue siendo para un disco isotermino (es decir, independiente del tiempo) y modificando la masa de aislación, las masas de

¹<https://github.com/astrojoanna/pebble-predictor>

las estrellas centrales y la fracción de masas de los discos simulados respecto a la masa de la estrella central. Estos cambios responden a una serie de consideraciones para hacer el modelo de disco más completo posible.

La masa de aislación considerada en el trabajo de M21 era

$$M_{iso} = 40M_{\oplus} \frac{M_*}{M_{\odot}} \left(\frac{H_p}{0.05 a} \right)^3, \quad (1)$$

donde H_p es la escala de altura de presión del disco y a es la distancia a la estrella central. Sin embargo, creemos que podría haber un error de escritura o consideración en esta expresión, ya que conduce a masas de aislación inusualmente altas. Por esta razón, en este trabajo se tomó la masa de aislación como en Lambrechts *et al.* 2014 y Liu *et al.* 2019

$$M_{iso} = 20 \left(\frac{H_{gas}/R}{0.05} \right)^3 M_{\oplus} \frac{M_*}{M_{\odot}}, \quad (2)$$

donde H_{gas} es la altura del disco de gas y R es la distancia a la estrella central.

Para las masas de las estrellas centrales se modificaron las masas máximas que se modelaban. En el trabajo de M21 se tomaron masas hasta las $2 M_{\odot}$. Sin embargo, como en este trabajo se tiene en cuenta el efecto de la fotoevaporación, y teniendo en cuenta los resultados obtenidos en el trabajo de Ronco *et al.* 2024, se consideró una masa máxima de $1.4 M_{\odot}$. Esto para evitar los cambios en la tasa de fotoevaporación a lo largo de la evolución del disco debido a la evolución estelar que empiezan a ocurrir a partir de $1.5 M_{\odot}$.

A diferencia del estudio de M21 que llegaron a fracciones de masa de disco de 50 %, en este trabajo se consideraron fracciones de entre el 2 % y el 20 %. Discos más masivos que esos valores son altamente inestables antes perturbaciones y, por lo tanto, es muy poco probable que sobrevivan en la naturaleza (Toomre 1964).

En la tabla 1 se muestran comparativamente los parámetros utilizados en el trabajo de M21 y los utilizados en este trabajo.

Como se puede ver en la tabla 1, para la formación planetaria se usaron semillas planetarias de $0.01 M_{\oplus}$, donde se asumió que el embrión planetario llegó a ese tamaño por el mecanismo usual de crecimiento de sólidos. En la tabla 2 se detalla el significado de cada variable.

Para el desarrollo de esta tesis se hicieron 506 simulaciones, agrupadas en distintas corridas según los parámetros y casos considerados. En total este trabajo conllevó un aproximado de 1382 horas de cómputo totales.

Tabla 1: Parámetros utilizados

Parámetros Mulders		Nuestros Parámetros	
Parámetros	Valor	Parámetros	Valor
$M_* [M_\odot]$	0.1, 0.2, 0.5, 1.0 , 2.0	$M_* [M_\odot]$	0.1, 0.2, 0.5, 0.8, 1.0, 1.4
$M_{\text{disk}} [M_*]$	0.02–0.5 (0.2)	$M_{\text{disk}} [M_*]$	0.02–0.2
$R_{\text{disk}} [\text{au}]$	300	$R_{\text{disk}} [\text{au}]$	300
$T_{\text{disk}} [\text{K}]$	$280 a^{-0.5} M_*^{0.5}$	$T_{\text{disk}} [\text{K}]$	$280 a^{-0.5} M_*^{0.5}$
$g : d$	100	$g : d$	100
α	10^{-4}	α	10^{-4}
$T_{\text{SL}} [\text{K}]$	150	$T_{\text{SL}} [\text{K}]$	170
$v_{\text{frag}} [\text{cm s}^{-1}]$	1000	$v_{\text{frag}} [\text{cm s}^{-1}]$	1000
$v_{\text{frag,SL}} [\text{cm s}^{-1}]$	100 , 1000	$v_{\text{frag,SL}} [\text{cm s}^{-1}]$	100 , 1000
$M_{\text{seed}} [M_\oplus]$	0.01	$M_{\text{seed}} [M_\oplus]$	0.01
$M_{\text{iso}} [M_\oplus]$	40	$M_{\text{iso}} [M_\oplus]$	20

Variable	Definición
$M_* [M_\odot]$	Masa de la estrella central.
$M_{\text{disk}} [M_*]$	Fracción de masa del disco.
$R_{\text{disk}} [\text{au}]$	Radio característico.
$T_{\text{disk}} [\text{K}]$	Perfil de temperatura.
$g : d$	Fracción de gas a polvo.
α	Parámetro de viscosidad turbulenta.
$T_{\text{SL}} [\text{K}]$	Temperatura de la línea de hielos.
$v_{\text{frag}} [\text{cm, s}^{-1}]$	Velocidad límite de fragmentación.
$v_{\text{frag,SL}} [\text{cm s}^{-1}]$	Velocidad límite de fragmentación por dentro de la línea de los hielos.
$M_{\text{seed}} [M_\oplus]$	Masa de la semilla planetaria.
$M_{\text{iso}} [M_\oplus]$	Masa de aislamiento.

Tabla 2: Lista de definición de variables.

Capítulo 1

Sistemas Planetarios

La formación de un disco protoplanetario alrededor de una estrella puede explicarse mediante una serie de etapas. En primer lugar, una nube molecular experimenta un colapso gravitatorio que genera regiones con mayor densidad. Estas regiones, a su vez, se comprimen debido a la gravedad, lo que desencadena dos procesos principales. Por un lado, gran parte del material se concentra rápidamente en el centro, dando origen a una protoestrella. Por otro lado, el material que no cae al centro comienza a girar, ya que el momento angular inicial de las regiones densas se conserva durante el colapso gravitatorio. Esta rotación genera una fuerza centrífuga que, combinada con la atracción gravitatoria, provoca que el material se redistribuya hacia el plano ecuatorial de rotación, formando el disco circunestelar.

El disco está compuesto principalmente por gas y polvo. El gas, constituido mayoritariamente por hidrógeno y helio, proviene de la nube molecular original, constituye el $\sim 99\%$ de la masa total del disco. El polvo contiene elementos más pesados conocidos como metales, que constituye únicamente el $\sim 1\%$ de la masa total del disco. Ambas componentes presentan una distribución de densidad tanto radial como vertical respecto al plano medio. Con el tiempo, la estructura del disco evoluciona debido a procesos dinámicos como la acreción viscosa y la fotoevaporación. La acreción viscosa transporta material hacia la estrella central mientras redistribuye gas en el disco, permitiendo que parte de este se desplace hacia regiones más externas para conservar el momento angular total del sistema. Paralelamente, la fotoevaporación, inducida por la radiación de la estrella, calienta las capas externas del disco hasta que el material adquiere suficiente energía térmica para escapar de la atracción gravitatoria de la protoestrella. En discos que rodean estrellas aisladas, esta radiación proviene exclusivamente de la estrella central, mientras que en entornos más densos (sistemas múltiples por ejemplo) también puede provenir del medio circundante. La acción combinada de estos mecanismos, junto con otros procesos de evolución del disco, lleva finalmente a su dispersión, dejando como resultado un sistema planetario.

1.1. Discos Protoplanetarios

1.1.1. Evolución y clasificación

Los objetos estelares jóvenes (YSO, por sus siglas en inglés) con frecuencia muestran más emisión en el infrarrojo (IR) de lo que se esperaría de la fotosfera de una estrella anterior a la secuencia principal (ver Armitage & Kley 2019). El exceso de IR se atribuye a la presencia de polvo en las proximidades de la estrella, y su intensidad constituye la base de un esquema de clasificación empírica para los YSO. Definimos la pendiente de la distribución de energía espectral (SED, por sus siglas en inglés) entre las longitudes de onda del infrarrojo cercano y del infrarrojo medio,

$$\alpha_{IR} = \frac{d \log(\lambda F_\lambda(\lambda))}{d \log(\lambda)}, \quad (1.1)$$

donde $\lambda F_\lambda(\lambda)$ es la distribución espectral de energía y λ es la longitud de onda. Las convenciones varían, pero a modo de ejemplo podemos suponer que la pendiente se mide entre la banda $K(2, 2\mu m)$ y la banda $N(10\mu m)$. Podemos clasificar entonces los YSO como (Armitage 2017),

- **Clase 0:** Los picos de SED se producen en la parte del infrarrojo lejano o medio del espectro ($\sim 100 \mu m$), sin que se detecte ningún flujo en el infrarrojo cercano.
- **Clase I:** SED aproximadamente plana o ascendente hacia el IR medio ($\alpha_{IR} > 0$).
- **Clase II:** SED descendente en el infrarrojo medio ($-1, 6 < \alpha_{IR} < 0$). Estos objetos también se denominan “estrellas T-Tauris clásicas”.
- **Clase III:** Estrellas pre-secuencia principal con poco o ningún exceso en el IR ($\alpha_{IR} < -1, 6$).

Esto se puede ver en la figura 1.1. Esta clasificación se interpreta como un esquema evolutivo, considerando que es un esquema empírico, las diferentes clases permiten determinar cómo evolucionan los discos.

1.1.2. Tiempo de vida de los discos protoplanetarios.

Los discos protoplanetarios tienen una vida media que varía dentro de ciertos rangos (ver Venturini *et al.* 2020c). Esto se ha determinado a través de observaciones por dos métodos principales. El primero, se basa en la emisión continua de estrellas jóvenes, cuyo exceso en el infrarrojo evidencia la presencia de polvo caliente. La rápida disminución de esta emisión infrarroja con la edad de la estrella permitió estimar que estos discos suelen durar entre 1 y 10 millones de años. Además, las distribuciones temporales muestran un decaimiento exponencial, con tiempos característicos de

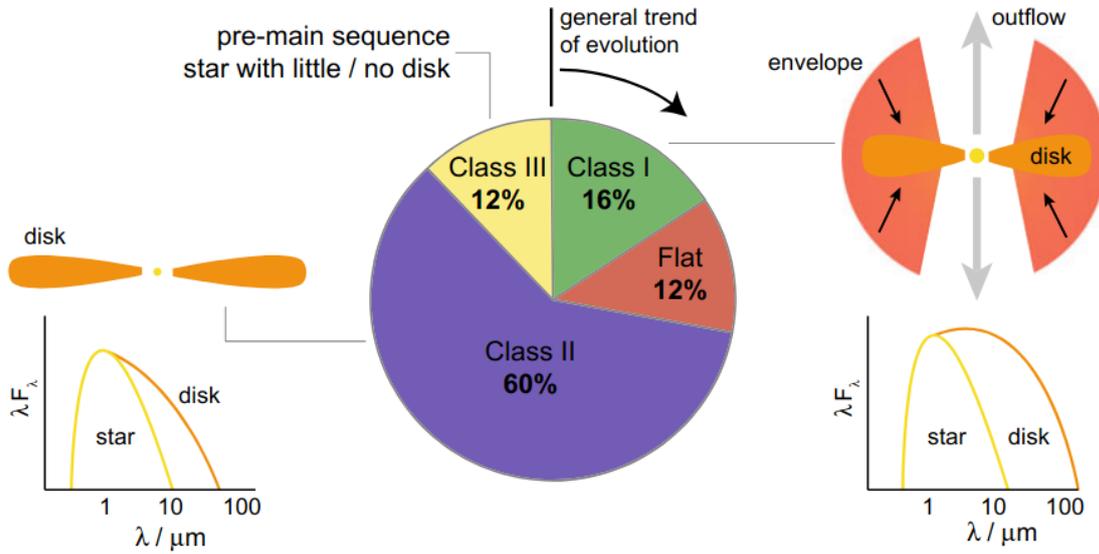


Figura 1.1: Clasificación de los objetos estelares jóvenes junto con las estadísticas para la fracción de fuentes que se clasifican en cada clase. Imagen extraída de Armitage & Kley 2019.

vida media de aproximadamente 3 a 4 millones de años. Como el polvo está acoplado al gas, estas observaciones infrarrojas indican indirectamente la dispersión del gas en los discos protoplanetarios. Sin embargo, una limitación de esta conclusión es que la radiación infrarroja proviene de granos de polvo de tamaños máximos cercanos al centímetro, tamaño a partir del cual dejan de estar fuertemente acoplados al gas. Por lo tanto, el exceso infrarrojo detectado también podría reflejar el crecimiento del polvo hasta esos tamaños en los tiempos observados.

El segundo método de observación, por otro lado, considera las señales de acreción sobre la estrella central. Este proceso genera energía que se detecta en longitudes de onda ultravioleta del espectro estelar, principalmente en la línea H_α . Las tasas de acreción típicas se estiman en torno a $\sim 10^{-8} M_\odot/\text{yr}$, mientras que las masas promedio de los discos se sitúan cerca de $\sim 0.01 M_\odot$. Combinando estos valores, se deduce un tiempo característico de dispersión de gas cercano a $\sim 10^6$ años, consistente con los tiempos de disipación obtenidos a partir de la emisión de polvo caliente.

1.1.3. Evolución Viscosa

La evolución viscosa es uno de los principales mecanismos de evolución del disco. Este fenómeno se basa en la redistribución del momento angular del disco a medida que parte del material del disco, al experimentar una deriva radial, es acretado por la estrella. Sabemos que bajo la influencia de la gravedad, el gas en el disco protoplanetario gira en rotación diferencial alrededor de la protoestrella con una velocidad angular cuasi kepleriana. La viscosidad del gas provoca interacciones entre anillos concéntricos adyacentes, lo que genera un transporte y pérdida de momento

angular en el material del disco. Este fenómeno ocurre cuando una parte del material se mueve hacia el interior del disco, perdiendo momento angular, mientras que otra parte se desplaza hacia el exterior, ganando momento angular.

El fenómeno de acreción viscosa se puede cuantificar mediante una ecuación diferencial parcial. Para obtener dicha ecuación se siguen los desarrollos del trabajo de Pringle 1981. En dicho trabajo, se partió derivando las ecuaciones de movimiento para un anillo de gas en un disco que se tomó con una densidad superficial $\Sigma(R, t)$ y una velocidad radial $v_R(R, t)$, donde R es la distancia a la estrella y t es el tiempo. Considerando un anillo de gas con un radio interior R y un espesor radial ΔR . La masa del anillo está dada por $2\pi R \Delta R \Sigma$, mientras que su momento angular es proporcional a $2\pi R \Delta R \Sigma R^2 \Omega$, donde Ω representa la velocidad angular kepleriana del gas en el disco protoplanetario. Luego, planteando tanto la ecuación de conservación de la masa como la de conservación del momento angular y bajo ciertas aproximaciones, se derivó la ecuación diferencial que describe la evolución temporal de un disco con simetría axial,

$$\frac{\partial \Sigma(R, t)}{\partial t} = \frac{3}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left[R^{1/2} \frac{\partial}{\partial R} (\nu \Sigma(R, t) R^{1/2}) \right] \quad (1.2)$$

donde ν es la viscosidad del disco protoplanetario.

Tiempos de disipación

Si se estudian los tiempos característicos de disipación, utilizando la ecuación de difusión:

$$\frac{\partial f}{\partial t} = D \frac{\partial^2 f}{\partial X^2}, \quad (1.3)$$

y la escala de tiempo característico de difusión para esta ecuación es

$$\tau = \frac{D}{X^2}. \quad (1.4)$$

Luego, haciendo el cambio de variables $X = 2R^{1/2}$ y $f = (3/2)\Sigma R$ obtenemos que $\tau = 1.3 \frac{R^2}{\nu}$

Si tomamos una viscosidad microscópica de la forma $\nu = \lambda V$, donde λ es el camino libre medio de las moléculas y V es la velocidad de las moléculas, y consideramos valores típicos ($\nu \sim 10^5 [cm^2/seg]$ y $R = 1 UA$) obtenemos tiempos de disipación del orden de $\tau \sim 10^{13}$ años que son varios órdenes de magnitud mayores que los obtenidos de manera observacional. De esta manera se llega a que la viscosidad microscópica no es el mecanismo de transporte de momento angular en los discos protoplanetarios.

Tasa de acreción viscosa

La pérdida de masa por acreción viscosa se manifiesta al modelar la evolución del sistema compuesto por la estrella y el disco. En este modelo, el disco evoluciona mediante acreción viscosa, mientras que la estrella actúa como el centro del sistema,

atrayendo el material que fluye hacia el interior del disco hasta caer en el radio más pequeño definido como el límite de la estrella.

En el trabajo de Pringle 1981 se resolvió la ecuación 1.2 para un disco estacionario, imponiendo una condición de contorno de torque nulo en el radio estelar R_* . A partir de esta condición, Pringle 1981 derivó el perfil de densidad superficial estacionario $\Sigma(R)$, expresado en función del radio estelar (R_*), la tasa de acreción de masa del disco sobre la estrella (\dot{M}_{acc}) y la viscosidad (ν). A partir de esta solución, se aproxima la tasa de pérdida de masa para un disco que evoluciona en el tiempo, considerando el borde interno alejado de la estrella,

$$\dot{M}_{acc} \approx 3\pi\nu\Sigma(R). \quad (1.5)$$

Esta ecuación describe la tasa de acreción de masa en el disco en función de la viscosidad y la densidad superficial.

1.1.4. Viscosidad

Aunque la ecuación de evolución debida a la viscosidad puede derivarse a partir de principios básicos, el uso exclusivo de viscosidades microscópicas no logra reproducir los tiempos de dispersión observados en los discos protoplanetarios. El modelo de evolución por acreción viscosa describe cómo el disco pierde momento angular, pero considerar únicamente la viscosidad microscópica aborda sólo uno de los mecanismos posibles que podrían generar la viscosidad necesaria para el transporte de momento angular.

Una solución a esta limitación fue propuesta por Shakura & Sunyaev 1973, quienes, al estudiar discos alrededor de agujeros negros en sistemas binarios, concluyeron que la turbulencia dentro del disco genera una viscosidad efectiva. Esto implica que un entorno turbulento es mucho más eficiente que la viscosidad microscópica para disipar el momento angular del gas. Con esta idea, la escala lineal asociada a la transferencia de momento ya no se limita al camino libre medio, sino que se extiende a la escala de altura del disco. Además, en este modelo, los elementos macroscópicos están limitados por la velocidad del sonido.

En función de estas consideraciones, se parametriza la viscosidad turbulenta como:

$$\nu = \alpha hc_s, \quad (1.6)$$

donde α es un parámetro adimensional menor a 1 que indica la eficiencia de la turbulencia transportando momento en el disco. Existen varios tipos de procesos que pueden generar turbulencia, haciendo que el transporte de momento angular en el disco sea más eficiente. Estos procesos pueden clasificarse en tres categorías principales: hidrodinámicos, gravitatorios y magnéticos.

1.1.5. Fotoevaporación

La fotoevaporación del disco es un proceso hidrodinámico que ocurre cuando los fotones de alta energía, como los ultravioleta (UV) o rayos X, disocian o ionizan el gas molecular presente en el disco (ver Armitage & Kley 2019). Si el gas alcanza una temperatura suficiente para superar la atracción gravitatoria, se expande y acelera, alejándose del disco debido a fuerzas generadas por gradientes de presión, formando así un viento térmicamente impulsado.

En cada región del disco, existe una interacción entre el campo gravitatorio y la energía térmica del material. Para que ocurra la pérdida de masa por fotoevaporación ($\dot{\Sigma}_{foto}$), el gas debe estar a una distancia lo suficientemente grande de la estrella como para que el campo gravitatorio sea débil, pero no tan lejos como para que el calentamiento por radiación deje de ser significativo. Por lo tanto, la tasa de fotoevaporación varía en función de la ubicación dentro del disco. En cada punto, esta tasa depende tanto de la intensidad del espectro de radiación emitido por la estrella, o del espectro de la región de formación estelar, como de las propiedades físicas del disco.

Consideremos un disco cuyas superficies están iluminadas por una fuente de fotones de alta energía, que pueden provenir de la estrella central o de otras estrellas luminosas dentro de un cúmulo. La radiación calienta una capa superficial del disco a una temperatura T , con una velocidad del sonido c_s . Se define el radio gravitatorio r_g como la ubicación donde la velocidad del sonido en el gas ionizado es igual a la velocidad orbital,

$$r_g = \frac{GM_*}{c_s^2}. \quad (1.7)$$

En el análisis más simple, el gas en $r < r_g$ está ligado y forma una atmósfera extendida sobre la superficie del disco neutro con una altura de escala $h \propto r^{3/2}$. Más allá de r_g , el gas ionizado no está ligado y escapa del disco.

Los detalles de la fotoevaporación dependen de la fuente del flujo irradiante (que puede ser la propia estrella que lleva el disco o estrellas externas en un cúmulo) y de la energía de los fotones. La radiación ultravioleta extrema (EUV, por sus siglas en inglés), cuya energía E toma valores entre ($E > 13.6eV, \lambda < 912\text{\AA}$), ioniza los átomos de hidrógeno, produciendo una capa nítidamente definida de gas caliente cuya temperatura, alrededor de $10^4 K$, es casi independiente de la densidad del disco en el radio en consideración. La radiación ultravioleta lejana ($6eV < E < 13,6eV$) disocia las moléculas de H_2 , creando una capa atómica neutra cuya temperatura depende del equilibrio preciso de los procesos de calentamiento y enfriamiento. Los valores típicos son de 100 a 5000 K . Los rayos X también producen una región superficial de gas caliente con una estructura vertical compleja.

Si estudiamos la fotoevaporación a lo largo del tiempo podemos distinguir tres grandes etapas de este proceso, las mismas se pueden ver en la imagen 1.2.

Inicialmente, $\dot{M}_{acc} \gg \dot{M}_{foto}$ (esta última es la tasa de pérdida de masa por fotoevaporación). La pérdida de masa por viento tiene un efecto insignificante en el

disco, que evoluciona de manera similar a un modelo viscoso ordinario. Los fotones EUV dispersados por esta atmósfera ligada extendida verticalmente calientan el disco externo a radios $r > r_g$. Aquí se inicia la pérdida de masa por fotoevaporación. La tasa de acreción de masa y la densidad superficial cae gradualmente en la escala de tiempo viscosa de todo el disco (determinada en radios grandes), que es del orden del millón de años.

Después de unos pocos millones de años, la tasa de acreción cae lo suficiente como para que $\dot{M}_{acc} \sim \dot{M}_{foto}$. El viento es entonces lo suficientemente fuerte como para dominar la evolución de la densidad superficial del disco cerca de r_g , abriendo una apertura (gap en inglés) en el disco y cortando el reabastecimiento del disco interior por el gas que fluye desde radios mayores.

Luego de algunos cientos de miles de años (o menos) de la apertura del gap alrededor del radio crítico, el disco interno es completamente acretado por la estrella ya que el tiempo característico de evolución viscosa es significativamente corto. Recordemos que este tiempo es directamente proporcional al radio de la estructura, el cual, luego de la apertura del gap, disminuyó a $r < r_g$. Una vez que el disco interior se ha vaciado, el gas restante en el disco exterior se ilumina directamente con la radiación ultravioleta de la estrella (antes, el flujo dominante eran los fotones dispersados en el disco exterior desde una atmósfera ligada en radios más pequeños). Esta radiación calienta rápidamente el disco exterior y elimina todo el gas restante.

Estas etapas de la evolución por fotoevaporación son típicas para estrellas de tipo solar o de menor masa. Para estrellas de masa intermedia ($1.5M_{\odot}$ a $\sim 3M_{\odot}$), estas etapas pueden diferir debido a la evolución estelar, cuyos efectos ocurren en escalas de tiempo comparables o inferiores a la vida del disco, como se mostró en Ronco *et al.* 2024.

1.2. Formación planetaria

La formación planetaria es un proceso complejo que se puede pensar como una serie de pasos que permite el crecimiento de pequeñas partículas de polvo (de escala del micrómetro) hasta planetas (de escala de miles de kilómetros).

Evolución del polvo

La evolución del polvo se produce por su interacción con el disco gaseoso circundante, lo que provoca su redistribución radial. Las partículas sólidas están inmersas en un disco de gas que normalmente gira a una velocidad ligeramente inferior a la kepleriana debido a la presión que lo sostiene. Los agregados de polvo, que en un disco sin gas seguirían órbitas keplerianas, interactúan con el gas a través de la resistencia aerodinámica, pierden momento angular y se caen en espiral hacia la estrella central.

Un parámetro particularmente útil que describe el comportamiento dinámico

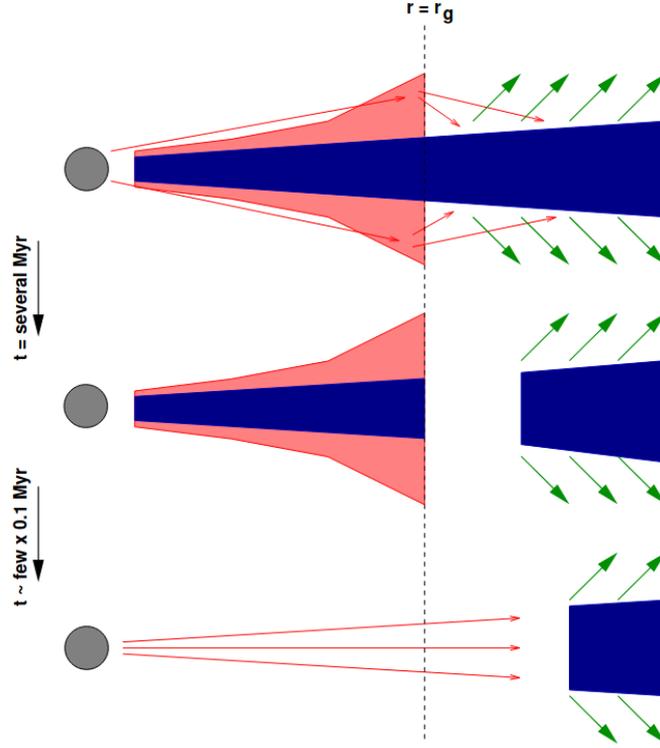


Figura 1.2: Representación esquemática de cómo la fotoevaporación impulsada por una fuente central de radiación UV dispersará el disco protoplanetario. Imagen extraída de Armitage 2017.

del polvo en el disco protoplanetario es el número de Stokes S_t , cuanto más distinto de 1 sea el número de Stokes, menor será el acoplamiento (ver Drazkowska *et al.* 2023). Este representa la escala de tiempo en la que un grano de polvo se acopla al flujo de gas circundante (t_{stop}) en términos de la escala de tiempo orbital local: $S_t = t_{stop}\Omega_K$, donde Ω_K es la frecuencia angular kepleriana para esa posición del disco. En la mayor parte del disco protoplanetario, el régimen de drag de Epstein es válido para el polvo y granos pequeños, de modo que el tamaño del polvo (a), su densidad interna (ρ_d) y su número de Stokes (S_t) están conectados con la densidad local de gas (Σ_g) por:

$$S_t = \frac{\pi a \rho_d}{2 \Sigma_g}. \quad (1.8)$$

En un disco de gas típico, donde tanto la densidad como la temperatura del gas disminuyen con la distancia a la estrella central, el gradiente de presión radial es negativo en todo el disco, lo que lleva a una rotación subkepleriana del gas. La diferencia entre la rotación kepleriana v_K y la velocidad azimutal del gas $v_{\phi,g}$ se describe a menudo con el uso del parámetro η : $v_{\phi,g} \sim v_K(1 - \eta)$. El valor de η depende de la magnitud del gradiente de presión radial. La velocidad radial del polvo y las pebbles (partículas sólidas lo suficientemente grandes como para acoplarse parcialmente al flujo de gas en un disco protoplanetario, pero aún pequeñas comparadas con los planetesimales, ver los trabajos de Ormel 2024, Drazkowska *et al.* (2023) y

Venturini *et al.* 2020c), resulta de la pérdida de momento angular, impulsada por la interacción con el gas subkepleriano y el arrastre ejercido por el flujo de gas radial, un efecto especialmente relevante para los granos de polvo más pequeños.

La velocidad de drag radial aumenta con el número de Stokes y alcanza un máximo en $S_t = 1$. Si la escala de tiempo para el drag radial es más corto que la escala de tiempo de crecimiento del polvo, entonces el crecimiento del polvo se detiene efectivamente; esta barrera para el crecimiento se conoce como la barrera de drag radial. El drag radial impulsa colisiones entre granos de diferentes números de Stokes. A medida que las partículas crecen y se desacoplan más del gas, pueden alcanzar velocidades relativas mayores en comparación con otras partículas del mismo tamaño. Por lo tanto, las velocidades de colisión aumentan con el tamaño del grano de polvo, lo que finalmente conduce a colisiones disruptivas. Estas partículas eventualmente alcanzan la barrera de fragmentación, lo que significa que periódicamente pierden masa en colisiones catastróficas y vuelven a crecer hasta alcanzar el tamaño máximo.

De polvo a planetesimales

El crecimiento de polvo a planetesimales enfrenta varias dificultades, siendo una de las principales la barrera de drag radial. Esta barrera impide que las partículas de polvo crezcan directamente hasta tamaños planetesimales, ya que experimentan una fuerte migración hacia la estrella debido al arrastre del gas. Como resultado, la formación de planetesimales solo puede ocurrir en condiciones específicas, como en trampas de presión de larga duración o en regiones cercanas a la estrella, donde la escala de tiempo de crecimiento es menor que la de migración.

Para superar esta limitación, se han propuesto distintos mecanismos de crecimiento rápido. Uno de ellos es el crecimiento poroso, en el cual los agregados de polvo mantienen una estructura abierta y fractal durante sus colisiones, permitiendo que las partículas crezcan sin compactarse demasiado. Este tipo de crecimiento puede retrasar la fragmentación y facilitar la acumulación de material, aumentando la densidad local de sólidos. Aunque el crecimiento poroso no siempre conduce directamente a la formación de planetesimales, puede favorecer la acumulación de polvo en regiones donde la densidad sea lo suficientemente alta como para desencadenar procesos gravitacionales.

En particular, un mecanismo clave para la formación de planetesimales es la inestabilidad gravitacional inducida por la streaming instability. Este proceso, propuesto por Youdin & Goodman 2005, ocurre cuando las partículas de polvo y gas interactúan generando acumulaciones locales de material en trampas de presión dentro del disco protoplanetario. Cuando estas sobredensidades alcanzan un umbral crítico, superando el parámetro de Toomre, el colapso gravitatorio de estos grumos de sólidos da lugar a la formación de planetesimales por compactación.

De planetesimales a protoplanetas

Uno de los enfoques iniciales que aún se considera relevante en términos generales es el modelo de acreción planetesimal (ver Mordasini & Burn 2024). Según este modelo, los protoplanetas, también llamados embriones planetarios, se forman mediante la colisión y posterior acumulación de pequeños cuerpos sólidos denominados planetesimales, cuyo tamaño oscila entre 1 y 100 km. Esta idea está respaldada por la presencia generalizada de objetos de ese tipo en el Sistema Solar, como asteroides y cometas.

Dentro de este modelo, el crecimiento en fuga es un proceso clave, conocido como crecimiento en fuga (runaway). Durante esta fase, los cuerpos más grandes experimentan un aumento en su sección de colisión efectiva debido al enfocamiento gravitatorio, lo que les permite crecer más rápido que los cuerpos más pequeños.

Sin embargo, este proceso de crecimiento rápido no puede mantenerse de manera indefinida. Una vez que los cuerpos más grandes adquieren suficiente masa como para alterar dinámicamente a los planetesimales cercanos, incrementando sus excentricidades e inclinaciones, el crecimiento pasa a un régimen más lento conocido como crecimiento oligárquico. En este régimen, los protoplanetas más grandes, llamados oligarcas, crecen de forma simultánea, manteniendo distancias de separación equivalentes a unas pocas veces su esfera de Hill. Esta es la región alrededor de un cuerpo, un planeta en este caso, en la que su gravedad domina localmente sobre la atracción gravitacional de la estrella central. A diferencia del régimen anterior, aquí la velocidad de crecimiento disminuye a medida que aumenta la masa del cuerpo en formación.

Este proceso termina cuando el protoplaneta acreta todos los planetesimales de su zona de alimentación, alcanzando así su masa de aislación. Esta es la masa que alcanza el planeta cuando acreta todos los planetesimales en su zona de alimentación. El valor de esta masa depende principalmente de la densidad superficial local de planetesimales, $\Sigma_{planete}$, y de la distancia radial r a la estrella central.

Crecimiento por pebbles

Las pebbles, definidas previamente que tienen tamaños típicamente del orden de milímetros a centímetros, desempeñan un papel crucial en la formación de planetas al permitir un proceso de acreción eficiente denominado acreción de pebbles. A diferencia de los planetesimales, cuya acumulación depende de encuentros gravitatorios directos, es decir es un fenómeno colisional, las pebbles experimentan un arrastre significativo con el gas circundante, lo que favorece su captura por núcleos planetarios en crecimiento y acelera la formación de cuerpos masivos.

La acreción de partículas de tamaño milimétrico a centimétrico, con números de Stokes comprendidos entre 10^{-3} y 1, está influenciada tanto por la gravedad del protoplaneta como por la fricción ejercida por el gas. Esta última reduce el momento angular de las partículas durante su interacción con el planeta, permitiendo que sean

capturadas más fácilmente. Para que el proceso sea efectivo, el tiempo de frenado de las pebbles, t_{stop} , debe ser inferior al tiempo de encuentro con el planeta. Gracias a la fricción del gas, el radio de acreción de las pebbles, r_{PA} , puede ser significativamente mayor que el radio de captura gravitatorio típico en la acreción de planetesimales.

Para que se dé inicio a la acreción de pebbles, el planeta en crecimiento debe alcanzar una masa límite. Una vez alcanzada esta masa, los efectos aerodinámicos del gas sobre las pebbles hacen que se asienten en el potencial gravitatorio del planeta, dando inicio al proceso de acreción. Esta masa va a depender tanto de la velocidad relativa entre la pebble y el planeta, como de la masa de la estrella central.

Al comparar el radio de acreción de pebbles r_{PA} y la altura de escala del disco de pebbles H_{peb} , la acreción de pebbles se puede clasificar en un régimen 2D o 3D. En el régimen 2D ($r_{PA} > H_{peb}$), el planeta en crecimiento es lo suficientemente grande como para acretar desde la capa completa de pebbles, mientras que en el régimen 3D ($r_{PA} < H_{peb}$) el planeta solo tiene acceso a una fracción de la capa de pebbles. Esto va a determinar la tasa de acreción de pebbles que experimente el planeta.

Una diferencia clave entre la acreción de pebbles y la acreción de planetesimales es el tamaño máximo que un núcleo planetario puede alcanzar. Cuando la masa del núcleo es relativamente baja, su influencia sobre el gas circundante del disco es baja, lo que permite que una fracción de las pebbles, que es generalmente menor al 10 %, en decaimiento orbital sea capturada mientras el resto continúa hacia el interior del disco. Sin embargo, si el planeta crece lo suficiente como para abrir un gap parcial en el disco de gas y revertir el gradiente de presión local, las pebbles se acumulan en el máximo de presión fuera de la órbita del planeta, deteniendo su acreción. La masa en la que ocurre este aislamiento se denomina masa de aislación de pebbles y corresponde al punto en el que las pebbles dejan de alcanzar al planeta. Esta masa de aislación está estrechamente relacionada con la masa necesaria para abrir un gap parcial en el disco.

Formación de gigantes.

Existen dos enfoques principales para describir cómo se forman los planetas gigantes. El primero es el modelo de formación por inestabilidad gravitatoria (Boss 1997). Este modelo propone que los planetas surgen cuando regiones densas de gas en el disco colapsan debido a su propia gravedad. Para que este colapso tenga lugar, el gas debe enfriarse rápidamente, permitiendo que la fuerza gravitatoria supere la presión del gas. Esta condición suele darse con mayor facilidad a grandes distancias de la estrella central (Boss 1998, Rafikov 2005). El segundo enfoque es el modelo de acreción de núcleo (Safronov & Zvjagina 1969, Mizuno *et al.* 1978, Bodenheimer & Pollack 1986, Pollack *et al.* 1996), ampliamente aceptado y desarrollado, que ha demostrado ser eficaz para explicar la formación de planetas con diversas masas, órbitas y composiciones. Este modelo sostiene que los planetas se forman a partir del crecimiento de un núcleo sólido que, al alcanzar una masa crítica, comienza a atraer gas y forma una envoltura.

El modelo de acreción del núcleo sostiene que un planeta se forma en dos etapas: primero, mediante la acumulación de sólidos que constituyen un núcleo denso, y luego a través de la captura de gas que da origen a una envoltura atmosférica. La formación de esta atmósfera comienza cuando la gravedad generada por el núcleo supera la presión térmica del gas circundante, lo que típicamente ocurre cuando el núcleo alcanza una masa similar a la de la Luna. Durante las primeras fases, el crecimiento del protoplaneta está dominado por la acreción de sólidos, lo que provoca un aumento rápido en la masa del núcleo, mientras que la acumulación de gas es más lenta. Si el núcleo no alcanza a acretar suficiente gas termina como un planeta terrestre. No obstante, cuando la masa de la envoltura gaseosa se aproxima a la del núcleo, la gravedad de la envoltura se intensifica, comprimiendo el gas y favoreciendo una acreción más eficiente. Este proceso desencadena una fase de acreción rápida y descontrolada de gas, marcando el punto en el que el núcleo alcanza la llamada masa crítica, necesaria para formar planetas gigantes gaseosos. Un esquema de este modelos de crecimiento se puede ver en la figura 1.3.

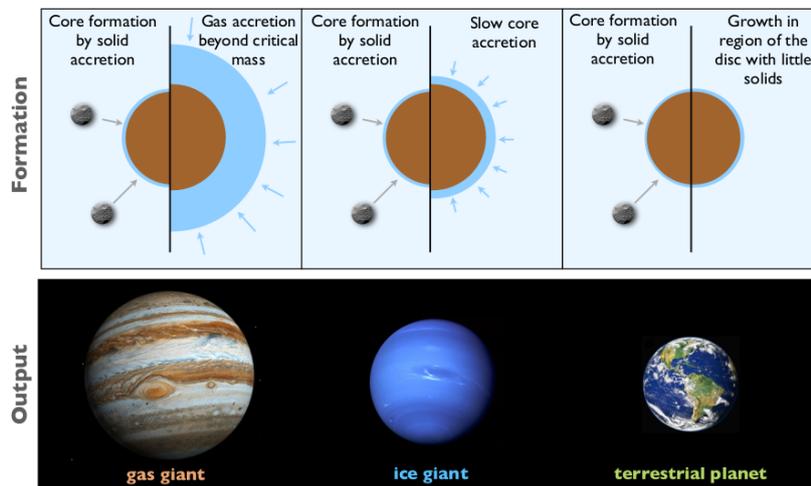


Figura 1.3: Esquema de crecimiento de planetas por el modelo de acreción del núcleo, junto con los tipos de planetas resultantes. Imagen extraída de Venturini *et al.* 2020c.

1.2.1. Migración Planetaria

A medida que un planeta aumenta de tamaño, su interacción gravitatoria con el disco de gas circundante genera torques que alteran su órbita, lo que provoca que el protoplaneta se desplace a través del disco (ver Venturini *et al.* 2020c y Paardekooper *et al.* 2023). Este proceso de migración puede clasificarse en dos regímenes principales. El primero, denominado migración tipo I, se da cuando el planeta no posee suficiente masa para formar un gap en el disco. En este caso, las fuerzas gravitatorias entre el planeta y el disco se concentran en las resonancias de Lindblad y en la región de corrotación cercana a su órbita, como se muestra en la figura 1.4. Si la masa del planeta es baja, la velocidad de migración resulta ser directamente proporcional a la masa del planeta y a la densidad del gas en el disco. El segundo

régimen, conocido como migración tipo II, ocurre cuando el planeta tiene una masa considerable que le permite abrir un gap en el disco. Normalmente, esta transición se observa en planetas cuya masa supera la de Saturno, aunque el punto exacto de cambio entre ambos tipos de migración depende de las propiedades específicas del disco. La migración planetaria desempeña un papel fundamental en la evolución de las órbitas de los planetas en formación y afecta de manera significativa sus masas finales y distancias orbitales respecto a la estrella central.

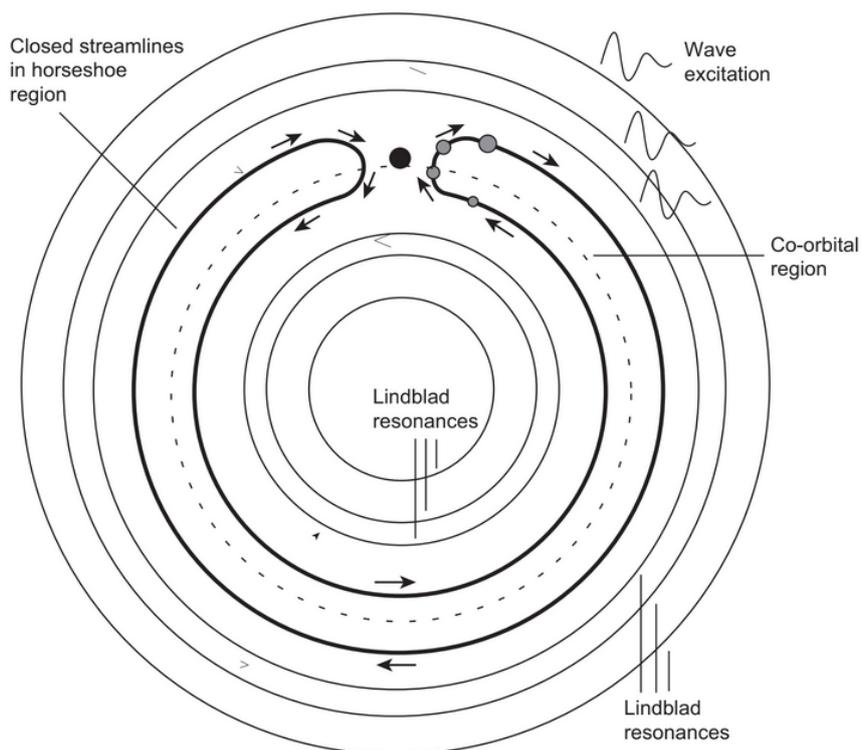


Figura 1.4: Esquema de las resonancias de Lindblad y de corrotación. Imagen extraída de Armitage & Kley 2019.

Migración Tipo I

La migración tipo I ocurre cuando un planeta de baja masa interactúa gravitatoriamente con el disco de gas circundante sin abrir un gap en él. En este caso, los torques generados por los anillos de densidad en el disco determinan el desplazamiento orbital del planeta. Los torques provienen de dos regiones principales: las resonancias de Lindblad y la región de corrotación. Las resonancias de Lindblad externas producen un torque negativo que tiende a mover el planeta hacia la estrella, mientras que las internas generan un torque positivo que actúa en sentido opuesto. Sin embargo, en discos protoplanetarios típicos, el torque externo suele ser más fuerte, lo que provoca una migración neta hacia el interior del sistema.

La tasa de migración tipo I está influenciada por la masa del planeta y la densidad superficial del gas. Además, estudios recientes han mostrado que la transferencia

radiativa en el disco puede alterar significativamente los torques de corrotación, desacelerando o incluso revirtiendo la migración en algunas regiones del disco (Guilera *et al.* 2019, Guilera *et al.* 2021, Guilera *et al.* 2023, Guilera *et al.* 2025). De esta manera, zonas de migración nula o incluso migración hacia el exterior pueden aparecer, lo que permite a los protoplanetas permanecer más tiempo en ubicaciones favorables para su crecimiento.

Migración Tipo II

La migración tipo II ocurre cuando un planeta adquiere suficiente masa para abrir un gap en el disco de gas. En esta situación, el planeta queda atrapado dentro del gap y migra junto con él hacia el interior a medida que el gas se desplaza debido a la viscosidad del disco. La tasa de migración tipo II está regulada principalmente por la velocidad de acreción de gas hacia la estrella y la interacción gravitatoria entre el planeta y los bordes del gap.

En el escenario ideal, la migración tipo II sigue la evolución del disco, manteniendo una tasa constante. Sin embargo, si la masa del planeta es comparable a la masa del disco local, la interacción entre el planeta y el disco se vuelve más compleja, ralentizando la migración. Además, estudios recientes han mostrado que la irradiación estelar puede modificar los bordes del gap, llegando incluso a revertir la migración en casos extremos. Cuando dos planetas masivos interactúan gravitatoriamente y comparten un hueco común, su migración puede también ser alterada significativamente, e incluso llevar a una migración hacia el exterior del sistema.

Capítulo 2

Herramientas Numéricas

Para llevar adelante este trabajo se usó la herramienta PLANETALP (Ronco *et al.* 2017; Guilera *et al.* 2017, Guilera *et al.* 2019, Venturini *et al.* 2020a, Guilera *et al.* 2021, Ronco *et al.* 2024), un código desarrollado por el Grupo de Astrofísica Planetaria (GAP) que modela la formación y evolución de un sistema planetario inmerso en un disco protoplanetario que evoluciona en el tiempo. En lo que respecta al modelado del disco, este código consiste en dos módulos que evolucionan la componente gaseosa del disco y la componente sólida en el tiempo. Además, el código tiene módulos que calculan la formación planetaria y la migración. En este código, el modelo de disco se corresponde con un disco no isoterma, que posee un perfil de temperatura vertical. El disco de gas es principalmente hidrógeno molecular, que evoluciona en el tiempo por acreción viscosa y fotoevaporación debido a la radiación de la estrella central. El flujo del código se puede ver en la figura 2.1.

En el desarrollo de esta tesis se trabajó con un modelo de disco isoterma, es decir, un perfil de temperatura que solo depende de la componente radial más no de la temporal. Además se consideró el crecimiento del polvo y acreción de pebbles y la migración por los torques de lindblad y corrotacion.

2.1. Evolución del gas

La densidad superficial de gas, Σ_g , evoluciona por acreción viscosa y fotoevaporación, siguiendo una ecuación de difusión, a la que se incorpora un sumidero de material correspondiente a la fotoevaporación debida únicamente a la estrella central (Guilera *et al.* 2017, Ronco *et al.* 2017 y Venturini *et al.* 2020a). La ecuación a resolver es (Pringle 1981):

$$\frac{\partial \Sigma_g}{\partial t} = \frac{3}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left[R^{1/2} \frac{\partial}{\partial R} (\nu \Sigma (R, t) R^{1/2}) \right] + \dot{\Sigma}_w, \quad (2.1)$$

donde $\dot{\Sigma}_w$ representa el perfil de pérdida de masa superficial por fotoevaporación debido a la radiación de la estrella central, y se computa siguiendo el trabajo de Owen

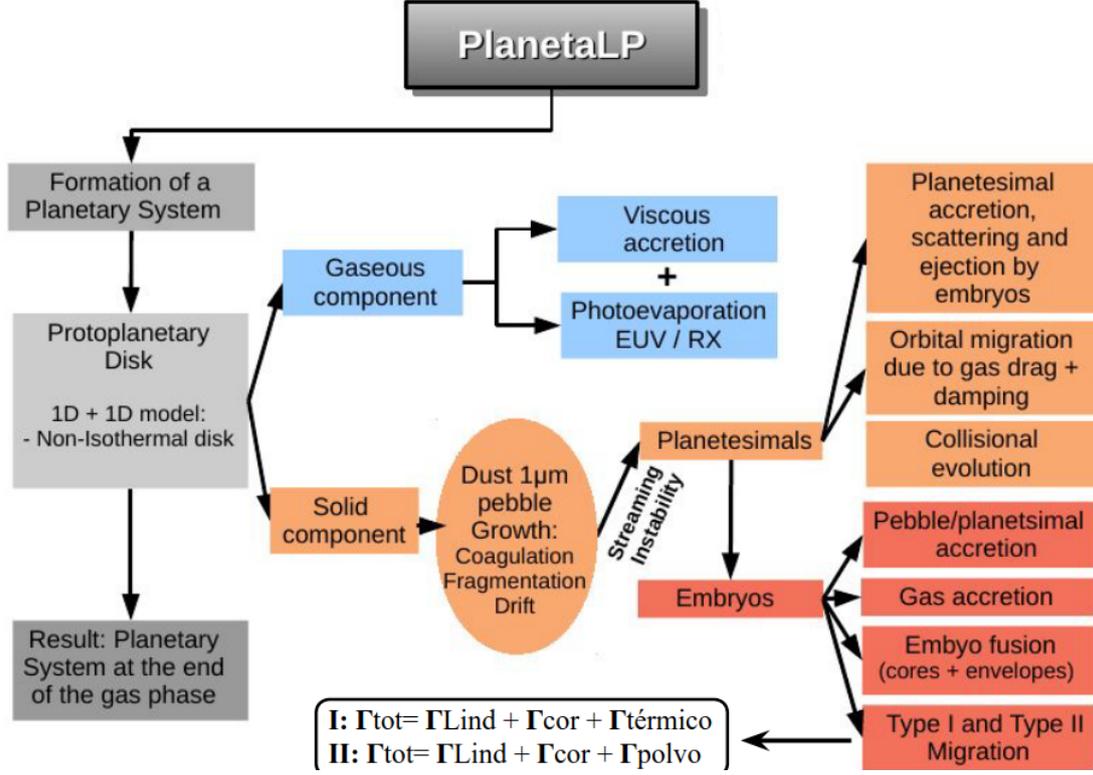


Figura 2.1: Esquema del flujo de PLANETALP

et al. 2012. Además, R y t son las coordenadas radial y temporal respectivamente, Σ_g es la densidad superficial de gas, y $\nu = \alpha c_s H_{gas}$ es la viscosidad cinemática, dada por el parámetro adimensional α (Shakura & Sunyaev 1973), la velocidad del sonido local c_s y la escala de altura del disco H_{gas} . Esta pérdida de masa superficial se modela como un sumidero de material. Dado que se tomaron masas estelares en el rango de $0.1 M_\odot$ a $1.4 M_\odot$, la evolución de estas estrellas es lo suficientemente lenta como para asumir que permanecen esencialmente inalteradas durante la vida del disco. Por esta razón, en este trabajo no se consideró la evolución estelar.

Fotoevaporación

Para los discos primordiales o completos (discos de etapa inicial, panel superior de 1.2), el ajuste a la tasa de pérdida de masa total en función de la masa estelar (M_\star) y la luminosidad de rayos X (L_X) viene dado por:

$$\dot{M}_w = 6.25 \times 10^{-9} \left(\frac{M_\star}{1 M_\odot} \right)^{-0.068} \left(\frac{L_X}{10^{30} \text{erg s}^{-1}} \right)^{1.14} M_\odot \text{ yr}^{-1}. \quad (2.2)$$

En cierto momento de la evolución, se forma un gap en el disco de gas a una distancia radial r_g , lo que provoca que el gas contenido en esa región sea rápidamente acretado por la estrella central. Cuando el material dentro de este gap se agota por completo, el disco evoluciona a un disco de transición (discos en etapa final, panel inferior de

1.2), caracterizado por la presencia de dicho gap interior. De manera más específica, esta transición ocurre cuando la cantidad de gas en cada bin radial dentro del gap disminuye por debajo de $\Sigma_g = 10^{-5} g cm^{-2}$. Cuando esto ocurre la tasa de pérdida de masa viene representada por:

$$\dot{M}_w = 4.8 \times 10^{-9} \left(\frac{M_\star}{1 M_\odot} \right)^{-0.148} \left(\frac{L_X}{10^{30} erg s^{-1}} \right)^{1.14} M_\odot yr^{-1}, \quad (2.3)$$

donde, siguiendo las observaciones de estrellas T-Tauris del trabajo de Preibisch *et al.* 2005, la luminosidad de rayos X de la estrella es

$$\log(L_X[erg s^{-1}]) = 30.37 + 1.44 \log(M_\star/M_\odot). \quad (2.4)$$

La densidad superficial de gas inicial esta dada por (Andrews *et al.* 2010):

$$\Sigma_g = \Sigma_{gas}^0 \left(\frac{R}{R_c} \right)^{-\gamma} e^{-(R/R_c)^{2-\gamma}}, \quad (2.5)$$

donde R_c es el radio característico y Σ_{gas}^0 es un parámetro de normalización que depende de la masa del disco. En el desarrollo de esta tesis se tomó $R_c = 30 AU$ y $R_c = 300 AU$, dependiente del escenario modelado, y un exponente del perfil de gas de $\gamma = 1.0$.

2.2. Evolución del polvo

El tamaño máximo de las partículas de polvo en cada bin (o intervalor) radial está limitado por la coagulación del polvo, el drag radial y la fragmentación. Las propiedades del polvo cambian en la línea de hielo, que se define en el lugar donde la temperatura del plano medio es igual a $170 K$, temperatura a la cual se subliman las pebbles ricas en hielos quedando unicamente pebbles secas. La línea de hielo se mueve hacia adentro a medida que el disco se enfría.

El tamaño máximo de los granos de polvo para un tiempo particular está dado por:

$$r_d^{max}(t) = \min(r_d^0 e^{t/\tau_{growth}}, r_{drift}^{max}, r_{frag}^{max}, r_{ddf}^{max}), \quad (2.6)$$

donde $r_d^0 = 1 \mu m$ es el tamaño inicial del polvo. Para cada bin radial y para cada tiempo va a haber una distribución de polvo y pebbles de tamaños que van de $1 \mu m$ a r_d^{max} . τ_{growth} es la escala de tiempo de crecimiento colisional dada por

$$\tau_{growth} = \frac{1}{Z \Omega_K}, \quad (2.7)$$

donde $Z = \Sigma_d/\Sigma_g$ es la relación entre el polvo y el gas (parámetro que en las tablas 1 llamamos $g : d$), y Ω_k es la frecuencia kepleriana. El tamaño máximo de los granos de polvo limitado por el drift radial viene dado por

$$r_{drift}^{max} = f_d \frac{2 \Sigma_d \nu_k^2}{\pi \rho_d c_s^2} \left| \frac{d \ln(P_g)}{d \ln(R)} \right|^{-1}, \quad (2.8)$$

donde $f_d = 0.55$, ν_k es la velocidad kepleriana, P_g es la presión del gas, y ρ_d es la densidad media del polvo. El tamaño máximo del polvo por fragmentación es

$$r_{frag}^{max} = f_f \frac{2\Sigma_g \nu_{th}^2}{3\pi\rho_d\alpha_t c_s^2}, \quad (2.9)$$

donde $f_f = 0.37$ y ν_{th} es el umbral de la velocidad de fragmentación. El parámetro de fuerza de turbulencia, α_t , afecta la velocidad de impacto de los granos de polvo y su sedimentación. En principio, esta cantidad podría diferir de la viscosidad α . Sin embargo, como en nuestro modelo de disco la transferencia del momento angular es impulsada por la viscosidad turbulenta, consideramos $\alpha = \alpha_t$ a lo largo de este trabajo.

La expresión 2.9 considera una fragmentación debida a las velocidades turbulentas. Si la viscosidad del plano medio se vuelve muy baja, la fragmentación se puede dar por un drif diferencial. En ese caso el tamaño máximo de los granos de polvo está dado por

$$r_{ddf}^{max} = \frac{4\Sigma_g \nu_{th} \nu_k}{\pi\rho_d c_s^2} \left| \frac{d \ln(P_g)}{d \ln(R)} \right|^{-1}. \quad (2.10)$$

Como el polvo está fuertemente acoplado al gas, la evolución en el tiempo de la densidad superficial de polvo, Σ_d , es calculada con una ecuación de advección-difusión

$$\frac{\partial}{\partial t}(\Sigma_d) + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R}(R\bar{\nu}_{drift}\Sigma_d) - \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left[RD^* \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{\Sigma_d}{\Sigma_g} \right) \right] = \dot{\Sigma}_d \quad (2.11)$$

donde $\dot{\Sigma}_d$ es el término de sumidero de masa que representa la acreción planetaria y la sublimación de pebbles. $D^* = \nu/(1 + S_t^2)$ es la difusividad del polvo, y el número de Stokes medio, ponderado por la masa de la distribución de tamaños del polvo, está dado por $S_t = \pi\rho_d r_d/2\Sigma_g$ donde r_d representa el radio medio ponderado por la masa de la distribución de tamaños del polvo, dado por

$$r_d = \frac{\sum_i \epsilon_i r_d^i}{\sum_i \epsilon_i}, \quad (2.12)$$

donde r_d^i es el radio del grano de polvo de la especie i y $\epsilon_i = \rho_d^i/\rho_g$ es la relación entre la densidad volumétrica de polvo de la especie i y la densidad volumétrica de gas (Guilera *et al.* 2020). Debido a que el tamaño medio está pesado por la masa, los tamaños máximo y medio son muy similares. Para calcular las velocidades de deriva media pesada de la población de pebbles ($\bar{\nu}_{drift}$), siguiendo el trabajo de Guilera *et al.* 2020, se considera la reducción en las velocidades de drift de los pebbles por la reacción inversa del polvo al gas debida al incremento en la relación entre polvo y gas.

La densidad superficial de polvo inicial está dada por:

$$\Sigma_d(R) = \eta_{ice} Z_0 \Sigma_g(R) \quad (2.13)$$

donde η_{ice} es un factor que toma en cuenta la sublimación por la línea de hielo que vale $\eta_{ice} = 1/2$ en la región interna a la línea de hielo y $\eta_{ice} = 1$ en la región externa. En el desarrollo de esta tesis se tomó $Z_0 = 0.01$ como la relación inicial entre polvo y gas.

2.3. Acreción de pebbles

El polvo inicial de tamaño micrométrico (μm) crece hasta convertirse en pebbles de tamaño milimétrico (mm) a centimétrico (cm) durante la evolución del disco. Estas pebbles pueden ser acretadas de manera efectiva por los embriones planetarios presentes en el disco. En este trabajo, seguimos el crecimiento de embriones con una masa inicial igual a la masa lunar ($M_P = 0.01 M_{\oplus}$) mediante acreción de pebbles.

2.3.1. Tasa de acreción de pebbles

Para definir la tasa de acreción de pebbles, primero se define la altura de la escala del disco de pebbles.

$$H_{peb} = H_{gas} \left(1 + \frac{S_t}{\alpha_t} \right)^{-1/2}. \quad (2.14)$$

Observamos que las pebbles estarán más concentradas hacia el plano medio del disco si el disco es laminar (α bajo) y/o si el número de Stokes es grande. En este caso, la acreción de pebbles ocurre de manera bidimensional y para $S_t < 0.1$ su tasa está dada por

$$\dot{M}_{z,2D} = 2 \left(\frac{S_t}{0.1} \right)^{2/3} R_H \nu_H \Sigma_P \quad (2.15)$$

donde R_H es el radio de Hill del planeta, ν_H es la velocidad kepleriana a la distancia del radio de Hill desde el centro del planeta, Σ_P la densidad superficial de pebbles en la posición del planeta y S_t es el número de Stokes en la posición del planeta.

La acreción de pebbles pasa a ser 3D si

$$f_{3D} \equiv \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \left(\frac{S_t}{0.1} \right)^{1/3} \frac{R_H}{H_{peb}} < 1 \quad (2.16)$$

En ese caso, la acreción de pebbles se da por la tasa, más lenta, de acreción 3D

$$\dot{M}_{z,3D} = f_{3D} \dot{M}_{z,2D} \quad (2.17)$$

Cuanto menor sea el número de Stokes, más fácil es que f_{3D} sea menor que 1 y, por lo tanto, más probable es que la acreción de pebbles ocurra en 3D.

2.3.2. Masa de aislación

Por ultimo definimos la masa de aislación. Un embrión planetario puede crecer mediante la acumulación de pebbles hasta que su masa sea lo suficientemente grande como para perturbar el disco y crear un aumento de presión más allá de la órbita del protoplaneta. Las simulaciones hidrodinámicas han descubierto que la masa de aislación de los pebbles se puede aproximar por (Lambrechts *et al.* 2014, Liu *et al.* 2019):

$$M_{iso} = 20 \left(\frac{H_{gas}/R}{0.05} \right)^3 M_{\oplus} \frac{M_*}{M_{\odot}}, \quad (2.18)$$

2.4. Acreción de gas

La acreción de gas se calcula antes y después de que el protoplaneta alcance la masa de aislación de pebbles.

2.4.1. Fase vinculada

Se calcula la acreción de gas resolviendo las ecuaciones estándar de estructura interna planetaria, suponiendo una luminosidad uniforme que resulta de la acreción de sólidos y la contracción de la envoltura.

Las ecuaciones de estructura interna se resuelven utilizando como condiciones de contorno la presión y la temperatura del disco protoplanetario en la posición del embrión planetario y definiendo el radio planetario como una combinación de los radios de Hill y Bondi,

$$R_P = \frac{GM_P}{(c_s^2 + 4GM_P/R_H)} \quad (2.19)$$

Se asume que los sólidos llegan al núcleo, lo que significa que la envoltura mantiene una composición $H - He$. Se define la opacidad de la envoltura como $\kappa = f_{dust}\kappa_{gr} + \kappa_{gas}$, donde la opacidad del grano (κ_{gr}) se toma de Bell *et al.* 1995, y la opacidad del gas (κ_{gas}) de las tablas de Freedman *et al.* 2014. f_{dust} es un factor de reducción para tener en cuenta la disminución de la opacidad del grano causada por el crecimiento y la sedimentación del grano dentro de la envoltura. Los estudios muestran que este factor de reducción puede ser típicamente ~ 0.01 .

Una vez que se alcanza la masa de aislamiento de las pebbles, la resolución de las ecuaciones de estructura interna con luminosidad uniforme se vuelve inestable debido a la proximidad a la masa crítica. Por lo tanto, en esta etapa adoptamos las tasas clásicas de acreción de gas de Ikoma *et al.* 2000, que son adecuadas para los casos en que no hay acreción de sólidos. La prescripción viene dada por la escala temporal de acreción de gas, que depende de la masa del núcleo y de la opacidad

del polvo:

$$\tau_{HH\epsilon} = 10^8 \left(\frac{M_{core}}{M_{M\oplus}} \right)^{-2.5} \left(\frac{\kappa_{dust}}{cm^2 g^{-1}} \right) yr \quad (2.20)$$

Se calculan las ecuaciones de estructura interna inmediatamente después de alcanzar la masa de aislación de pebbles, porque se produce un aumento de aproximadamente un orden de magnitud en la masa de la envoltura una vez que se detiene la acreción de sólidos. Esto sucede debido a la pérdida de soporte térmico originada por la luminosidad de pebbles. Más precisamente, la masa crítica se alcanza cuando la luminosidad, debida a la contracción de la envoltura, alcanza un mínimo (Ikoma *et al.* 2000). Sin embargo, en la práctica, para garantizar la continuidad en la tasa de acreción de gas, se cambia a la prescripción de Ikoma *et al.* 2000 cuando esta tasa y la obtenida al resolver la estructura interna son iguales.

2.4.2. Fase desvinculada

En un momento determinado, la acumulación de gas que requiere la estructura térmica del protoplaneta supera la cantidad que puede aportar el disco. En esta etapa, el protoplaneta se “desvincula” del disco y continúa acumulando gas al ritmo de la acumulación viscosa del disco:

$$\dot{M}_{gas,disc} = 3\pi\nu\Sigma_g. \quad (2.21)$$

Una vez en la fase desvinculada, la acumulación de gas puede reducirse aún más si se abre un gap en el disco de gas. Esto ocurre cuando (Crida *et al.* 2006):

$$\frac{3}{4} \frac{H_{gas}}{R_H} + \frac{50}{q} \left(\frac{\nu}{a^2\Omega} \right) < 1 \quad (2.22)$$

donde $q = M_P/M_\star$. Cuando se abre el gap, la acumulación de gas se reduce aún más y se calcula siguiendo las ecuaciones (36)–(39) de Tanigawa & Ikoma 2007.

2.5. Torques

A medida que un planeta crece, el intercambio de momento angular con el disco gaseoso genera un torque que induce su migración. Si no es capaz de abrir un gap en la estructura circundante, se asume que sigue un régimen de migración de tipo I. Cuando el planeta se vuelve lo suficientemente masivo como para abrir un gap en el disco de gas, pasa del régimen de migración tipo I al régimen de migración tipo II. Para la transición entre la migración tipo I y tipo II se sigue el criterio derivado por Crida *et al.* 2006.

2.5.1. Migración Tipo I

La distancia del planeta respecto a la estrella varía según (ver Guilera *et al.* 2019):

$$\left. \frac{dR_P}{dt} \right|_{migI} = -2R_P \frac{\Gamma}{\mathcal{L}_P} \quad (2.23)$$

donde Γ es el torque total sobre el planeta, \mathcal{L}_P es el momento angular del planeta, y R_P es el semieje mayor del planeta (asumiendo que el planeta siempre está en una órbita casi circular).

El torque total está dado por:

$$\Gamma = \Gamma_L + \Gamma_C \quad (2.24)$$

donde Γ_L es el toque de Lindblad y Γ_C es el torque de corrotación. El torque de Lindblad se calcula según (Paardekooper *et al.* 2010):

$$\Gamma_L = (-2.5 - 1.7\beta' + 0.1\alpha') \frac{\Gamma_0}{\gamma_{eff}} \quad (2.25)$$

donde $\alpha' = -d\Sigma_{g,P}/d\ln(R)$ y $\beta' = -d\ln(T_P)/d\ln(R)$, donde T_P es la temperatura local del plano medio del disco. El torque normalizado Γ_0 esta dado por:

$$\Gamma_0 = \left(\frac{q}{h}\right)^2 \Sigma_{g,P} R_P^4 \Omega_P^2 \quad (2.26)$$

donde $q = \frac{M_P}{M_\star}$ y $h = H_{g,P}/R_P$ (se recuerda que el subíndice P hace referencia a la posición del planeta). Finalmente, γ_{eff} es:

$$\gamma_{eff} = \frac{2\gamma Q}{\gamma Q + \frac{1}{2}\sqrt{2\sqrt{(\gamma^2 Q^2 + 1)^2 - 16Q^2(\gamma - 1)} + 2\gamma^2 Q^2 - 2}} \quad (2.27)$$

donde $\gamma = 7/5$ es la relación de calor específico para el gas di-atómico, y $Q = 2\chi_P \Omega_P / 3hc_{S,P}^2$. Donde $c_{S,P}^2$ y χ_P son la velocidad del sonido local y el coeficiente de difusión térmica local en el plano medio del disco, respectivamente. Este último se calcula como:

$$\chi_P = \frac{16(\gamma - 1)\sigma T_P^4}{3\kappa_P \rho_{g,P} P_P} \quad (2.28)$$

donde κ_P , $\rho_{g,P}$ y P_P son la opacidad local, la densidad volumétrica local del gas y la presión local del disco en el plano medio respectivamente.

El torque de corrotación tiene dos grandes contribuciones: una componente barotrópica y una componente debido a la entropía del sistema. Por lo tanto es:

$$\Gamma_C = \Gamma_{C,bar} + \Gamma_{C,ent} \quad (2.29)$$

Las fórmulas para el cálculo de $\Gamma_{C,bar}$ y $\Gamma_{C,ent}$ se pueden encontrar en Paardekooper *et al.* 2010 y Guilera *et al.* 2019.

2.5.2. Migración tipo II

Cuando un planeta es lo suficientemente masivo como para abrir un gap en el perfil de densidad superficial del gas, experimenta una migración de tipo II. Una vez que se abre el gap, la evolución orbital del planeta está completamente ligada a la evolución viscosa del disco de gas y, mientras la masa local del disco sea mayor que la masa del planeta (‘migración de tipo II dominada por el disco’ o ‘disc-dominated’ según Armitage 2007), el planeta migra hacia el interior a una velocidad dada por:

$$\left(\frac{da_P}{dt}\right)_{DD-migII} = -\frac{3\nu}{2a_P} \quad (2.30)$$

que es la misma velocidad a la que se mueve el gas en el disco. Cuando la masa del planeta es lo suficientemente alta como para ser comparable a la masa local del disco (‘migración de tipo II dominada por el planeta’ o ‘planet-dominated’ según Armitage 2007), la tasa de migración es incluso menor y se calcula como:

$$\left(\frac{da_P}{dt}\right)_{PD-migII} = -\frac{3\nu}{a_P} \frac{\Sigma_g(a_P)a_P^2}{M_P} \quad (2.31)$$

En este caso, la tasa de migración depende no sólo de la viscosidad del disco, sino también de la densidad superficial del gas y de la masa del planeta.

Capítulo 3

Resultados

En este capítulo se muestran los resultados del trabajo de investigación realizado a lo largo de esta tesis.

Primero, empezamos comparando los resultados de nuestro modelo para la formación planetaria y la evolución de los flujos de las pebbles con el desarrollado por D21. Este último trabajo es el que utilizan en M21 para computar la formación y tasas de ocurrencia de súper-Tierras. Luego, comparamos nuestros resultados en contra de los de M21 a partir de considerar las mismas hipótesis de trabajo. Finalmente estudiamos cómo se ve afectada la formación planetaria al considerar los fenómenos de migración planetaria y de fotoevaporación debida a la radiación de la estrella central. Se estudiaron estos fenómenos tanto en el caso en que se contemplen individualmente como en el caso en que se contemplan simultáneamente.

3.1. Comparación con *pebble predictor*

Para garantizar que los resultados obtenidos con PLANETALP puedan compararse de manera fehaciente con los obtenidos en el trabajo de M21, lo primero que hicimos fue comparar PLANETALP con el código *pebble predictor* desarrollado por D21, que es el código utilizado en M21.

El *pebble predictor* es un código semianalítico desarrollado en el trabajo de D21 para predecir el tamaño y el flujo de pebbles en discos protoplanetarios sin subestructuras. Se basa en el modelo de dos poblaciones propuesto por Birnstiel, T. *et al.* 2012, pero evita la necesidad de integrar la ecuación completa de coagulación y fragmentación. Este código estima el flujo promedio de pebbles a partir de la densidad inicial de gas y polvo, la temperatura del disco, el parámetro de turbulencia (α) y la velocidad umbral de fragmentación. Además compara la velocidad de deriva con la velocidad de crecimiento para determinar si el flujo está limitado por la fragmentación o la deriva y corrige el flujo de pebbles en función de la masa disponible en el disco.

Por lo tanto, el código *pebble predictor* es en cierta manera análogo al código

*dustpy*¹ Stammler & Birnstiel 2022, ampliamente usado en la comunidad, pero que, en virtud de mejorar los tiempos de cómputo, simplifica algunos procesos de la evolución de los discos. Por ejemplo el código *dustpy* modela la evolución del gas y la estructura del disco de manera dinámica, mientras que *pebble predictor* no incluye la evolución del gas, entre otras diferencias.

Para comparar PLANETALP y *pebble predictor* estudiamos en particular las figuras 5 y 6 del trabajo de D21. En el panel izquierdo de la figura 5 de D21 se muestra el crecimiento in situ de embriones planetarios mediante la acreción de pebbles en modelos con un radio característico diferente (el disco compacto tiene un $R_C = 30 AU$ y el disco extendido tiene $R_C = 300 AU$), $\alpha = 10^{-4}$ y una velocidad umbral de fragmentación de $v_f = 10 ms^{-1}$. Las líneas que terminan en un punto lleno representan los planetas que alcanzaron sus masas de aislación. Estos resultados se pueden ver en la figura 3.1. En dicha figura se observa, en el panel izquierdo, los resultados obtenidos con PLANETALP y, en el panel derecho, los obtenidos en D21, en ambos casos cada panel representa una distancia radial a la estrella central. En estas Figuras se muestra como cambia el crecimiento de los embriones planetarios a distintas distancias dentro del disco y para distintos tiempos iniciales en el cual se inserta un embrión con la masa inicial de la luna en el disco. Se puede ver que PLANETALP muestra resultados similares a las obtenidas en D21 y que las masas finales obtenidas son semejantes. Las diferencias en los tiempos de crecimiento de los planetas se deben a diferencias en cómo cada código trata dicho crecimiento, pero los resultados finales son semejantes. A este punto es importante aclarar que en el trabajo de D21 no se utilizan las mismas tasas de acreción que las que usamos en este trabajo, sino las que derivadas por Ormel, Chris W & Liu, Beibei 2018. Estudiar las diferencias entre dichas tasas de acreción y las utilizadas en este trabajo escapa a los objetivos de esta tesis.

En el panel derecho de la figura 5 de D21, se muestra el flujo de sólidos a distintas posiciones del disco en función del tiempo, nuevamente los colores indican si se trata del disco compacto (línea azul) o el disco extendido (línea naranja). La figura 3.2 muestra la comparación de los flujos obtenidos con PLANETALP (panel izquierdo) y los obtenidos en el trabajo D21 (panel derecho), donde nuevamente se puede observar que los flujos obtenidos por ambos códigos para cada posición del disco muestran resultados análogos.

pebbles Luego, proseguimos a recrear los resultados de la figura 6 de D21. En el panel izquierdo de dicha figura se muestra nuevamente el crecimiento de embriones planetarios mediante la acreción de pebbles pero esta vez con una velocidad umbral de fragmentación de $v_f = 1 ms^{-1}$ y variando el valor del parámetro de viscosidad α , trabajando con un disco compacto. Nuevamente la líneas que terminan en puntos llenos representan los planetas que alcanzaron sus masas de aislación de pebbles.

En la figura 3.3 se puede observar en el panel izquierdo los resultados obtenidos con el código PLANETALP y en el derecho los resultados de D21. En este caso observamos que hay una mayor diferencia en los resultados correspondientes a $\alpha =$

¹<https://github.com/stammler/dustpy>

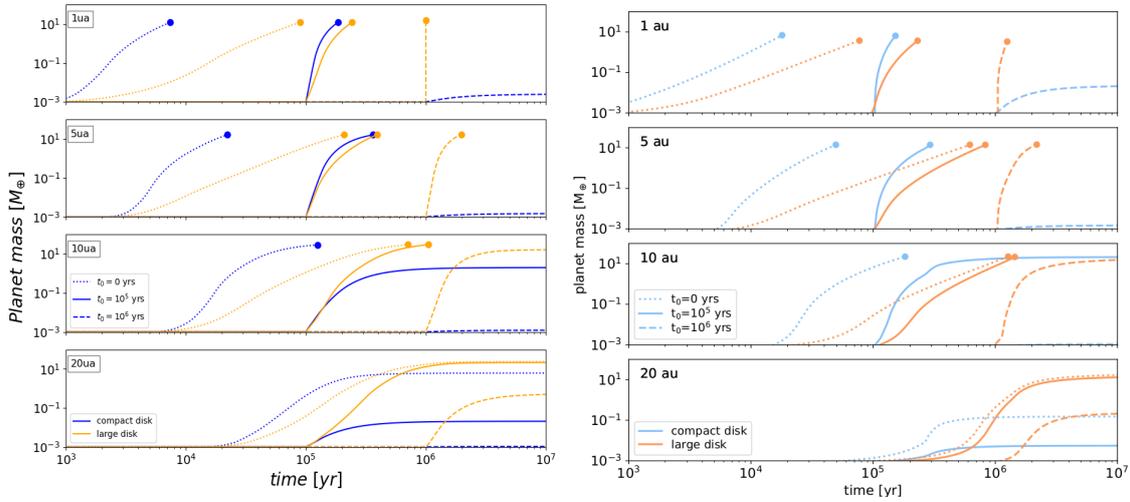


Figura 3.1: En el panel izquierdo se muestra los resultados obtenidos con PLANETALP y en el panel derecho se observa el panel izquierdo de la figura 5 del trabajo de D21. En estos gráficos se muestra la formación planetaria, el color representa el tamaño de disco (azul disco compacto, $R_C = 30 AU$, y naranja disco extendido, $R_C = 300 AU$), el tipo de línea representa el tiempo inicial implantación del embrión. Estas simulaciones están hechas con un parámetro de viscosidad $\alpha = 10^{-4}$ y una velocidad umbral de fragmentación de $v_f = 10 ms^{-1}$, las líneas que terminan en un punto lleno representan los planetas que alcanzaron sus masas de aislamiento

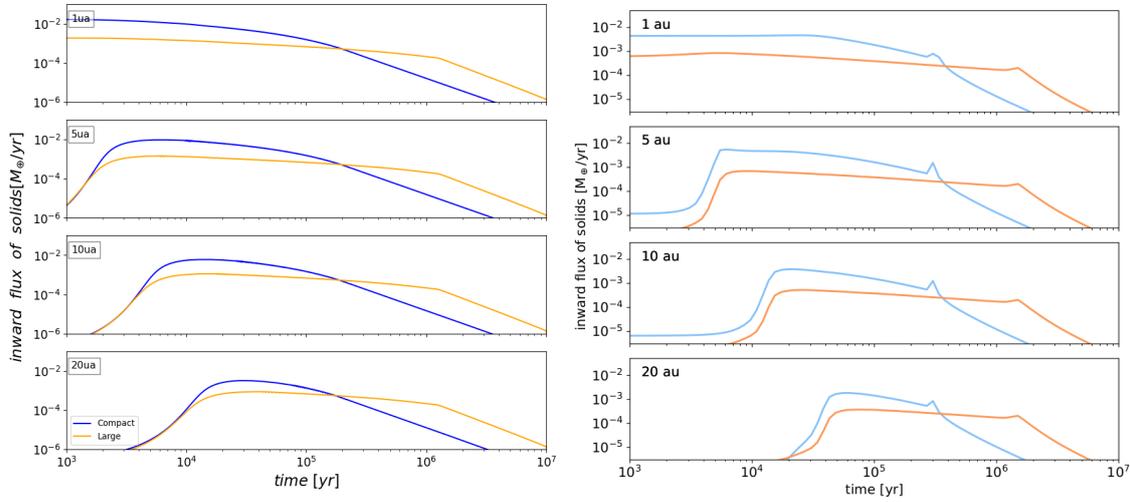


Figura 3.2: En el panel izquierdo se muestra los resultados obtenidos con PLANETALP y en el panel derecho se observa el panel derecho de la figura 5 del trabajo de D21. En estos gráficos se muestra la evolución temporal del flujo de pebbles. Donde el color de la línea representa el tamaño del disco (azul disco compacto, $R_C = 30 AU$, y naranja disco extendido, $R_C = 300 AU$). Estas simulaciones de flujo se hicieron sin tener en cuenta la formación planetaria, con un parámetro de viscosidad $\alpha = 10^{-4}$ y una velocidad umbral de fragmentación de $v_f = 10 ms^{-1}$

10^{-3} (línea naranja) entre los resultados obtenidos por ambos códigos, esto se debe principalmente a cómo se calcula la distribución de pebbles en cada código lo que

provoca que para un valor de α mayor en el código usado en D21 el crecimiento sea más eficiente.

Por otro lado, en este trabajo usamos $\alpha = 10^{-4}$ por detrás de la línea de hielo y dentro usamos $\alpha = 10^{-3}$, por lo que a pesar de las diferencias para $\alpha = 10^{-3}$ para 1 AU y 5 AU comenzando la formación a $t = 0$ los resultados son semejantes. Esto último es lo que usamos para hacer la comparación con el trabajo de M21.

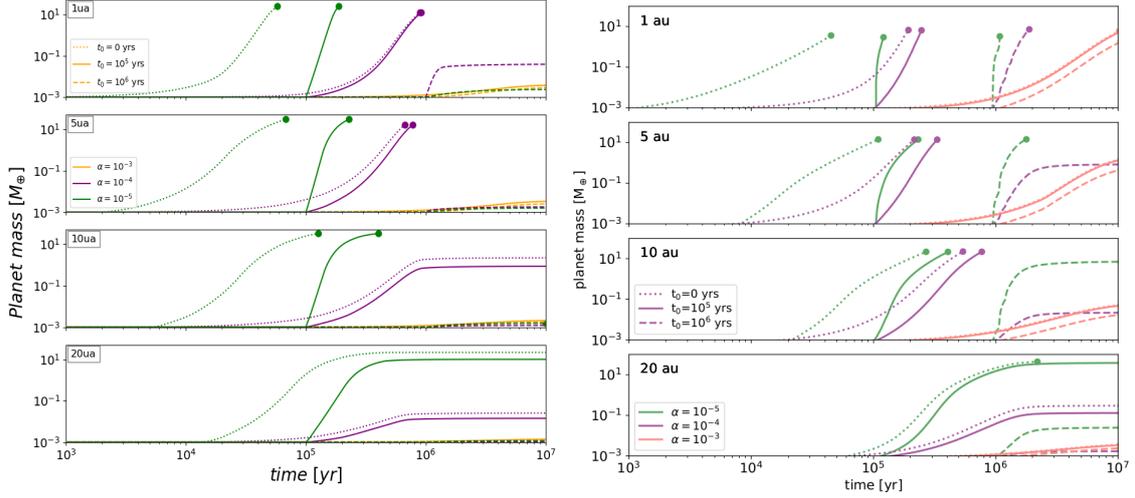


Figura 3.3: En el panel izquierdo se muestra los resultados obtenidos con PLANETALP y en el panel derecho se observan resultados del trabajo de D21. En este gráfico se ve el crecimiento de embriones planetarios mediante la acreción de pebbles, con una velocidad umbral de fragmentación de $v_f = 1 \text{ ms}^{-1}$, y variando el valor del parámetro de viscosidad α , trabajando con un disco compacto.

Por último, se comparan los resultados del panel derecho de la figura 6 de D21. En este panel se muestra nuevamente el flujo de sólidos para distintas posiciones del disco en función del tiempo para los 3 valores de α considerados. En la figura 3.4 se puede observar en el panel izquierdo los resultados obtenidos con PLANETALP y en el derecho los resultados obtenidos en D21. Nuevamente se puede ver que el flujo para un valor de $\alpha = 10^{-4}$ sigue una tendencia y valores similares en los resultados de ambos códigos. También se puede notar que para $\alpha = 10^{-3}$ los flujos quedan un poco mas bajos y para $\alpha = 10^{-5}$ un poco más altos que los obtenidos con PLANETALP. Esto se puede deber a una diferencia en cómo se calcula la distribución de masa en la distribución de polvo. En este trabajo nosotros usamos una ley de potencias en donde la mayor parte de la masa esta en las partículas más grandes, mientras que en el trabajo de D21 se computa la distribución de masa de manera más rigurosa considerando la coagulación y fragmentación de las partículas.

En virtud de estas comparaciones entre los resultados obtenidos en el trabajo de D21 y los obtenidos con PLANETALP para los parámetros de discos que se van a usar a lo largo de este trabajo concluimos que PLANETALP es adecuado para comparar resultados con los obtenidos en trabajos basados en el código *pebble predictor* como se pretende hacer a continuación en esta tesis.

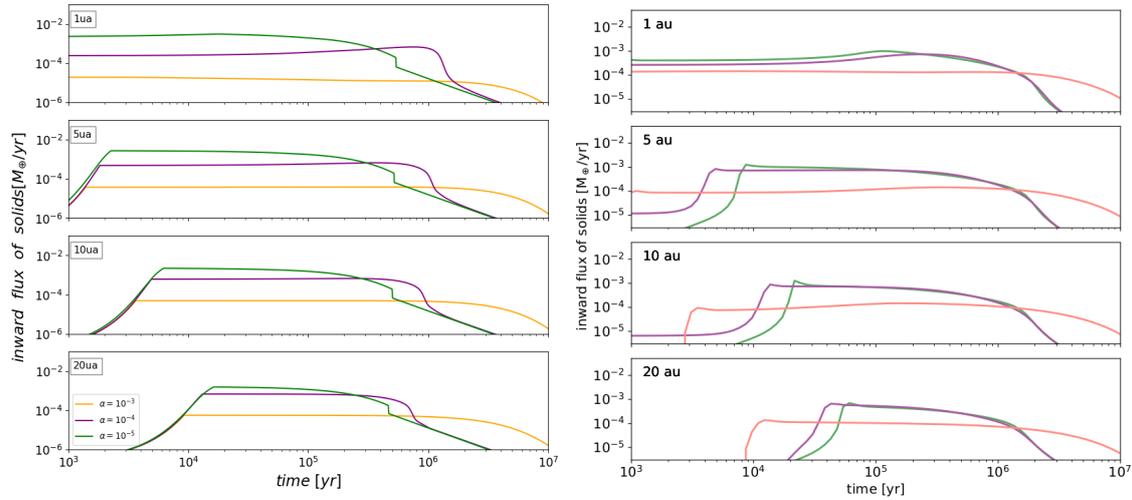


Figura 3.4: En el panel izquierdo se muestra los resultados obtenidos con PLANETALP y en el panel derecho se observan resultados del trabajo de D21. En estos gráficos se muestra la evolución temporal del flujo de pebbles. Estas simulaciones de flujo se hicieron sin tener en cuenta la formación planetaria, con una velocidad umbral de fragmentación de $v_f = 1 \text{ ms}^{-1}$, y variando el valor del parámetro de viscosidad α , trabajando con un disco compacto.

3.2. Comparación con Mulders *et al.* 2021

En esta sección mostraremos los resultados obtenidos al reproducir los resultados del trabajo de M21. Con esto pretendemos poder asegurar que PLANETALP es adecuado para continuar el trabajo incorporando fenómenos físicos al modelo.

En el trabajo de M21 se pretendió explicar la elevada tasa de ocurrencia de súper-Tierras alrededor de estrellas de baja masa. Para esto consideraron un escenario de crecimiento planetario simple, donde se puso a crecer dos embriones planetarios de $0.01M_{\oplus}$ a un tiempo inicial $t = 0$ en las posiciones de 0.3 AU y 5 AU . En dicho trabajo no se contempló la fotoevaporación debida a la radiación de la estrella central. Con estas condiciones, se tomaron distintas configuraciones de parámetros iniciales, con masas estelares que van de $0.1M_{\odot}$ hasta $2M_{\odot}$ y fracciones de masa de disco que van desde el 2% hasta el 50%. Finalmente se compararon las tasas de ocurrencia calculadas de las simulaciones con las obtenidas de las observaciones.

Primero analizamos el flujo de pebbles y lo comparamos con el obtenido en M21, esto se puede ver en la Figura 3.5. En esta Figura se puede ver en el panel izquierdo los flujos obtenidos en M21 y a derecha los flujos obtenidos con PLANETALP. Estos flujos fueron calculados para el disco evolucionando sin el crecimiento planetario, para ambos casos solo se consideró el disco con fracción de masa de 20%. Podemos ver que los valores de flujos para los tiempos coincidentes son muy similares y las tendencias son semejantes. Se puede observar que para ambos paneles el flujo decrece con el tiempo de manera similar para toda distancia a la estrella central. Lo mismo se puede observar con los picos de flujo correspondientes a la línea de los hielos, que

tienen una pequeña diferencia en la posición ya que en este trabajo tomamos a línea de hielo como la posición en el disco en donde la temperatura cae a $T = 170K$ y en M21 se tomó cuando cae a $T = 150K$.

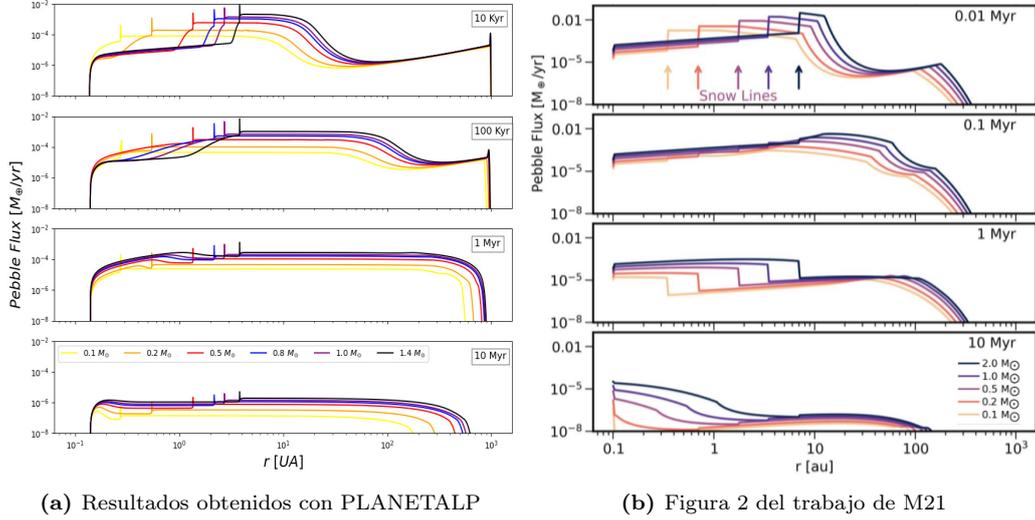
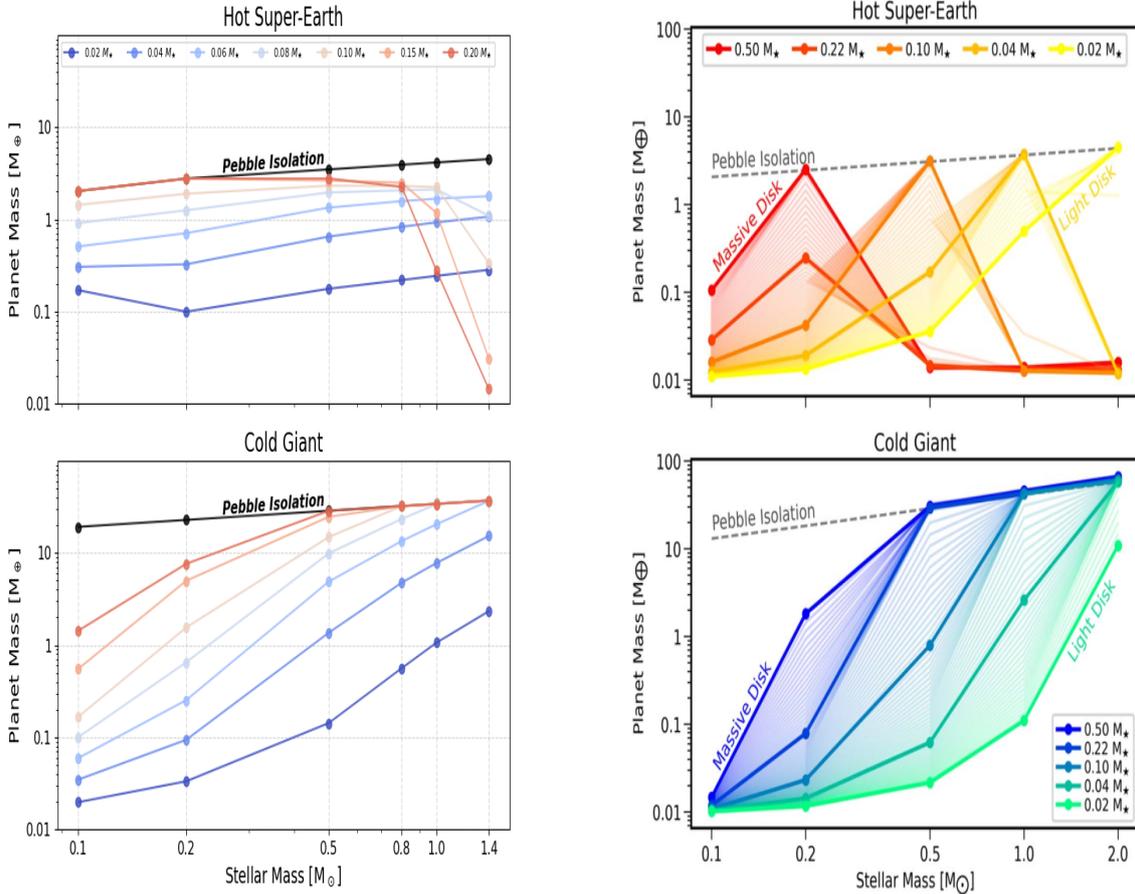


Figura 3.5: Comparación de los flujos obtenidos en M21 y los obtenidos en este trabajo. Estos flujos fueron calculados para el disco evolucionando sin el crecimiento planetario, el color corresponde a cada masa estelar para ambos casos solo se consideró el disco con fracción de masa de 20 %, un parámetro de viscosidad de $\alpha = 10^{-4}$ por detrás de la línea de hielo y dentro usamos $\alpha = 10^{-3}$, y un disco extendido. La línea de los hielos se toma a $T = 150 K$ en M21 y a $T = 170 K$ en este trabajo.

Luego analizamos el crecimiento de los planetas para cada conjunto de parámetros tomados, ver la tabla 1. En este punto se hace la aclaración de que se hizo una modificación a la posición del planeta interior para el caso particular de la estrella de $M = 0.1 M_{\odot}$. Esto se debe a que, en el modelo usado en este trabajo, la línea de hielo se toma en el punto en que $T = 170 K$. Por lo tanto, para la estrella de menor masa un planeta ubicado a $0.3 AU$ quedaría por detrás de la línea de hielo, lo que generaría un planeta interno más masivo que en el caso del trabajo de M21 ya que acretaría pebbles con mayor números de Stokes. Por otro lado, el planeta interno en el modelo de M21, esa posición queda por detrás de dicha línea. Por esto en este trabajo para la masa de $0.1 M_{\odot}$ el planeta interno se ubicó a $0.25 AU$ para que el crecimiento de dicho planeta ocurra dentro de la línea de hielo, y sea análogo al caso del trabajo de M21. En la Figura 3.6 se puede observar en el panel izquierdo el crecimiento simultáneo de los planetas obtenido en el trabajo de M21 y en el panel derecho el crecimiento obtenido con PLANETALP. En esta Figura los puntos llenos representan las masas finales de los planetas cuando terminan de crecer, ya sea porque alcanzaron su masa de aislación de pebbles o porque el disco terminó de evolucionar pasados los $10^7 yr$. Se puede ver que las tendencias de crecimiento de los planetas son muy similares en ambos casos. El planeta externo no crece eficientemente en las estrellas de menor masa mientras que los planetas internos para esas masas sí lo hacen. Por otro lado, para estrellas de masas mayores los planetas externos crecen más mientras que los internos dejan de crecer tan eficientemente. Esto

se puede explicar gracias a que cuando los planetas externos alcanzan la masa de aislamiento, abren un gap en el disco que corta el flujo de pebbles hacia los planetas internos, inhibiendo su crecimiento. Este es el mismo resultado obtenido en M21.

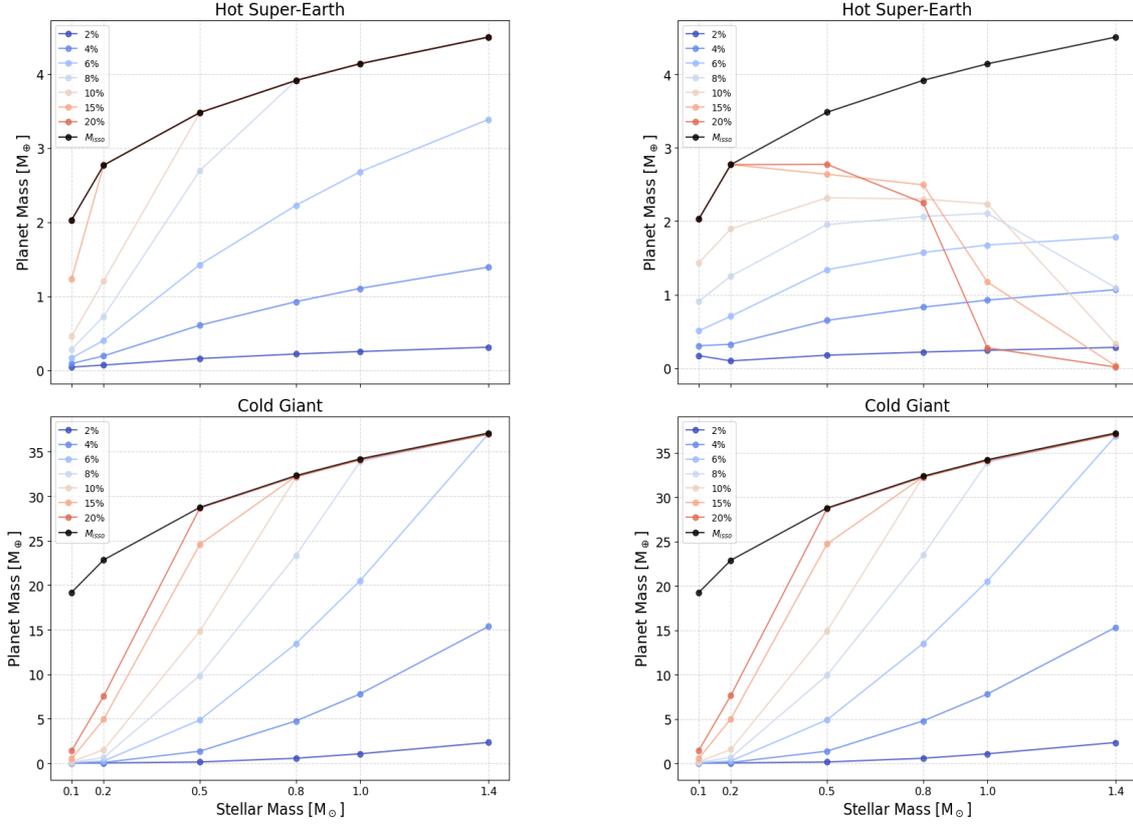


(a) Resultados obtenidos con PLANETALP

(b) Figura 3 del trabajo de M21

Figura 3.6: Comparación entre el crecimiento de los núcleos de los planetas en torno a las diferentes masas estelares de los resultados obtenidos en el trabajo de M21 (izquierda) y los obtenidos en este trabajo (derecha). En este gráfico los puntos llenos representan las masas finales de los planetas cuando termina de crecer, ya sea porque alcanzó su masa de aislamiento o porque el disco terminó de evolucionar pasado los 10^7 yr. Para todos los discos considerados, se tomó el caso de disco extendido y $\alpha = 10^{-4}$ por detrás de la línea de hielo y dentro usamos $\alpha = 10^{-3}$.

Para poder ver las diferencias entre la formación aislada y la formación simultánea en torno a las diferentes estrellas simulamos la formación de cada planeta individualmente. En la figura 3.7 se puede ver la comparación entre ambos casos, y se observa como el planeta interno tiende a crecer más en el caso aislado, mientras que en el simultáneo se ve inhibido por el crecimiento del planeta exterior, el cual al alcanzar la masa de aislación de pebbles corta el flujo de pebbles desde la zona externa del disco hacia la zona interna del disco. Los porcentajes en la Figura representan las fracciones de masas del disco respecto a la masa de la estrella central.



(a) Crecimiento de los planetas creciendo individualmente.

(b) Crecimiento de los planetas creciendo en simultáneo.

Figura 3.7: Comparación entre el crecimiento individual y el crecimiento simultáneo obtenidos con el código PLANETALP. En este gráfico los puntos llenos representan las masas finales de los núcleos de los planetas, ya sea porque alcanzó su masa de aislamiento o porque el disco terminó de evolucionar pasado los 10^7 *yr*. Para todos los discos considerados, se tomó el caso de disco extendido y $\alpha = 10^{-4}$ por detrás de la línea de hielo y dentro usamos $\alpha = 10^{-3}$.

Por último, se analiza la tasa de ocurrencia de súper-Tierras. Para esto se consideró que un planeta entra en la categoría de Súper-tierra si su radio está entre $1R_{\oplus} - 1.55R_{\oplus}$ para seguir con el criterio adoptado en M21. Para poder calcular el radio final de los planetas según su masa se tomó la función:

$$\frac{R_p}{R_{\oplus}} = a_{rocky} \left(\frac{M_p}{M_{\oplus}} \right)^{b_{rocky}} \quad (3.1)$$

del trabajo de Venturini *et al.* 2024, donde $a_{rocky} = 0.999009 \pm 0.0002802$ y $b_{rocky} = 0.279514 \pm 0.0002377$. Tomamos esta relación porque las súper-Tierras se forman in situ dentro de la línea y por lo tanto no acretan material rico en agua. A su vez, para la ocurrencia de planetas gigantes siguiendo el criterio adoptado en M21, consideramos la formación de planeta gigantes a aquellos que finalicen con una masa mayor $10 M_{\oplus}$, para seguir con el criterio adoptado por M21. siguiendo el criterio adoptado en M21, consideramos la formación de planeta gigantes a aquellos que finalicen con una masa mayo

En la figura 3.8 se puede ver en el panel izquierdo los porcentajes obtenidos en M21 y en el panel derecho los porcentajes obtenidos en este trabajo. En la figura 3.9 se muestran las comparaciones de las tasas de ocurrencia calculadas con las observadas. Se observa que, si bien la tasa de ocurrencia de súper-Tierras es un poco mayor para estrellas de baja masa, la tasa de ocurrencia de planetas gigantes y la tendencia general de la tasa de ocurrencia de súper-Tierras son muy parecidas en ambos trabajos.

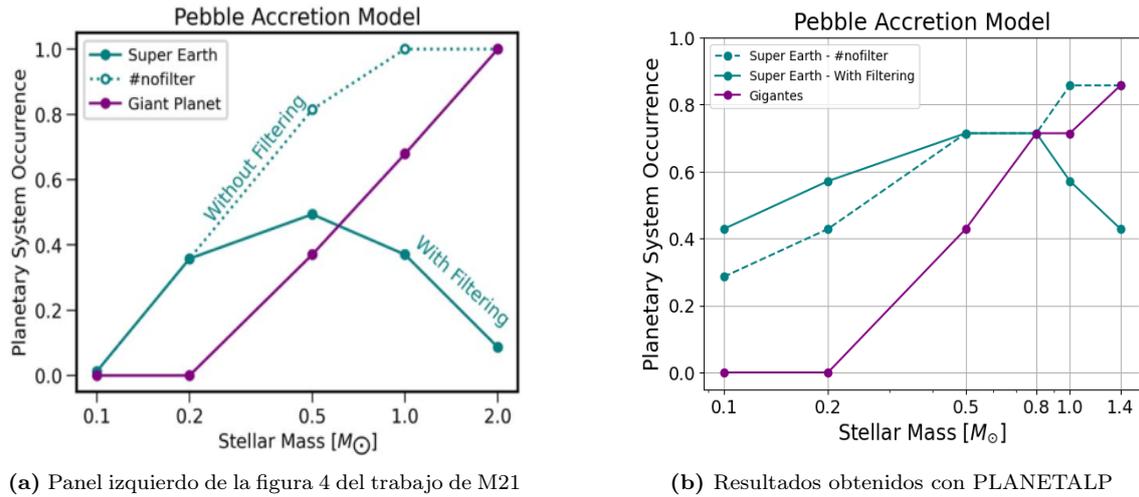
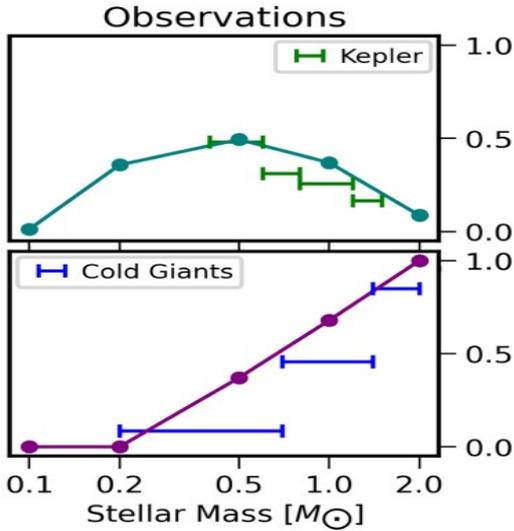
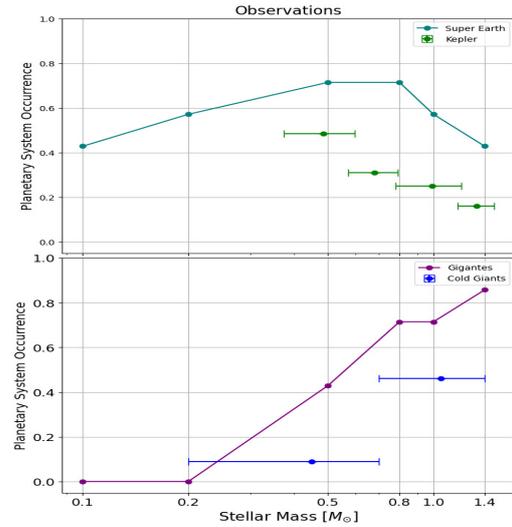


Figura 3.8: Comparación de las tasas de ocurrencias obtenidos por el M21 y los obtenidos en este trabajo. La línea violeta representa la tasa de ocurrencia de planetas gigantes, la verde llena representa la tasa de ocurrencia de Súper-Tierra en el caso simultáneo y la línea verde cortada es la tasa de ocurrencia en el caso de crecimiento individual. Un planeta entra en la categoría de Súper-Tierra si su radio está entre $1R_{\oplus} - 1.55R_{\oplus}$ y en la categoría de planeta gigante si su masa supera las $10 M_{\oplus}$.



(a) Panel derecho figura 4 del trabajo de M21



(b) Resultados obtenidos con PLANETALP

Figura 3.9: Panel derecho: Comparación de las tasas de ocurrencia calculadas por M21 con las observaciones. Panel Izquierdo: Comparación de las tasas de ocurrencia calculadas en este trabajo con las observaciones obtenidas de M21.

3.3. Incorporación de nuevos fenómenos físicos.

En el capítulo anterior mostramos que PLANETALP puede reproducir de manera cuantitativa los resultados principales obtenidos por M21 respecto a la formación de súper-Tierras y sus tasas de ocurrencias cuando las mismas se forman in situ y en presencia de un planeta externo. En este capítulo analizaremos el impacto sobre los resultados de incorporar nuevos fenómenos físicos, primero considerando cada fenómeno individualmente y por último ambos fenómenos al mismo tiempo. En esta sección vamos a presentar los resultados obtenidos al hacer estas simulaciones.

3.3.1. Impacto de la migración planetaria.

Primero presentaremos los resultados obtenidos al considerar el fenómeno de migración planetaria. En estas simulaciones se repetimos la formación simultánea de dos planetas, uno a 0.3 AU y otro a 5 AU (a excepción de la estrella de 0.1 M_{\odot} , que se toma el planeta interno a 0.25 AU para que quede dentro de la línea de hielo).

Lo primero que analizamos es el crecimiento de los planetas para este caso. Si graficamos como quedan las masas finales de los planetas, Figura 3.10, se puede ver que la masa del planeta interno supera la masa de aislamiento correspondiente. Esto se debe a que al considerar la migración, el planeta externo migra hacia adentro y eventualmente se encuentra al planeta interno y como producto de dicho encuentro el planeta externo acreta al interno, debido a que el primero es más masivo que el segundo, y el resultado es un solo planeta masivo que termina en un radio muy cercano de la estrella. Para analizar esta fusión entre los planetas, PLANETALP

considera que la masa del núcleo sólido es igual a la suma de los núcleos de los planetas individuales. Para la parte gaseosa, PLANETALP contempla cuánto de su envoltura gaseosa pierde cada planeta individualmente y luego suma lo que le queda a cada uno para obtener la masa total de gas (Ronco *et al.* 2017). Esto se puede ver en el gráfico de crecimiento de la Figura 3.10 debido a que, en la mayoría de los casos, la masa final de los planetas es la misma para ambos planetas y el crecimiento en ambos paneles es el mismo. Esto puede llevar a pensar que tenemos dos planetas de la misma masa, cuando lo que pasa es que ambos planetas se fusionaron y hay un único planeta final.

Estos resultados se pueden apreciar mejor y con mayor detalle en las Figuras 3.11, 3.12, 3.13, 3.14, 3.15, 3.16 y 3.17, que presentan el crecimiento de la masa del planeta en función del radio.

En estas Figuras se puede ver el crecimiento de masa en función del semieje del planeta para cada uno de los planetas internos y externos de cada masa estelar, para cada fracción masa del disco respecto a su estrella central. También se observa una línea a trazos en los planetas externos, esta representa la masa del núcleo y cuando la línea de color se aleja de esta línea a trazos representa que la masa empieza a crecer por acreción de gas. También se puede observar en algunos de los casos líneas verticales que une la masas del planeta interno con la del externo, esto representa el momento en que el planeta interno es acretao por el externo.

Se observa que, según cuán masivo sea el planeta externo, al acretar al interno puede generarse un aumento significativo de masa, lo que provoca un salto en su crecimiento. Por otro lado, cuando el planeta externo es mucho más masivo que el interno, esta acreción no genera un cambio significativo en la masa del gigante.

Por otro lado, se observa que al aumentar la masa del disco aumentan los casos en que el planeta externo migra hasta acretar al interno, siendo únicamente para el caso de la estrella de $1.4 M_{\odot}$ en que esto se da para todas las fracciones de masa de disco. Esto se debe a que, en estrellas de mayor masa, los discos son más grandes y contienen más material, lo que permite la formación de planetas más masivos. Dado que las tasas de migración tipo I escalan con la masa planetaria, cuanto mayor es la masa del planeta, más rápido se desplaza hacia la estrella central. Además, se observa que en los discos con mayor masa considerados (15 % y 20 %), este comportamiento ocurre en todas las estrellas. Esto se debe a que, al contener más masa de gas, la evolución del disco por acreción viscosa es más lenta, lo que prolonga el tiempo disponible para que el planeta externo crezca y migre hasta la posición del planeta interno.

Por último, queda analizar la tasa de ocurrencia de súper-Tierras para este escenario. Nuevamente se toman como consideración de súper-Tierras los planetas que tienen radios entre $1 R_{\oplus}$ y $1.55 R_{\oplus}$, y los gigantes como aquellos cuya masa sea mayor a $10 M_{\oplus}$. Además, en este caso consideramos únicamente las súper-Tierras que se encuentren por dentro de $1 AU$, es decir, las súper-Tierras calientes (hot super earth). Las tasas de ocurrencia se pueden ver en la Figura 3.18, donde vemos que para el caso donde se considera la migración planetaria seguimos viendo la misma

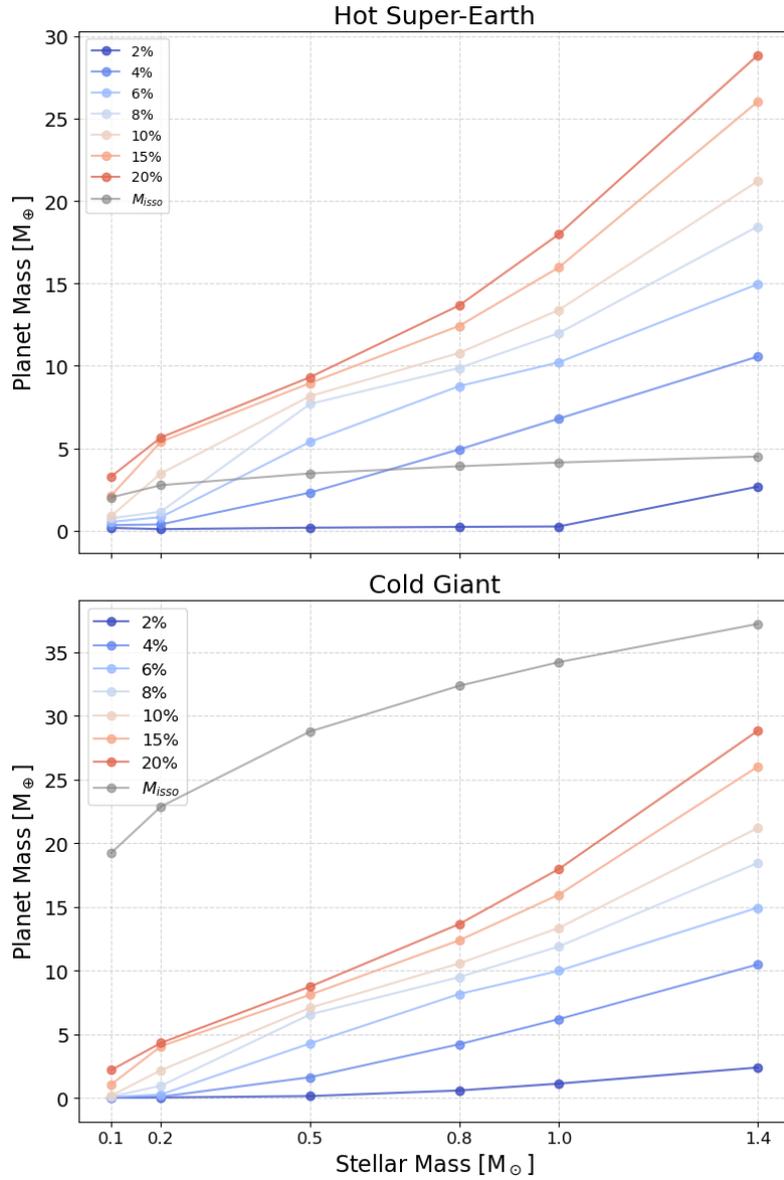


Figura 3.10: Gráfico del crecimiento simultáneo con la migración activada. En este gráfico los puntos llenos representan las masas finales de los núcleos de los planetas cuando termina de crecer, ya sea porque alcanzó su masa de aislamiento o porque el disco terminó de evolucionar pasado los 10^7 *yr*. Para todos los discos considerados, se tomó el caso de disco extendido y $\alpha = 10^{-4}$ por detrás de la línea de hielo y dentro usamos $\alpha = 10^{-3}$. En gris claro se ve la línea de aislamiento que corresponde a cada planeta de manera ilustrativa.

tendencia de que la tasa de ocurrencia de súper-Tierras sea mayor para las estrellas de masas alrededor de $0.5M_{\odot}$, y la ocurrencia de gigantes aumenta en estrellas de mayor masa; sin embargo, las tasas de ocurrencia son menores en este escenario en comparación con el caso en que no se considera la migración planetaria.

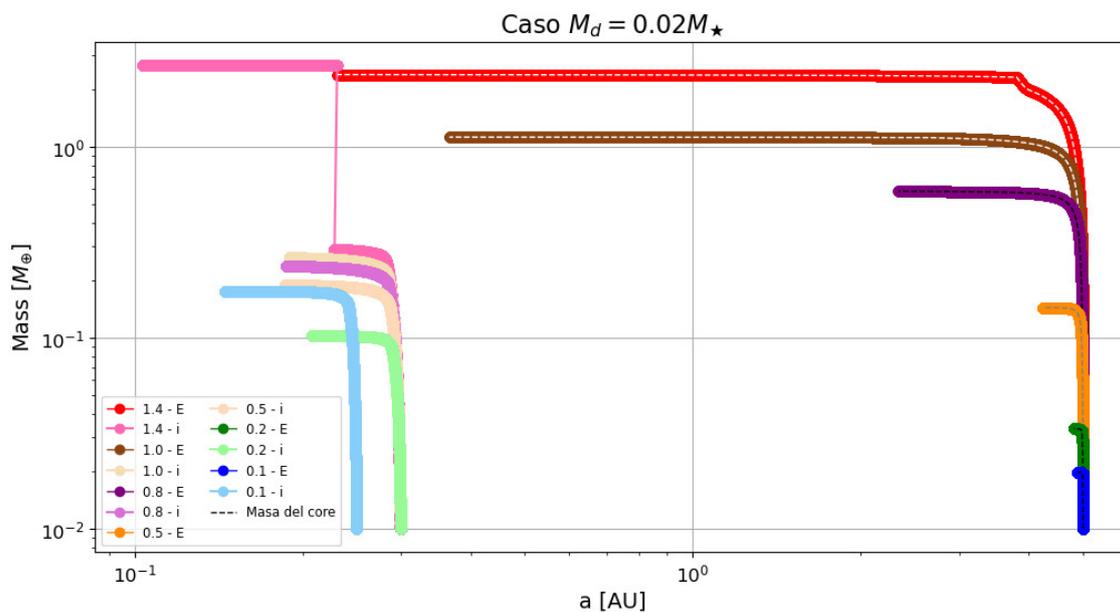


Figura 3.11: Gráfico de Masas contra semiejes para un disco de $M_d = 0.02 M_\star$. Cada curva representa el crecimiento de los planetas internos y externos para cada masa estelar. Las curvas que inician en la parte izquierda corresponden al planeta interior y las de la parte derecha al planeta exterior. La línea a trazos en las curvas del planeta exterior representa la masa del núcleo. En los casos en que aparecen líneas verticales son debido a que el planeta externo acreció al interno.

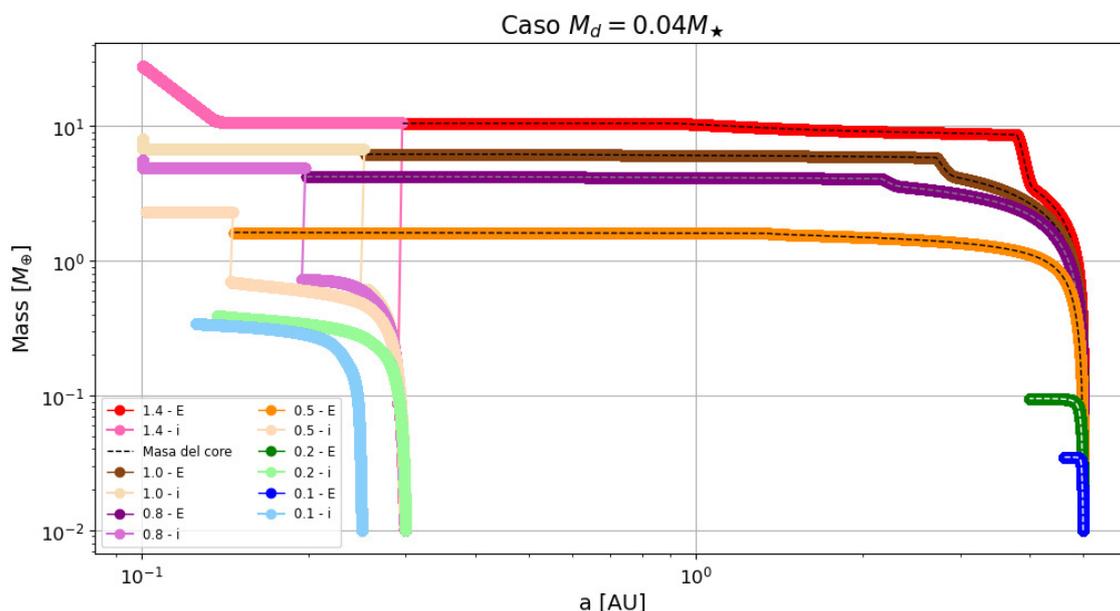


Figura 3.12: Gráfico de Masas contra semiejes para un disco de $M_d = 0.04 M_\star$. Cada curva representa el crecimiento de los planetas internos y externos para cada masa estelar. Las curvas que inician en la parte izquierda corresponden al planeta interior y las de la parte derecha al planeta exterior. La línea a trazos en las curvas del planeta exterior representa la masa del núcleo. En los casos en que aparecen líneas verticales son debido a que el planeta externo acreció al interno.

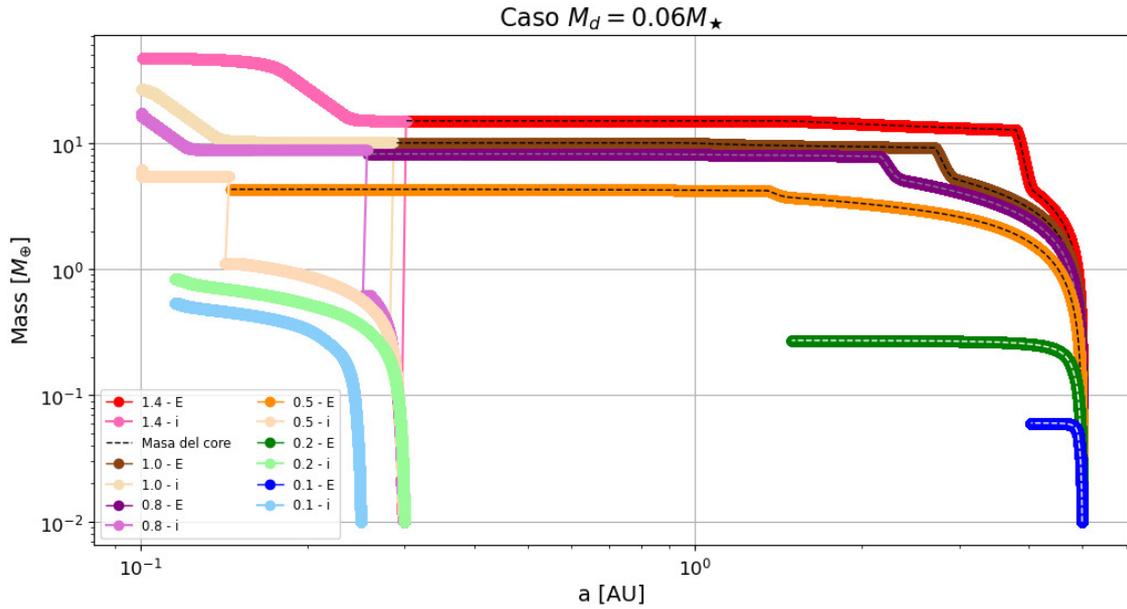


Figura 3.13: Gráfico de Masas contra semiejes para un disco de $M_d = 0.06 M_\star$. Cada curva representa el crecimiento de los planetas internos y externos para cada masa estelar. Las curvas que inician en la parte izquierda corresponden al planeta interior y las de la parte derecha al planeta exterior. La línea a trazos en las curvas del planeta exterior representa la masa del núcleo. En los casos en que aparecen líneas verticales son debido a que el planeta externo acreció al interno.

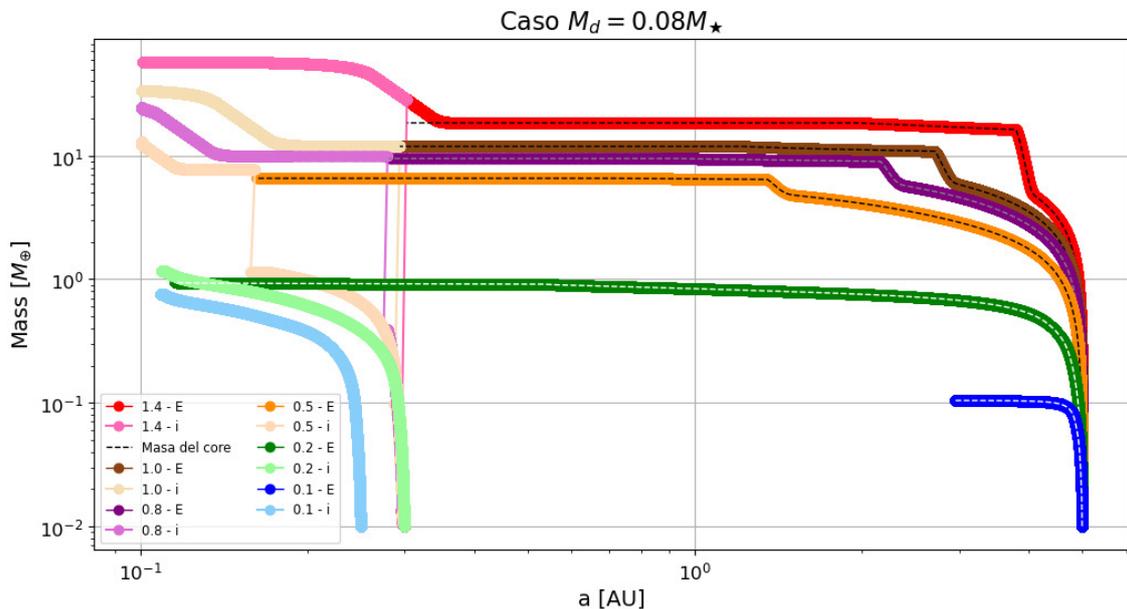


Figura 3.14: Gráfico de Masas contra semiejes para un disco de $M_d = 0.08 M_\star$. Cada curva representa el crecimiento de los planetas internos y externos para cada masa estelar. Las curvas que inician en la parte izquierda corresponden al planeta interior y las de la parte derecha al planeta exterior. La línea a trazos en las curvas del planeta exterior representa la masa del núcleo. En los casos en que aparecen líneas verticales son debido a que el planeta externo acreció al interno.

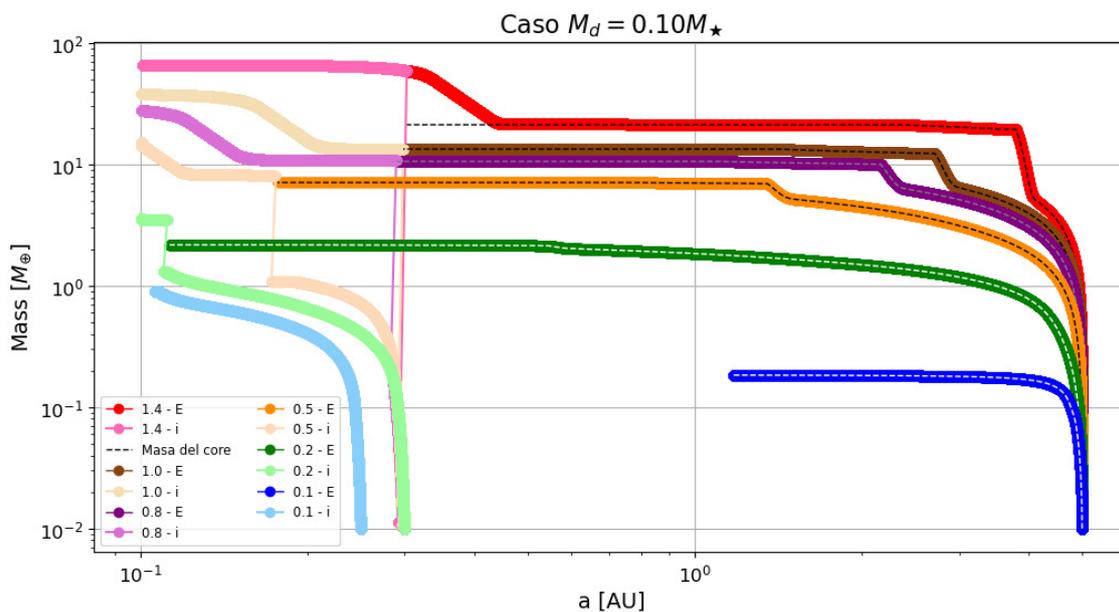


Figura 3.15: Gráfico de Masas contra semiejes para un disco de $M_d = 0.10 M_\star$. Cada curva representa el crecimiento de los planetas internos y externos para cada masa estelar. Las curvas que inician en la parte izquierda corresponden al planeta interior y las de la parte derecha al planeta exterior. La línea a trazos en las curvas del planeta exterior representa la masa del núcleo. En los casos en que aparecen líneas verticales son debido a que el planeta externo acreció al interno.

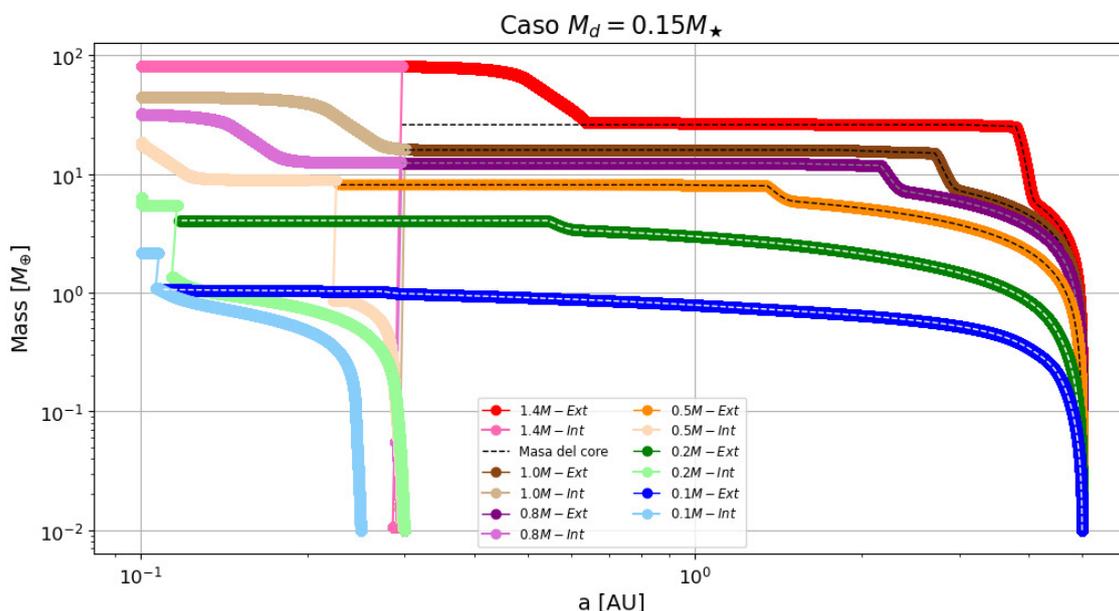


Figura 3.16: Gráfico de Masas contra semiejes para un disco de $M_d = 0.15 M_\star$. Cada curva representa el crecimiento de los planetas internos y externos para cada masa estelar. Las curvas que inician en la parte izquierda corresponden al planeta interior y las de la parte derecha al planeta exterior. La línea a trazos en las curvas del planeta exterior representa la masa del núcleo. En los casos en que aparecen líneas verticales son debido a que el planeta externo acreció al interno.

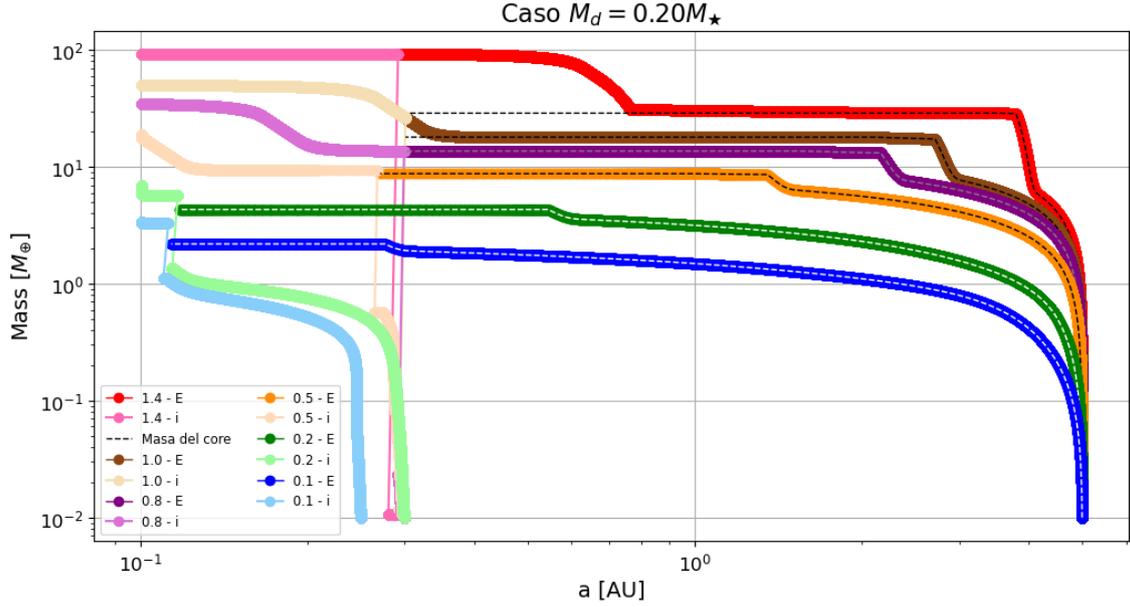


Figura 3.17: Gráfico de Masas contra semiejes para un disco de $M_d = 0.20 M_\star$. Cada curva representa el crecimiento de los planetas internos y externos para cada masa estelar. Las curvas que inician en la parte izquierda corresponden al planeta interior y las de la parte derecha al planeta exterior. La línea a trazos en las curvas del planeta exterior representa la masa del núcleo. En los casos en que aparecen líneas verticales son debido a que el planeta externo acreció al interno.

3.3.2. Impacto de la fotoevaporación.

El siguiente paso fue desactivar el módulo que contempla la migración planetaria en PLANETALP y activar el módulo que contempla la fotoevaporación interna debido a la irradiación sobre el disco de la estrella central en la evolución del sistema.

Nuevamente, se analizó primero el crecimiento simultáneo de los planetas tanto para el externo como para el interno. Esto se puede ver en la figura 3.19, donde se muestran las masas finales de los planetas para cada fracción de disco. Para este caso, se puede ver que el crecimiento del planeta interno se ve inhibido incluso para las estrellas de baja masa, mostrando un pequeño aumento para las estrellas de $0.8 M_\odot$ y $1.0 M_\odot$ en los discos más masivos. A su vez, se puede ver que el planeta externo crece más eficientemente incluso para las estrellas de baja masa para los discos más masivos.

Por otro lado, también analizamos el flujo de pebbles a distintos tiempos y estudiamos cómo cambia dicho flujo de pebbles respecto al sin fotoevaporación considerado en M21. Para tal fin, corrimos nuevamente las simulaciones con la formación planetaria desactivada para poder ver como cambia el flujo de pebbles únicamente debido al efecto de la fotoevaporación. Esto se puede ver en la Figura 3.20. En este gráfico se puede ver que en el caso de la evolución del disco considerando el fenómeno de fotoevaporación se forma una brecha en el disco de gas a una cierta distancia de la estrella central r_g , dada por la ec. 1.7, y como decrece el flujo interno debido a la evolución viscosa, quedando un remanente de flujo de pebbles en la parte externas

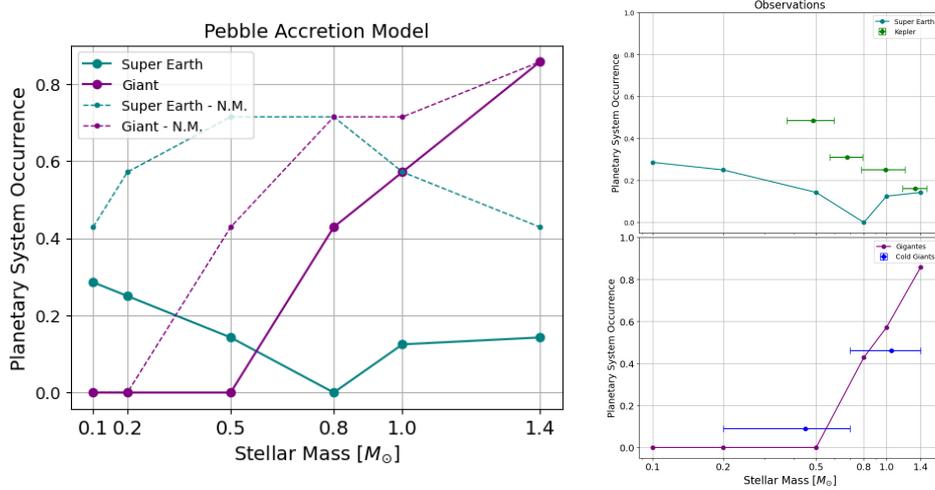


Figura 3.18: Panel Izquierdo: Tasa de ocurrencia para el caso de migración planetaria. La línea violeta representa la tasa de ocurrencia de planetas gigantes y la verde sólida representa la tasa de ocurrencia de súper-Tierras en el caso simultáneo. Panel Derecho: Comparación de las tasas de ocurrencia simuladas con los datos observacionales extraídos del trabajo de M21

que se corre hacia afuera. Se puede ver en el flujo de la estrella de $0.1 M_{\odot}$ que a partir de los $0.6 Myr$ el flujo remanente se corre hacia radios mayores a distintos tiempos. Esto ocurre ya que una vez que el disco interno se vació, el gas restante en el disco exterior se ilumina directamente con la radiación estelar.

Por último, analizamos la tasa de ocurrencia de las súper-Tierras y de los planetas gigantes en este caso. Esto se puede ver en la Figura 3.21. Como en este caso el crecimiento de los planetas exteriores es más eficiente y, además, el flujo de pebbles se corta debido a la fotoevaporación, los planetas internos experimentan un menor crecimiento, lo que resulta en una disminución en la ocurrencia de súper-Tierras.

Efecto en el crecimiento de los planetas externos.

Analizamos más en detalle la tendencia de los planetas externos de crecer más eficientemente en el caso en que se contempla la fotoevaporación, en comparación con el caso en que no se contempla este fenómeno. Del gráfico de crecimiento de los planetas (Fig. 3.19) se observa que, a diferencia del caso en que no se contempla la fotoevaporación, el planeta exterior alcanza masas mayores incluso para las estrellas menos masivas.

Esta diferencia en el crecimiento de los planetas se puede observar en la Figura 3.22, donde se compara el crecimiento entre los casos con y sin la fotoevaporación activada y en caso de crecimiento simultáneo y aislado. En esta Figura se puede ver en azul el crecimiento aislado y en naranja el crecimiento simultáneo, que naturalmente se superponen y solo se observan las líneas naranjas pues el crecimiento del planeta externo no se ve afectado por la presencia del planeta interno. En línea punteada se ve el crecimiento de los planetas para el caso en que la fotoevaporación

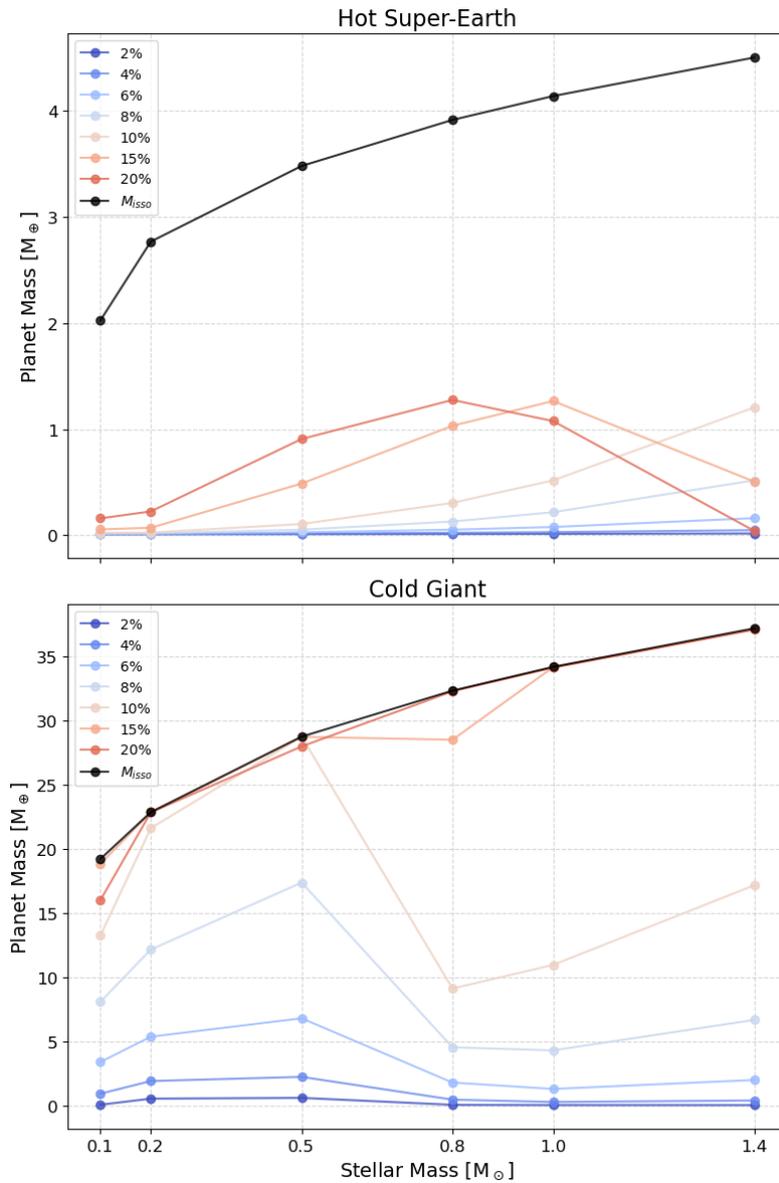


Figura 3.19: Crecimiento de los núcleos de los planetas para el caso que contempla la fotoevaporación interna debido a la irradiación sobre el disco de la estrella central en la evolución del sistema. Para todos los discos considerados, se tomó el caso de disco extendido y $\alpha = 10^{-4}$ por detrás de la línea de hielo y dentro usamos $\alpha = 10^{-3}$.

no se contempla y en línea sólida el caso en que la fotoevaporación está activada. Se observa que el planeta externo alcanza masas mayores para las estrellas de menor masa y su crecimiento decae para estrellas de mayor masa, tendencia opuesta que la observada en el crecimiento del planeta externo en el caso en que no se contempla la fotoevaporación.

Una posible explicación es el gap creado por la fotoevaporación. Este gap provoca una acumulación de material que no puede migrar hacia la estrella central, generando una sobredensidad. Cuando esta sobredensidad pasa por la posición del

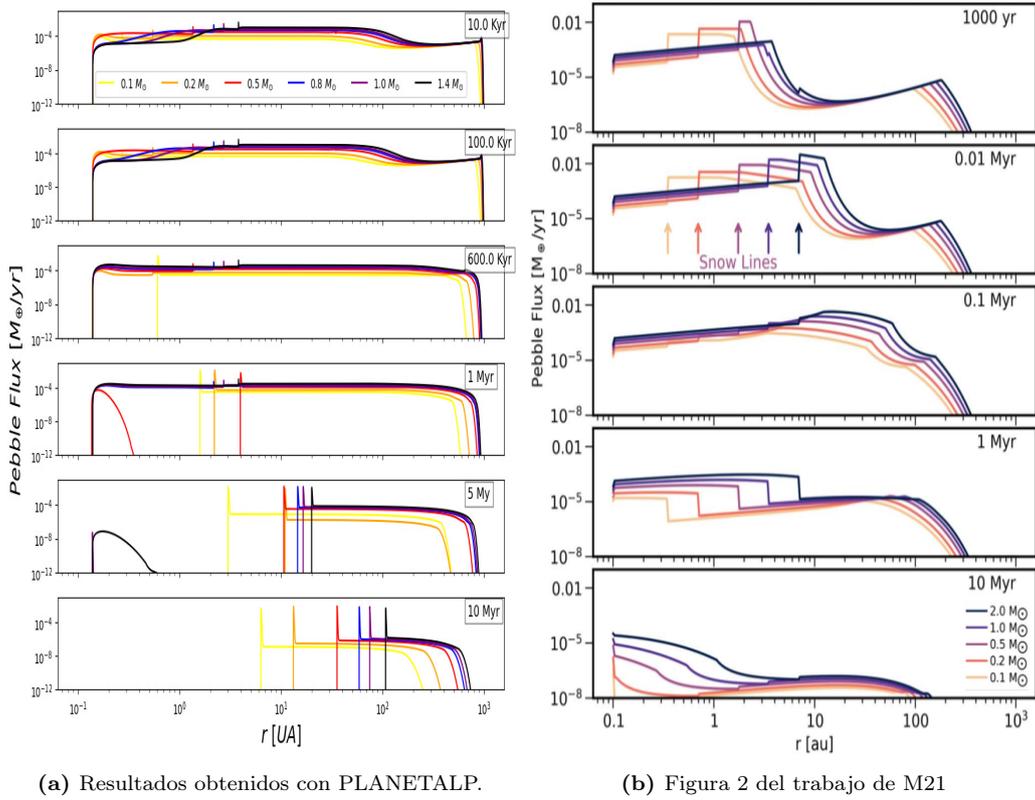


Figura 3.20: Comparación de los flujos obtenidos en M21 y los obtenidos en este trabajo con la fotoevaporación debida a la irradiación sobre el disco de la estrella central. Estos flujos fueron calculados para el disco evolucionando sin el crecimiento planetario, el color corresponde a cada masa estelar para ambos casos solo se consideró el disco con fracción de masa de 20%, un parámetro de viscosidad de $\alpha = 10^{-4}$ por detrás de la línea de hielo y dentro usamos $\alpha = 10^{-3}$, y un disco extendido. La línea de los hielos se toma a $T = 150 K$ en M21 y a $T = 170 K$ en este trabajo.

planeta, permite que el planeta externo acrete más material que en ausencia de esa acumulación. Para poder analizar esta posibilidad se puede analizar la tasa de acreción de pebbles de cada planeta. Estas tasas se pueden ver en las Figuras 3.23 para el caso en que no se contempla la fotoevaporación y en la Figura 3.24 para el caso en que se activó la fotoevaporación. En estas Figuras, donde cada color representa una fracción de masa de disco distinta, se puede ver como la tasa de acreción del planeta externo aumenta incluso hasta dos órdenes de magnitud en algunos casos. En contraparte podemos ver que en el caso en que no está la fotoevaporación las tasas de acreción tienen un comportamiento más suave.

Consiguientemente, en la Figura 3.25 se ve el crecimiento de la masa del planeta exterior en función del tiempo para cada masa estelar. La imagen está enfocada entre los $0.4 Myr$ y los $2.5 Myr$, dado que es el intervalo de tiempo en el que se dan los saltos de masa hasta llegar a la masa de aislamiento de pebbles (cuando las líneas de colores se vuelven horizontales). En esta Figura se puede ver como a los mismos tiempos en los que se da el aumento de la tasa de acreción la masa de los planetas presentan un aumento súbito que parece casi una línea vertical. Otra forma de observar estas tendencias es a través de las Figuras 3.26, 3.27, 3.28, 3.29, 3.30 y

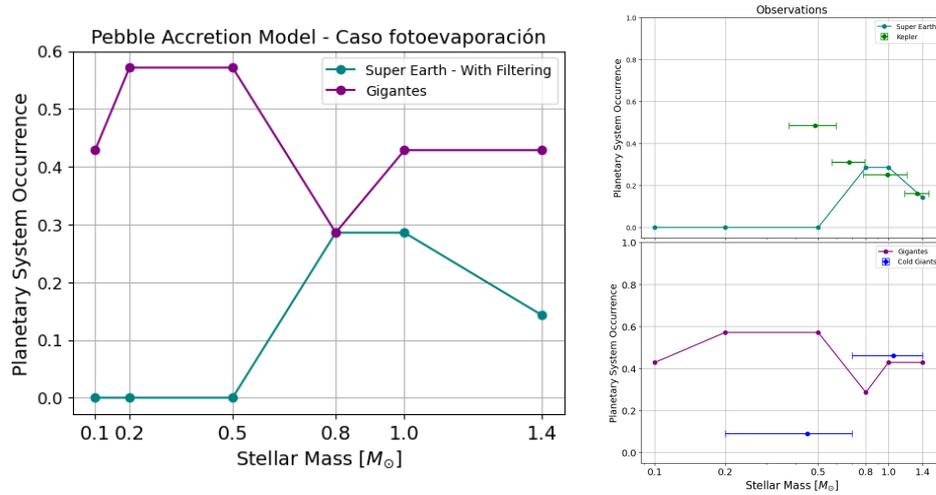


Figura 3.21: Panel Izquierdo: Tasa de ocurrencia para el caso de fotoevaporación debida a la irradiación sobre el disco de la estrella central. La línea violeta representa la tasa de ocurrencia de planetas gigantes y la verde sólida representa la tasa de ocurrencia de súper-Tierras en el caso simultáneo. Panel Derecho: Comparación de las tasas de ocurrencia simuladas con los datos observacionales extraídos del trabajo de M21

3.31. En ellos, el panel superior muestra el flujo de pebbles en distintos momentos. El degradé de colores, que va del azul al rojo oscuro, representa la evolución temporal desde $1 Myr$ hasta $2 Myr$, con intervalos de $0.1 Myr$ entre cada línea. Además, una línea negra indica la posición del planeta exterior a $R = 5 AU$. En el panel inferior el crecimiento de la masa del planeta en ese intervalo temporal.

Por lo tanto, con estos resultados se puede ver que el aumento del crecimiento de la masa del planeta externo para las estrellas de menor masa se debe a este aumento de la tasa de acreción debido a las sobredensidades generadas por el gap abierto en el disco por el efecto de la fotoevaporación.

3.3.3. Impacto de la fotoevaporación y la migración planetaria en la formación de súper-Tierras.

Por último estudiamos el caso completo, en el que se consideran los fenómenos de la fotoevaporación y la migración planetaria simultáneamente.

Lo primero que se analizó fue el crecimiento de los planetas. En la Figura 3.32 se pueden ver las masas finales de los planetas para cada masa estelar y para cada fracción de masa de disco. Se puede ver que en la mayoría de los casos el crecimiento del planeta interno se ve inhibido. Para los casos en que la masa final del planeta interno supera la masa de aislamiento son los casos en que el planeta interno fue acretado por el externo debido a la migración interna de este último. También se puede observar que el planeta externo llega a masa más altas para masas estelares bajas, esto debido a la fotoevaporación nuevamente. Por otro lado, también se ve que hay una baja en la masa del planeta externo para estrellas de masa solar y un leve aumento para la estrella más masiva considerada. Este comportamiento se explica de la misma manera que se explicó en la sub-sec. 3.3.2. Para comprobar que este comportamiento es el resultado del mismo fenómeno se gráfico la tasa de acreción del planeta exterior, como se puede ver en la Figura 3.33, donde nuevamente se puede observar el aumento en la tasa de acreción debido a la sobredensidad producida por el gap generado en el disco por efecto de la fotoevaporación.

En la Figura 3.32 se muestran las masas finales para cada masa estelar y fracción de masa de disco. Para analizar en detalle el crecimiento del planeta en función de su posición, se presentan las Figuras 3.34, 3.35, 3.36, 3.37, 3.38 y 3.39. Estos ilustran el crecimiento del planeta externo e interno para cada fracción de disco y masa estelar, evidenciando que el planeta interno ve su crecimiento inhibido y, en ningún caso, alcanza o supera la masa terrestre. Cabe aclarar que, cuando el planeta interno no ve inhibida su formación por la fotoevaporación, el externo migra hacia la estrella central y lo acreta.

En función de este análisis calculamos la tasa de ocurrencia. Esto se puede ver en la Figura 3.40. En este caso, la tasa de ocurrencia de súper-Tierras calientes es nula (línea verde), debido a la falta de crecimiento del planeta interno. Además, cuando el planeta externo migra hacia posiciones dentro de una unidad astronómica ya ha alcanzado una masa superior al límite necesario para considerarse como un gigante según el criterio usado (superar las $10 M_{\oplus}$). A su vez, se gráfico, en negro, la tasa de ocurrencia de súper-Tierras pero en este caso tomando planetas a todas las distancias radiales mayores a $1 AU$ de la estrella. Finalmente la tasa de ocurrencia de gigantes es mayor para las masas estelares más chicas, presenta una disminución hacia las estrellas de masa $0.8 M_{\odot}$ y $1.0 M_{\odot}$, y un aumento para la masa estelar más alta.

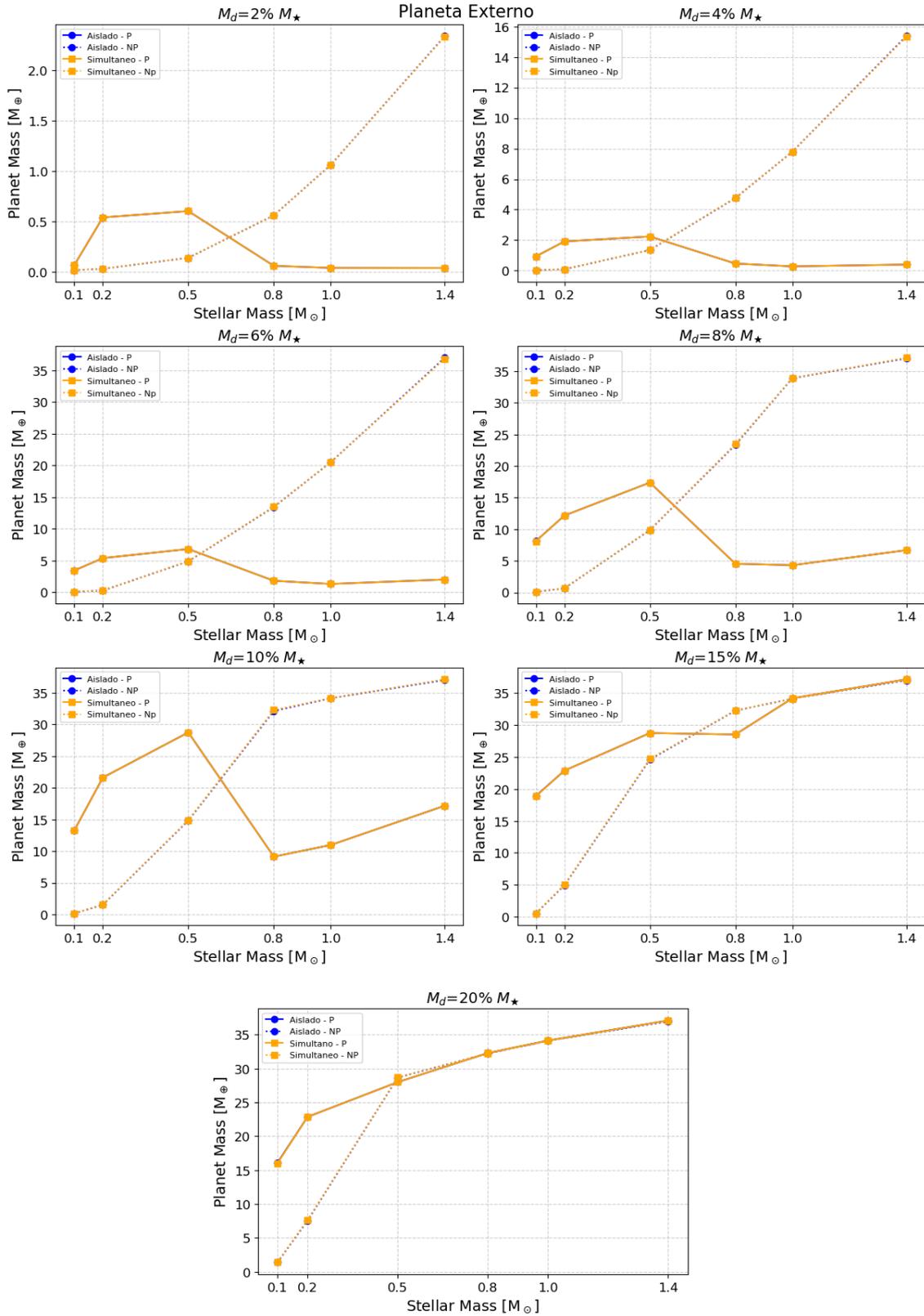


Figura 3.22: Comparación entre el crecimiento entre los casos con la fotoevaporación (línea sólida) y sin la fotoevaporación (línea punteada) activa y en caso de crecimiento simultáneo (línea naranja) y aislado (línea azul). Se compara el crecimiento para distintas masas estelares separando por cada fracción de masa del disco.

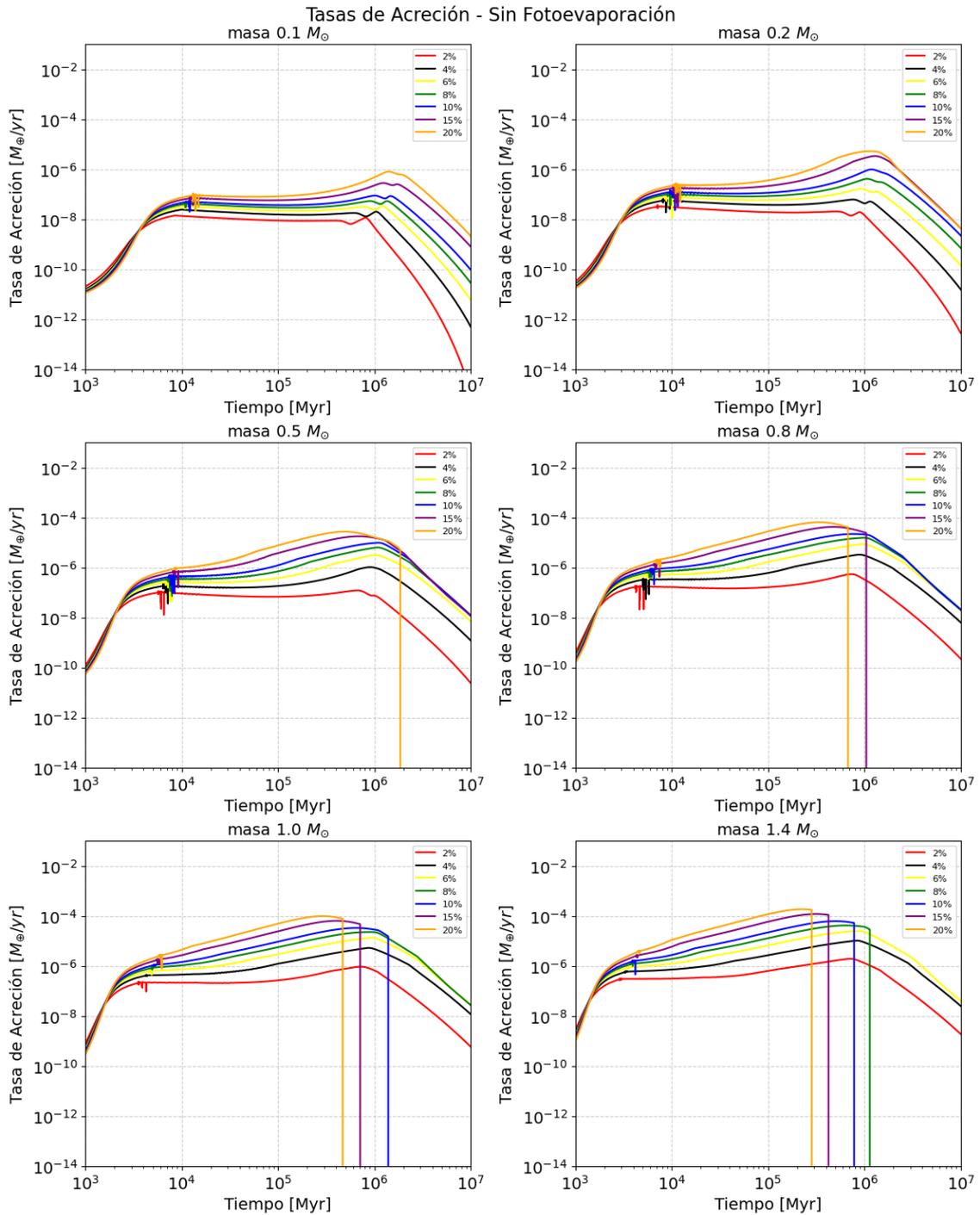


Figura 3.23: Tasa de acreción del planeta externo en función del tiempo para el caso sin contemplar la fotoevaporación.

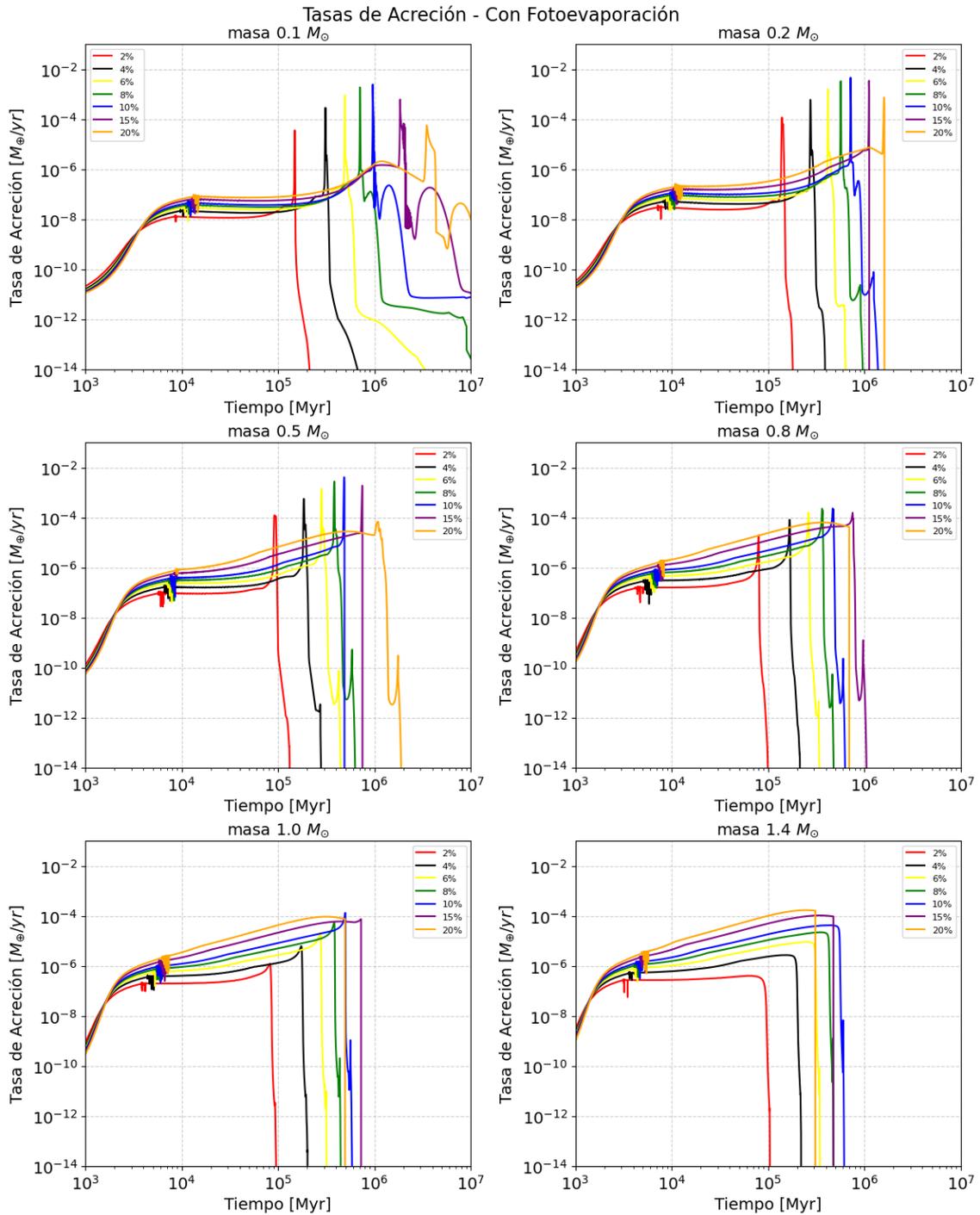


Figura 3.24: Tasas de acreción del planeta externo en función del tiempo para el caso en el que se contempla el impacto de la fotoevaporación.

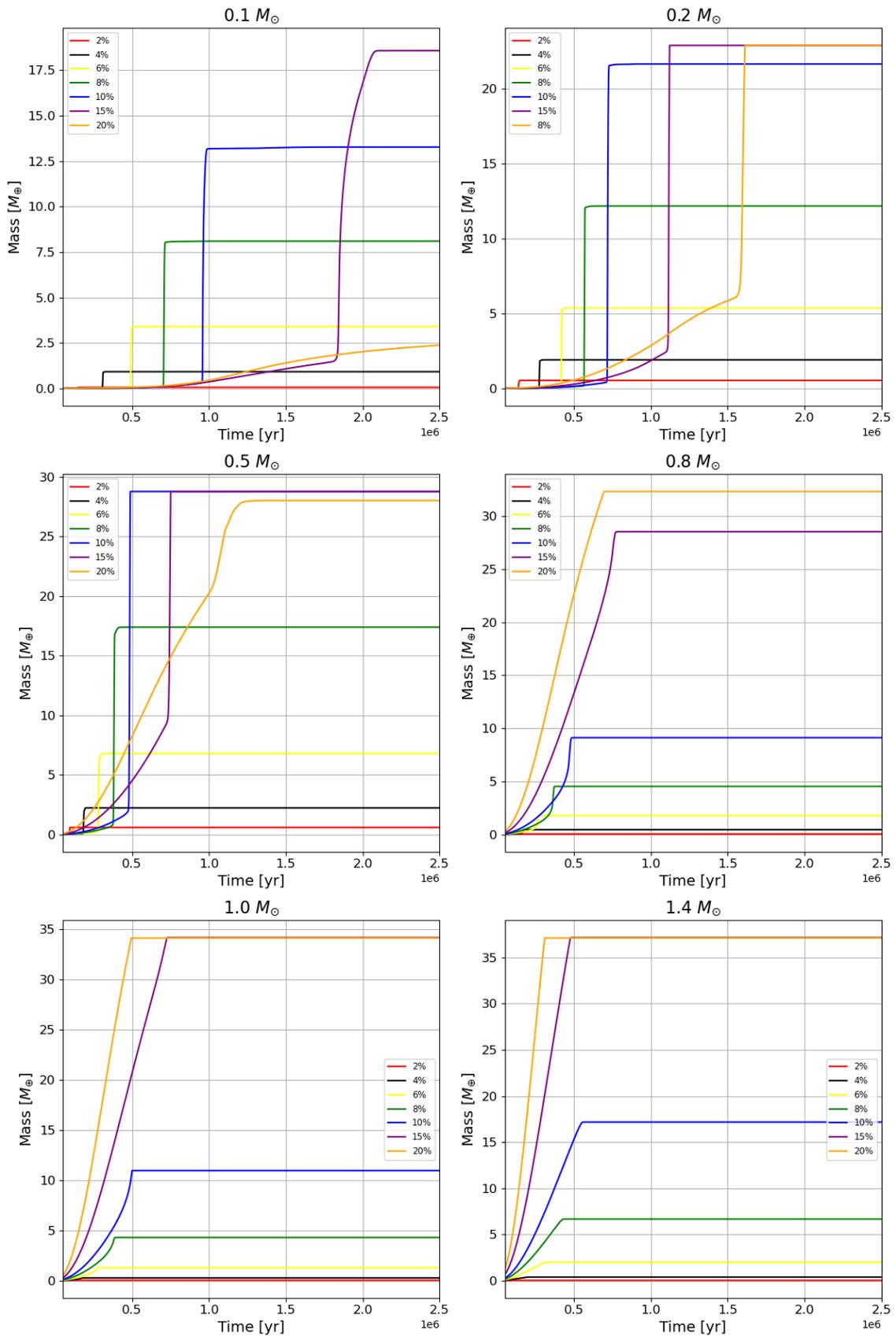


Figura 3.25: Crecimiento de la masa del planeta externo en función del tiempo para cada masa estelar.

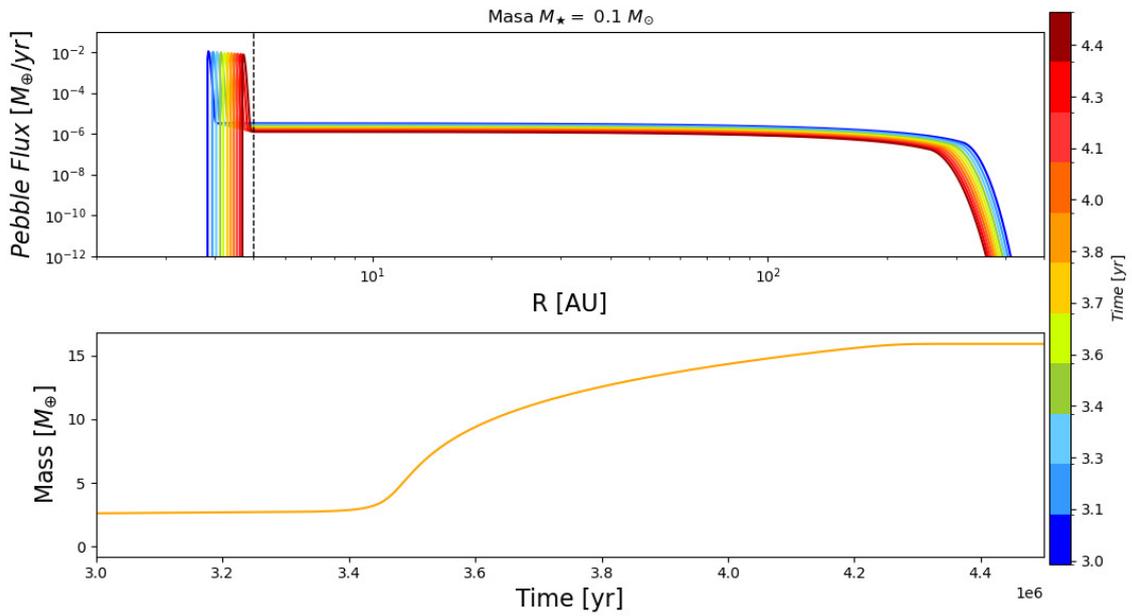


Figura 3.26: Panel Superior: Flujo de pebbles para distintos tiempos. El degradé de colores, que va del azul al rojo oscuro, representa la evolución temporal desde 1 *Myr* hasta 2 *Myr*, con intervalos de 0.1 *Myr* entre cada línea. La línea negra indica la posición del planeta exterior a $R = 5$ AU(. Panel Inferior: crecimiento de la masa del planeta entre 1 *Myr* y 2 *Myr*.

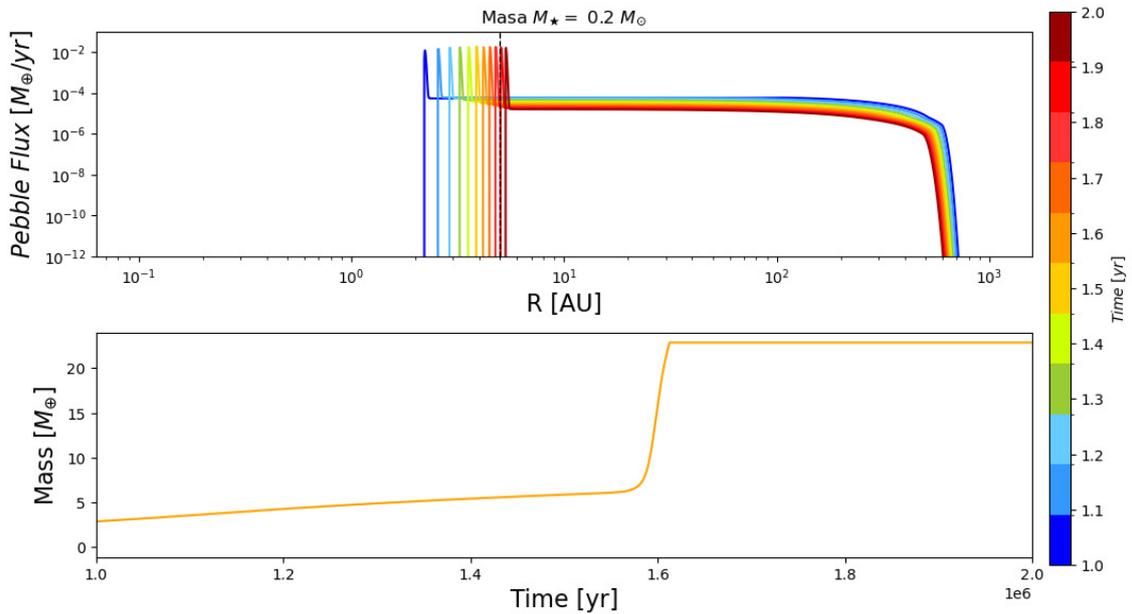


Figura 3.27: Panel Superior: Flujo de pebbles para distintos tiempos. El degradé de colores, que va del azul al rojo oscuro, representa la evolución temporal desde 1 *Myr* hasta 2 *Myr*, con intervalos de 0.1 *Myr* entre cada línea. La línea negra indica la posición del planeta exterior a $R = 5$ AU. Panel Inferior: crecimiento de la masa del planeta entre 1 *Myr* y 2 *Myr*.

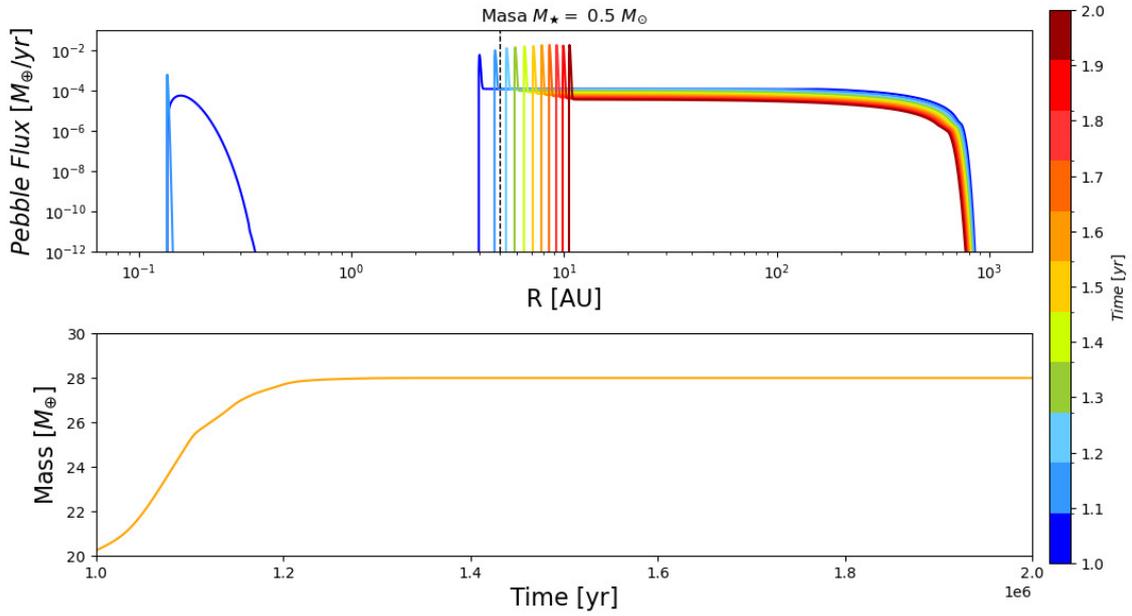


Figura 3.28: Panel Superior: Flujo de pebbles para distintos tiempos. El degradé de colores, que va del azul al rojo oscuro, representa la evolución temporal desde 1 *Myr* hasta 2 *Myr*, con intervalos de 0.1 *Myr* entre cada línea. La línea negra indica la posición del planeta exterior a $R = 5 \text{ AU}$. Panel Inferior: crecimiento de la masa del planeta entre 1 *Myr* y 2 *Myr*.

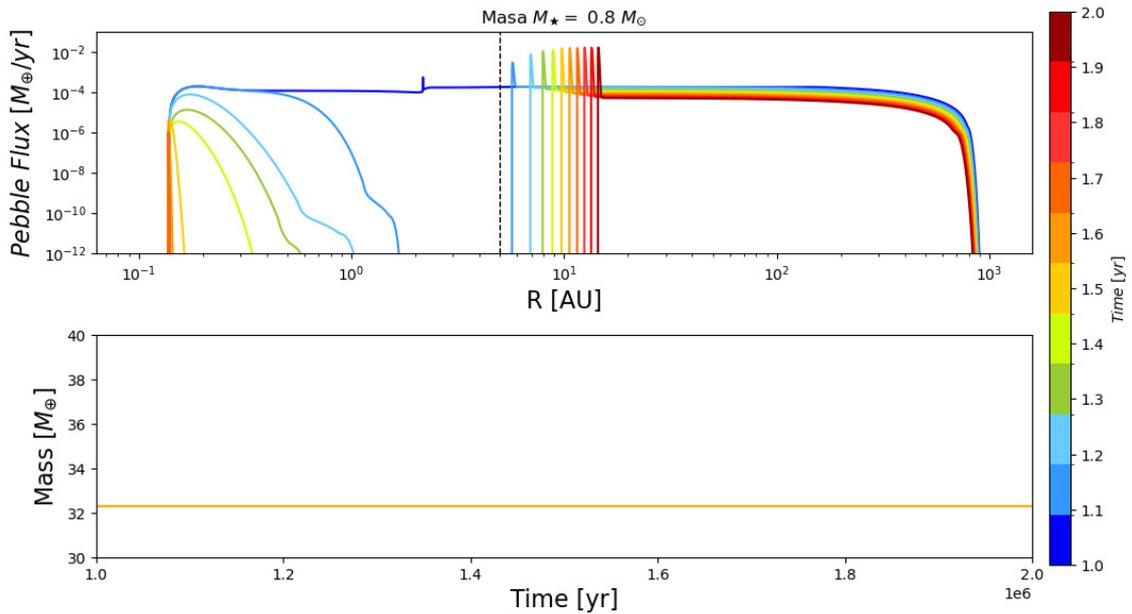


Figura 3.29: Panel Superior: Flujo de pebbles para distintos tiempos. El degradé de colores, que va del azul al rojo oscuro, representa la evolución temporal desde 1 *Myr* hasta 2 *Myr*, con intervalos de 0.1 *Myr* entre cada línea. La línea negra indica la posición del planeta exterior a $R = 5 \text{ AU}$. Panel Inferior: crecimiento de la masa del planeta entre 1 *Myr* y 2 *Myr*.

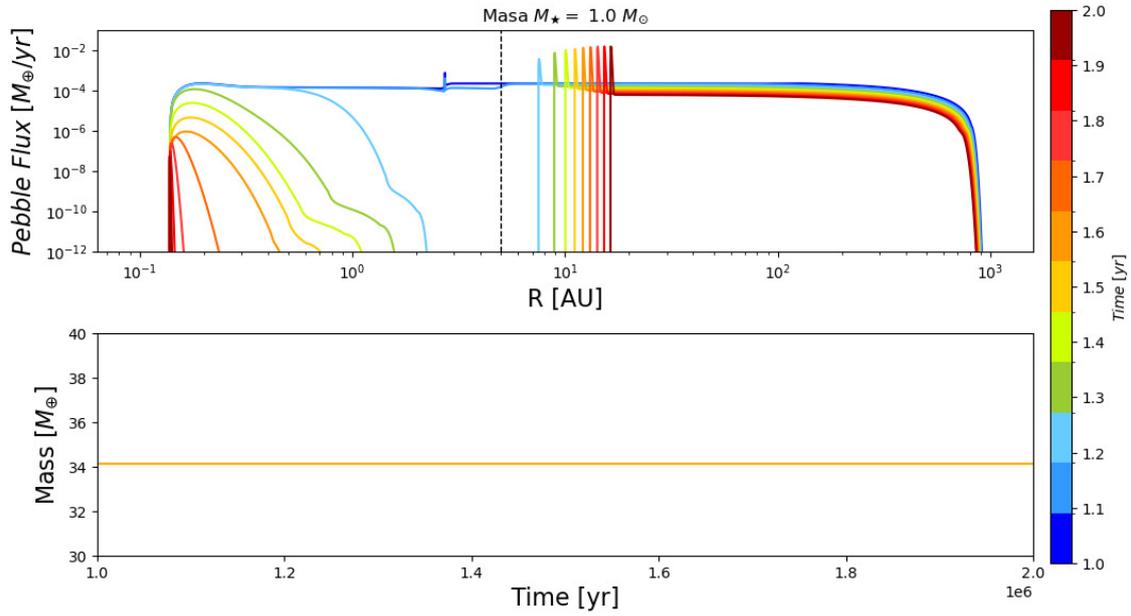


Figura 3.30: Panel Superior: Flujo de pebbles para distintos tiempos. El degradé de colores, que va del azul al rojo oscuro, representa la evolución temporal desde 1 *Myr* hasta 2 *Myr*, con intervalos de 0.1 *Myr* entre cada línea. La línea negra indica la posición del planeta exterior a $R = 5$ AU. Panel Inferior: crecimiento de la masa del planeta entre 1 *Myr* y 2 *Myr*.

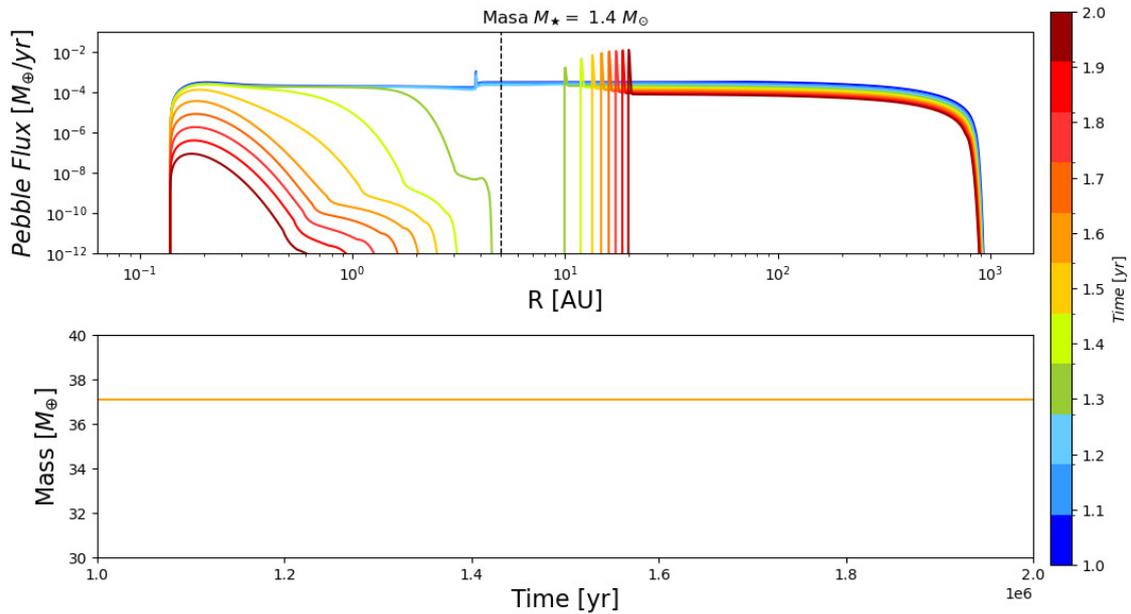


Figura 3.31: Panel Superior: Flujo de pebbles para distintos tiempos. El degradé de colores, que va del azul al rojo oscuro, representa la evolución temporal desde 1 *Myr* hasta 2 *Myr*, con intervalos de 0.1 *Myr* entre cada línea. La línea negra indica la posición del planeta exterior a $R = 5$ AU. Panel Inferior: crecimiento de la masa del planeta entre 1 *Myr* y 2 *Myr*.

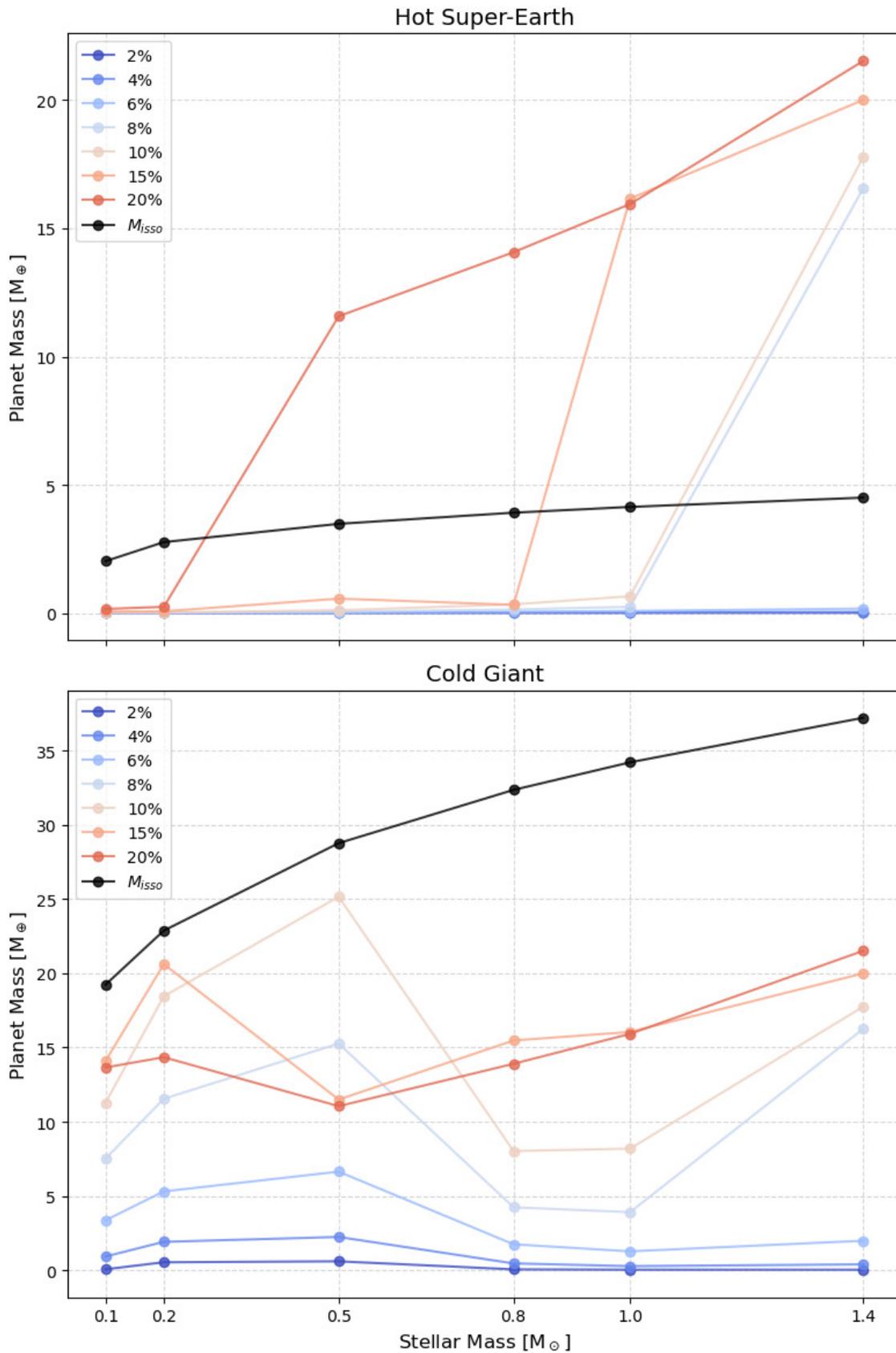


Figura 3.32: Crecimiento del núcleo de los planetas para el caso en que se analiza el impacto de la fotoevaporación y la migración planetaria. En esta Figura los puntos llenos representan las masas finales de los planetas cuando termina de crecer, ya sea porque alcanzó su masa de aislamiento o porque el disco terminó de evolucionar pasado los 10^7 yr. Para todos los discos considerados, se tomó el caso de disco extendido y $\alpha = 10^{-4}$ por detrás de la línea de hielo y dentro usamos $\alpha = 10^{-3}$.

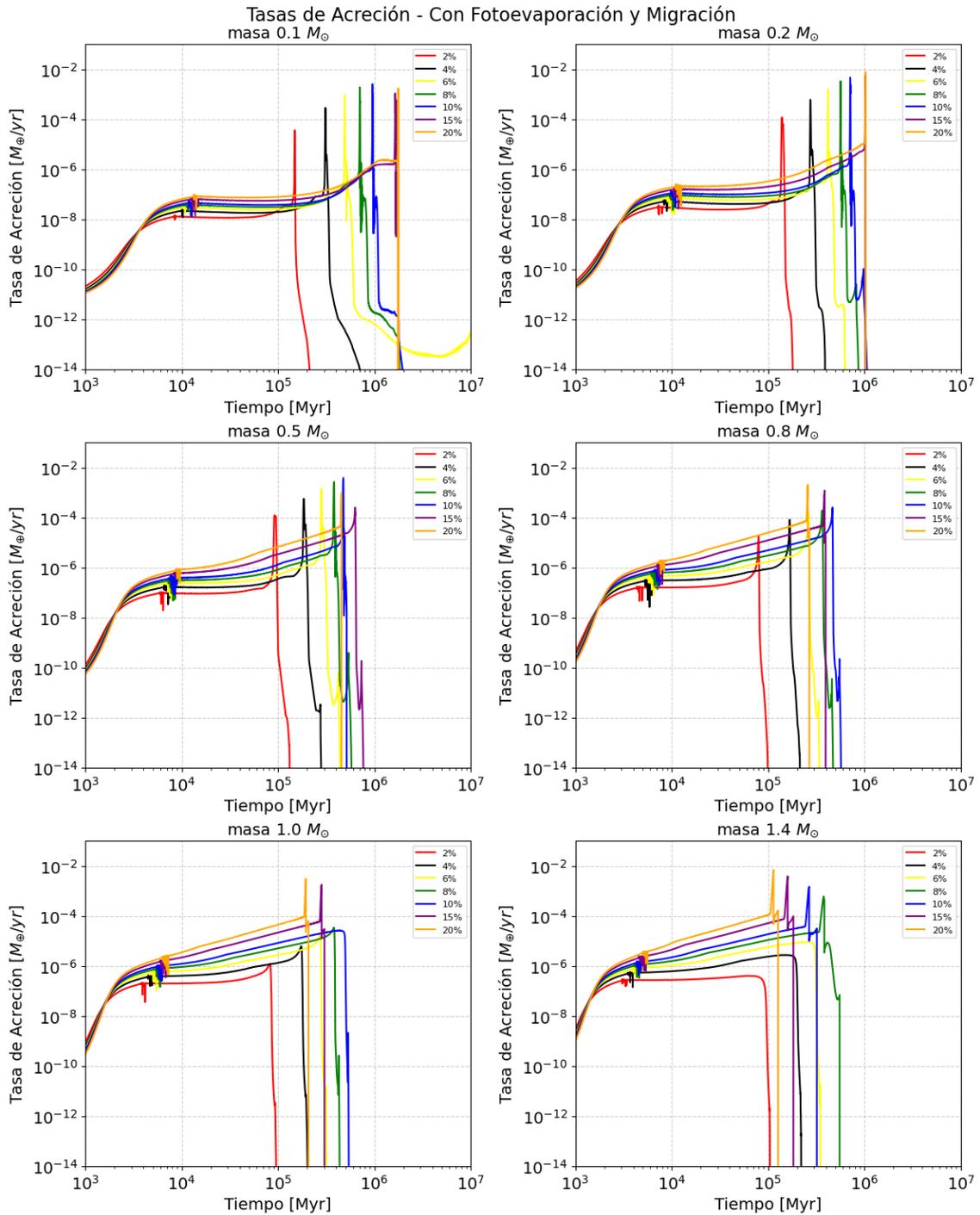


Figura 3.33: Tasas de acreción en función del tiempo del planeta externo para el caso en que se analiza el impacto de la fotoevaporación y la migración planetaria.

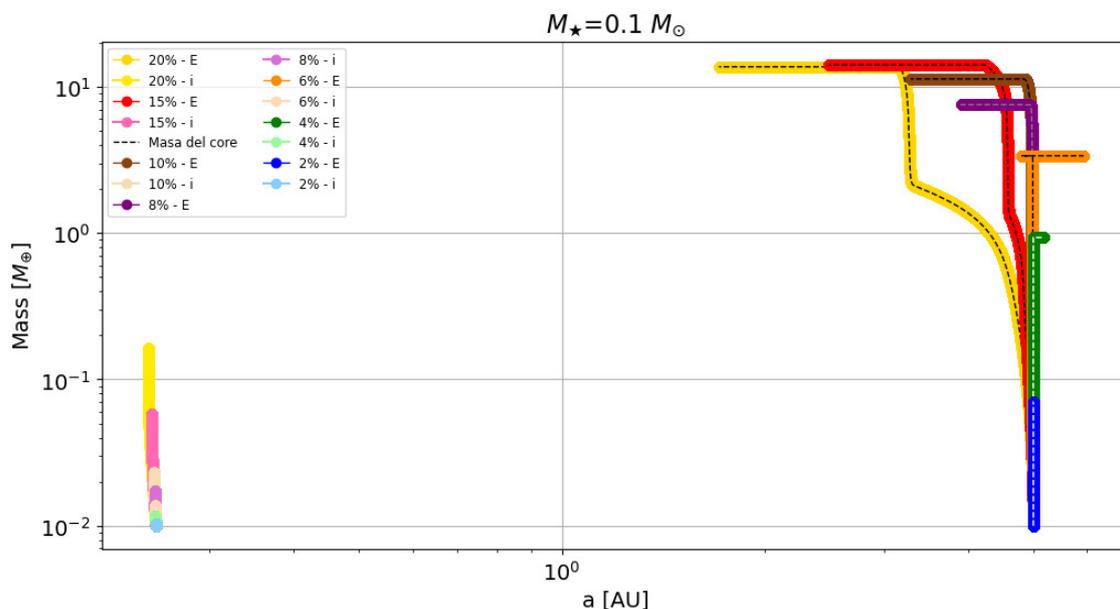


Figura 3.34: Gráfico de masas en función del semiejes para la estrella de $M_{\star} = 0.1 M_{\odot}$, para el caso en que se analiza el impacto de la fotoevaporación y la migración planetaria. Cada curva representa el crecimiento de los planetas internos y externos para cada masa estelar. Las curvas que inician en la parte izquierda corresponden al planeta interior y las de la parte derecha al planeta exterior. La línea a trazos en las curvas del planeta exterior representa la masa del núcleo. En los casos en que aparecen líneas horizontales son debido a que el planeta externo acreció al interno.

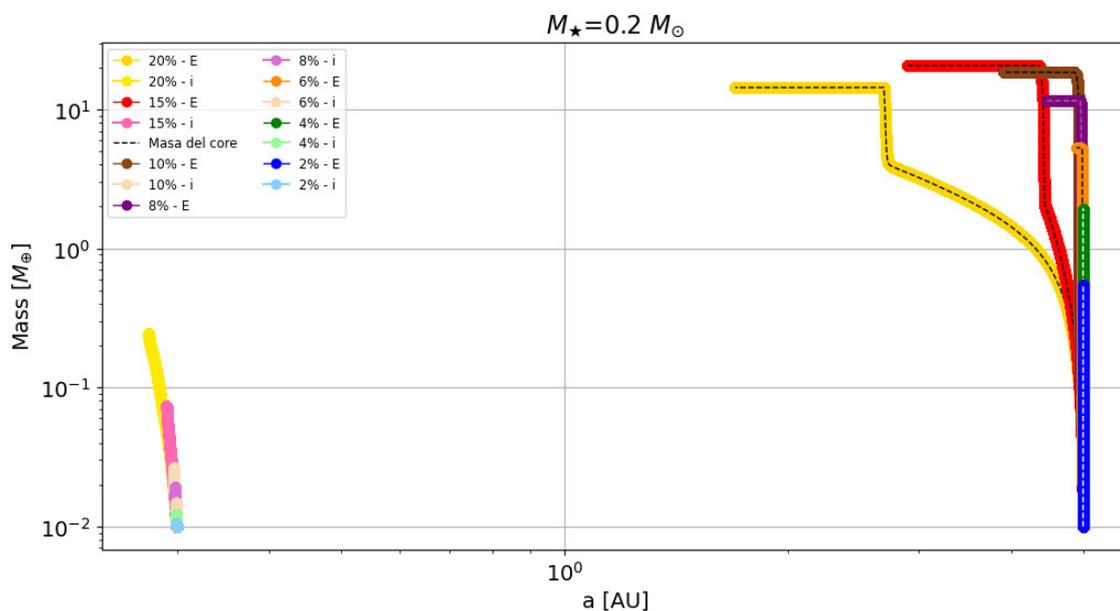


Figura 3.35: Gráfico de masas en función del semiejes para la estrella de $M_{\star} = 0.2 M_{\odot}$, para el caso en que se analiza el impacto de la fotoevaporación y la migración planetaria. Cada curva representa el crecimiento de los planetas internos y externos para cada masa estelar. Las curvas que inician en la parte izquierda corresponden al planeta interior y las de la parte derecha al planeta exterior. La línea a trazos en las curvas del planeta exterior representa la masa del núcleo. En los casos en que aparecen líneas horizontales son debido a que el planeta externo acreció al interno.

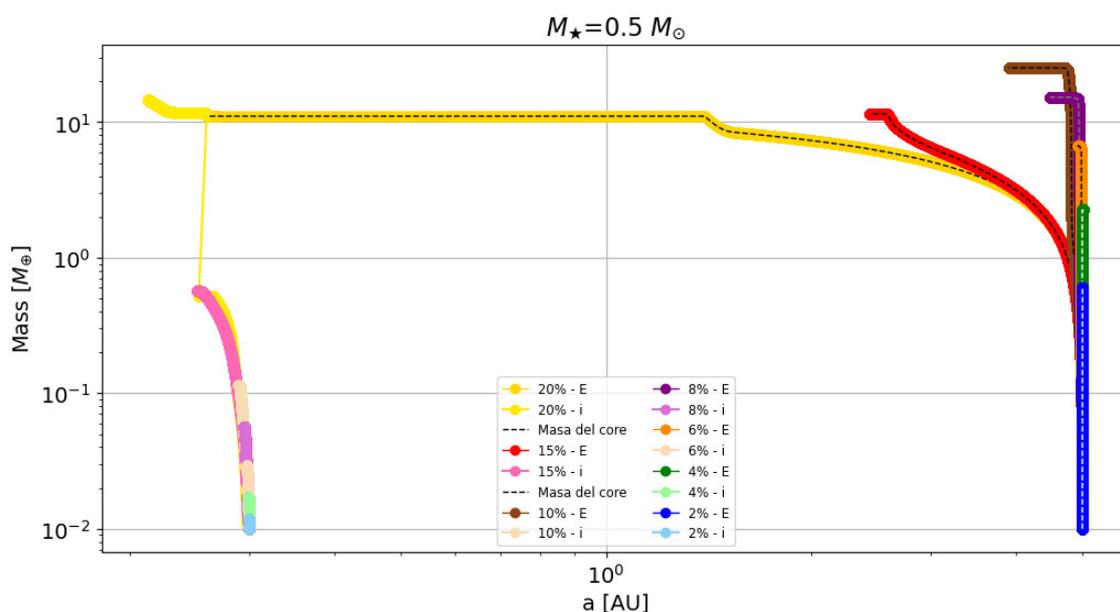


Figura 3.36: Gráfico de masas en función del semiejes para la estrella de $M_{\star} = 0.5 M_{\odot}$, para el caso en que se analiza el impacto de la fotoevaporación y la migración planetaria. Cada curva representa el crecimiento de los planetas internos y externos para cada masa estelar. Las curvas que inician en la parte izquierda corresponden al planeta interior y las de la parte derecha al planeta exterior. La línea a trazos en las curvas del planeta exterior representa la masa del núcleo. En los casos en que aparecen líneas horizontales son debido a que el planeta externo acreció al interno.

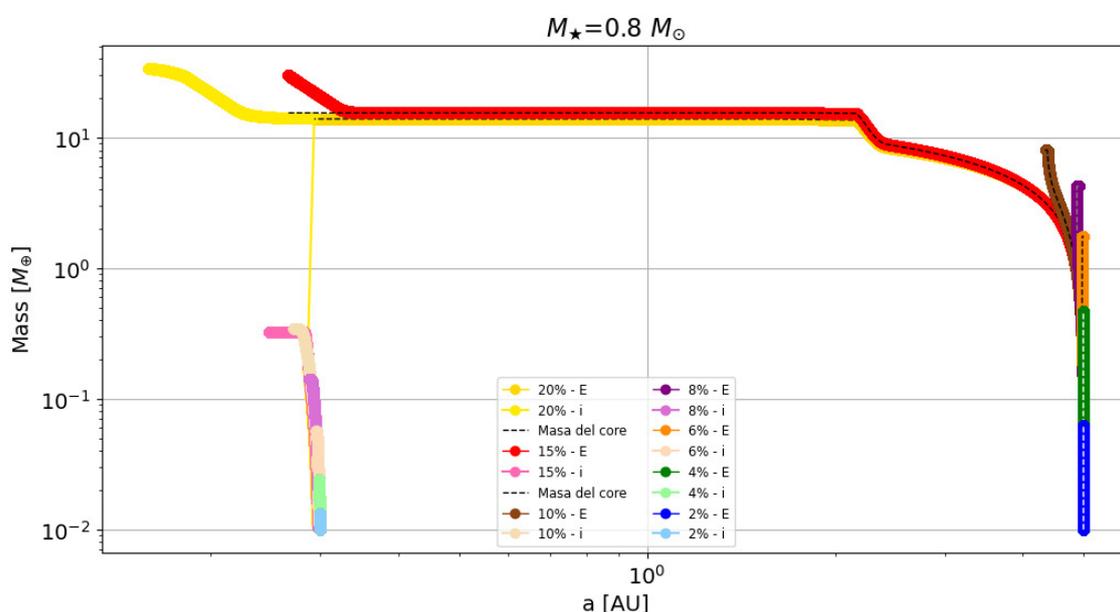


Figura 3.37: Gráfico de masas en función del semiejes para la estrella de $M_{\star} = 0.8 M_{\odot}$, para el caso en que se analiza el impacto de la fotoevaporación y la migración planetaria. Cada curva representa el crecimiento de los planetas internos y externos para cada masa estelar. Las curvas que inician en la parte izquierda corresponden al planeta interior y las de la parte derecha al planeta exterior. La línea a trazos en las curvas del planeta exterior representa la masa del núcleo. En los casos en que aparecen líneas horizontales son debido a que el planeta externo acreció al interno.

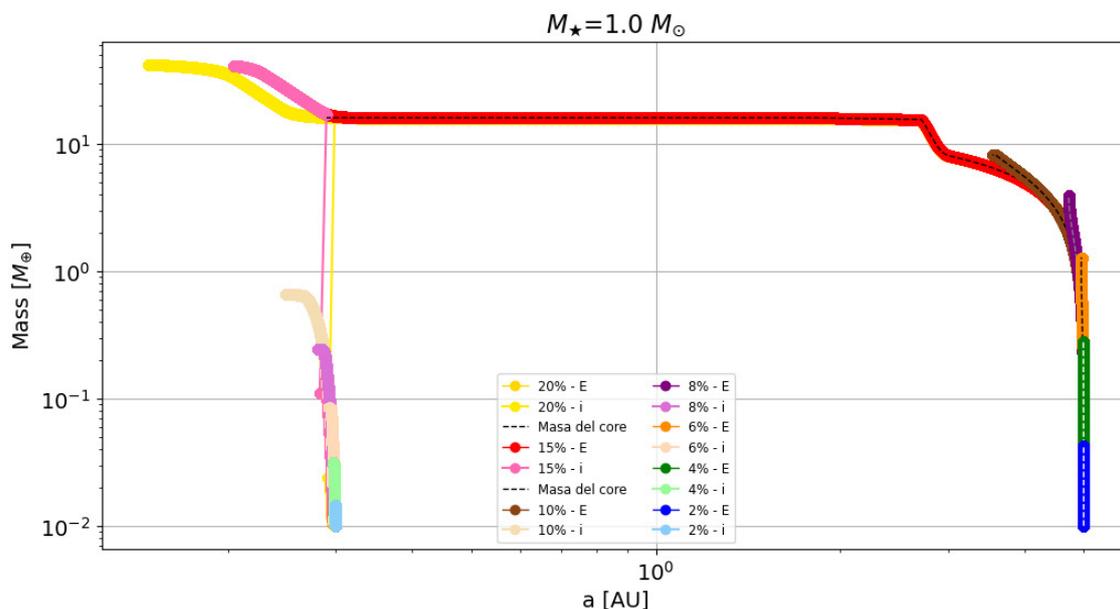


Figura 3.38: Gráfico de masas en función del semiejes para la estrella de $M_{\star} = 1.0 M_{\odot}$, para el caso en que se analiza el impacto de la fotoevaporación y la migración planetaria. Cada curva representa el crecimiento de los planetas internos y externos para cada masa estelar. Las curvas que inician en la parte izquierda corresponden al planeta interior y las de la parte derecha al planeta exterior. La línea a trazos en las curvas del planeta exterior representa la masa del núcleo. En los casos en que aparecen líneas horizontales son debido a que el planeta externo acreció al interno.

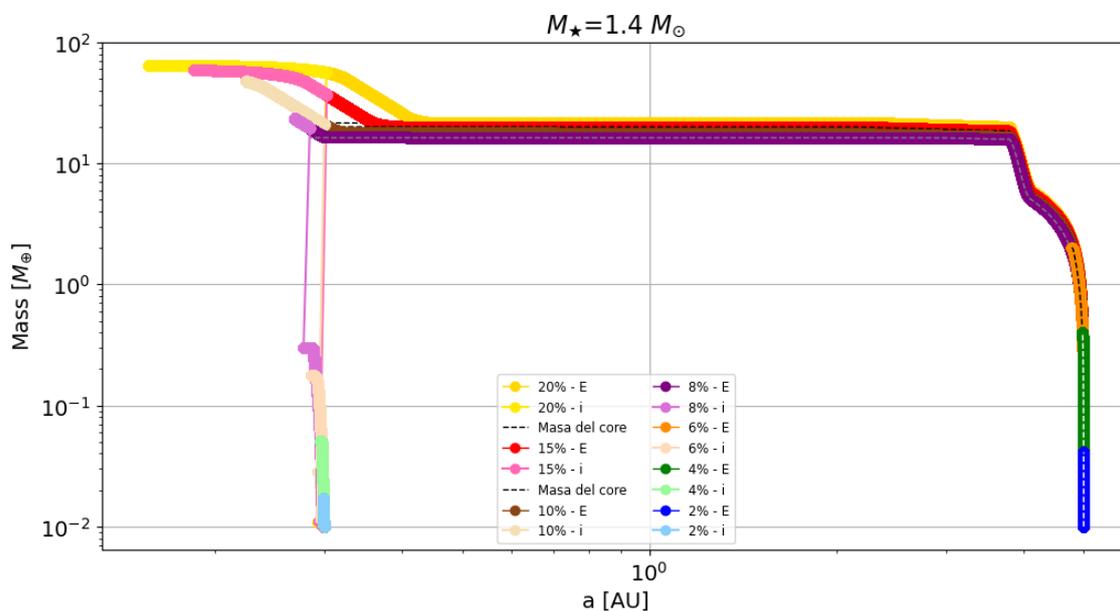


Figura 3.39: Gráfico de masas en función del semiejes para la estrella de $M_{\star} = 1.4 M_{\odot}$, para el caso en que se analiza el impacto de la fotoevaporación y la migración planetaria. Cada curva representa el crecimiento de los planetas internos y externos para cada masa estelar. Las curvas que inician en la parte izquierda corresponden al planeta interior y las de la parte derecha al planeta exterior. La línea a trazos en las curvas del planeta exterior representa la masa del núcleo. En los casos en que aparecen líneas horizontales son debido a que el planeta externo acreció al interno.

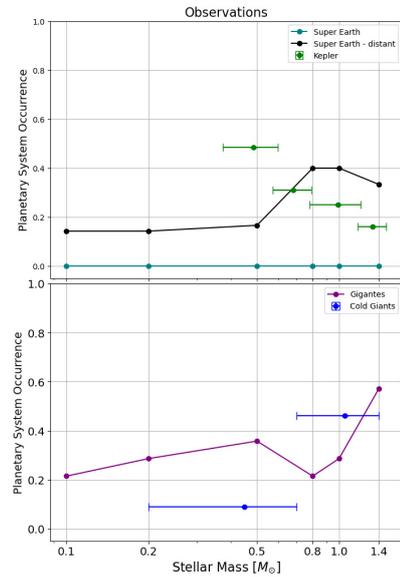
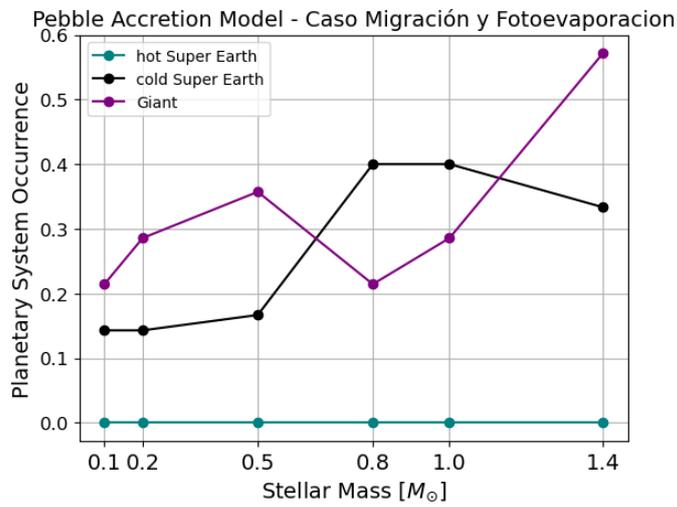


Figura 3.40: Panel Izquierdo: Tasa de ocurrencia para el caso en que se analiza el impacto de la fotoevaporación y la migración planetaria. La línea violeta representa la tasa de ocurrencia de planetas gigantes, la verde sólida representa la tasa de ocurrencia de súper-Tierras en el caso simultáneo, y la negra es la tasa de ocurrencia de súper-Tierras pero en este caso tomando planetas a todas las distancias radiales mayores a $1 AU$ de la estrella. Un planeta entra en la categoría de Súper-Tierra si su radio está entre $1R_{\oplus} - 1.55R_{\oplus}$ y en la categoría de planeta gigante si su masa supera las $10 M_{\oplus}$. Panel Derecho: Comparación de las tasas de ocurrencia simuladas con los datos observacionales extraídos del trabajo de M21

Capítulo 4

Conclusiones y Discusión

En este capítulo presentamos una discusión de los resultados obtenidos durante el desarrollo de este trabajo de tesis y las conclusiones obtenidas.

Uno de los principales objetivos de esta tesis fue estudiar si el modelo presentado en el trabajo de M21 es una explicación viable de la tasa de ocurrencia de súper-Tierras observadas al incluir los fenómenos de migración planetaria y fotoevaporación, fenómenos que no fueron considerados en el trabajo de M21.

En virtud de los resultados mostrados a lo largo de este trabajo de investigación, llegamos a las siguientes conclusiones:

- Dado que hemos logrado replicar los principales resultados de los estudios de D21 y M21 con el código PLANETALP, ahora podemos analizar cómo se verán afectados dichos resultados al incluir nuevos fenómenos previamente no considerados.
- Al considerar únicamente la migración planetaria, la posición final de los planetas tiende a ser mucho más cercana a su estrella central de la que inicialmente poseen. Pero aun así, las tasas de ocurrencias de súper-tierras mantienen la tendencia de ser mayores que las de gigantes para las estrellas de baja masa y decrecen a medida que aumenta la masa estelar. Este resultado reproduce la tendencia que se encuentra en las observaciones.
- Al considerar únicamente la fotoevaporación se encuentra que este fenómeno presenta un mecanismo que naturalmente parece hacer más efectivo el crecimiento de gigantes en estrellas de baja masa al generar sobredensidades en el disco protoplanetario. Estas sobredensidades se encuentran en el borde del gap abierto en el disco y se desplazan hasta pasar por la posición del planeta externo.

Para poder analizar este resultado hicimos simulaciones para el caso particular de una estrella de $M_{\star} = 0.2M_{\odot}$ y todas las fracciones de masas de discos consideradas en este trabajo de tesis, pero con un radio característico para los discos $R_C = 50 AU$. Los resultados de esta simulación se pueden ver en

los gráfico 4.1 y 4.2 donde puede notarse que al reducir el tamaño del disco la formación de los planetas internos no se ve tan fuertemente inhibida. Esto debido a que al ser más chico el disco protoplanetario la densidad superficial de masa es mayor y, en consecuencia, la brecha por fotoevaporación debida a la irradiación de la estrella central toma más tiempo en formarse.

- Al considerar ambos fenómenos al mismo tiempo se encuentran distintos resultados:
 - La presencia de súper-Tierras calientes parece ser muy poco probable debido a la inhibición del crecimiento de los planetas internos tanto por la fotoevaporación del disco como por el efectivo crecimiento del planeta externo.
 - El crecimiento planetario en estrellas de baja masa se vuelve mas significativo en comparación al que se encuentra en un caso en que no se contemplan estos fenómenos, volviéndose mas probable la formación de gigantes en estrellas de baja masa.
 - Contemplando la formación de súper-Tierras a distintos radios aun así no pueden reproducir las tendencias en las tasas de ocurrencias de ser más significativa para estrellas de baja masa, reportadas en otros trabajos (Mulders *et al.* 2015).

Finalmente, se concluye que los resultados del modelo presentado en Mulders *et al.* 2021, el cual es un trabajo breve que propone una idea interesante, pueden cambiar significativamente al incluir fenómenos no considerados previamente. Para comprender mejor estas variaciones, sería necesario analizar en detalle las hipótesis planteadas en dicho estudio y evaluar cómo su incorporación en un modelo más completo podría mejorar la reproducción de las tendencias observadas en la literatura.

4.1. Trabajo a futuro.

En función del análisis de los resultados presentados en este trabajo de tesis y de sus conclusiones, se propone como trabajo a futuro mejorar el modelo para explicar la formación de súper-Tierras y sus respectivas tasas de ocurrencia en estrellas de baja masa. Para ello, se sugieren distintas mejoras al modelo, entre ellas:

- Disco no isoterma: En este trabajo se considero el caso de un disco verticalmente isoterma y cuyo perfil de temperatura en el plano medio del disco no evoluciona en el tiempo. A futuro utilizaremos la versión no isoterma de PLANETALP que nos permitirá determinar con mayor detalle las variables termodinámicas del disco. Es importante mencionar que muchos de los fenómenos que juegan un rol importante en la formación de los planetas dependen de estos parámetros termodinámicos del disco, y si cambian, también pueden cambiar los resultados del proceso de formación.

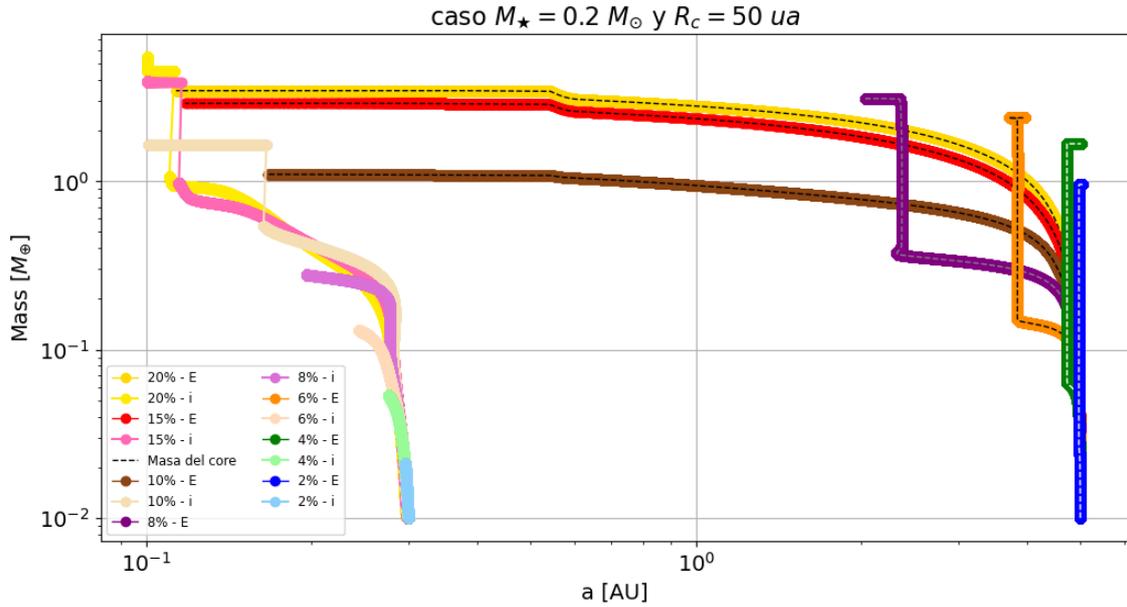


Figura 4.1: Gráfico de masas en función del semiejes para la estrella de $M_{\star} = 0.2 M_{\odot}$ y un disco de $R_c = 50 \text{ AU}$, para el caso en que se analiza el impacto de la fotoevaporación y la migración planetaria. Cada curva representa el crecimiento de los planetas internos y externos para cada masa estelar. Las curvas que inician en la parte izquierda corresponden al planeta interior y las de la parte derecha al planeta exterior. La línea a trazos en las curvas del planeta exterior representa la masa del núcleo. En los casos en que aparecen líneas horizontales son debido a que el planeta externo acretó al interno.

- **Torques térmicos:** En este trabajo se consideraron únicamente los torques de Lindblad y de corrotación. Se propone implementar los torques térmicos, los cuales en un disco protoplanetario son una contribución adicional a los torques de Lindblad y de corrotación que afectan la migración planetaria. Estos torques surgen debido a la interacción térmica entre el planeta y el gas circundante, especialmente cuando el planeta libera o absorbe calor. Teniendo en cuenta los torques térmicos aumentarían los tiempos de migración y cambiarían las posiciones finales de los planetas (ver Guilera *et al.* 2021).
- **Corte de flujo en el disco auto-consistente:** En este trabajo se consideró que el gap generado por el planeta crea un corte de flujo de manera automática cuando el planeta alcanza su masa de aislación. Se propone a futuro usar un modelo que haga el corte de flujo de manera más auto-consistente, disminuyendo gradualmente el flujo de material a medida que el planeta se acerca a la masa de aislación.
- **Escalar las posiciones de los planetas y los tamaños característicos de los discos:** En este trabajo se usaron las mismas posiciones de los planetas para todas las masas estelares (a excepción del planeta interno de la estrella de menor masa). Así mismo se usó el mismo radio característico para todos los discos. Se propone usar un modelo donde tanto las posiciones como los tamaños estén escaladas

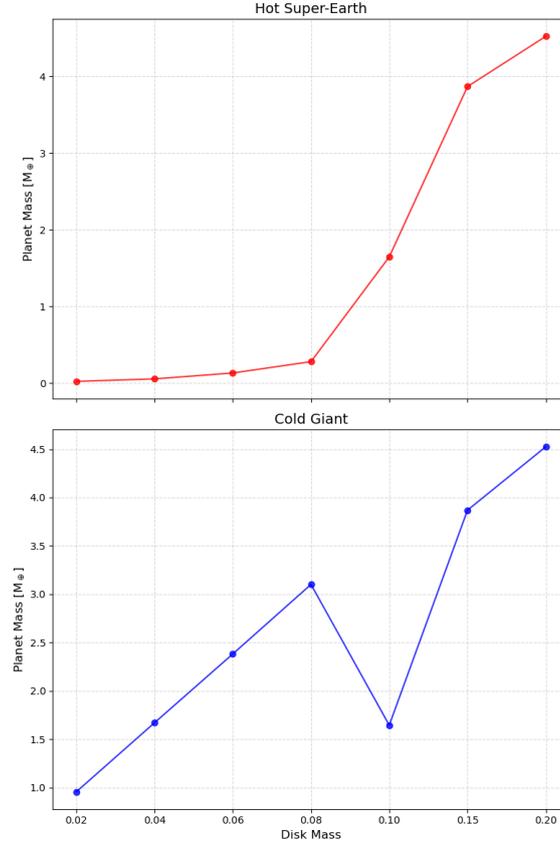


Figura 4.2: Gráfico del crecimiento de los planetas para cada fracción de masa de disco en el caso de una estrella de masa $M_{\star} = 0.2 M_{\odot}$. Para los tres discos mas masivos, el planeta externo migra y se fusiona con el planeta interno, por lo que en ambos paneles es el mismo planeta.

en función de la masa estelar, de modo que el modelo sea comparable entre los distintos casos considerados.

- **Modificar los tiempos iniciales:** En este trabajo se consideró que al inicio de la evolución del disco se tiene dos embriones planetarios de masa de $0.01 M_{\oplus}$. Se propone modificar el tiempo inicial de implantación de los embriones planetarios en el disco a fin de que se pueda representar de un modo más realista el tiempo que tardarían en formarse dichos embriones planetarios en un disco protoplanetario. En un disco protoplanetario es de esperar que los embriones se formen más rápido en la zona interna del disco (ver Kaufmann *et al.* 2025).
- **Masa de aislación de pebbles:** En este trabajo se usó la masa de aislación de pebbles del trabajo de Lambrechts *et al.* 2014. Se propone usar prescripciones más sofisticadas encontradas por Bitsch *et al.* 2018 y Ataiee *et al.* 2018. En estas prescripciones para el cálculo de la masa de aislación de pebbles se contempla el parámetro de viscosidad α contemplando el impacto de la viscosidad del disco en dichas masas. En general tienden a estimar masas más pequeñas que las calculadas por Lambrechts *et al.* 2014 para $\alpha < \alpha = 10^{-3}$.

- Mejora en las condiciones iniciales del modelo: En este trabajo se tomaron condiciones iniciales inferidas del trabajo de M21 y las tasas de ocurrencia se calcularon en base a una cantidad relativamente chica de simulaciones. Para obtener tasas de ocurrencias confiables proponemos adoptar condiciones iniciales para las masas y tamaños de los discos inferidos a través de las observaciones. Además, realizar un estudio de síntesis poblacional mediante un gran número de simulaciones, variando tales condiciones iniciales de manera que sigan las distribuciones inferidas por las observaciones.

Una vez contemplados estos cambios al modelo se propone repetir las simulaciones y comparar los nuevos resultados con las tasas de ocurrencia reportadas en la literatura para encontrar un modelo que mejore el entendimiento de la formación de súper-tierras.

Así mismo, se propone estudiar, en base a las conclusiones que se desprenden del análisis de los resultados presentados en este trabajo, el impacto de la fotoevaporación en la formación de planetas gigantes en estrellas de baja masa.

Bibliografía

- Andrews, Sean M., Wilner, D. J., Hughes, A. M., Qi, Chunhua, & Dullemond, C. P. 2010. PROTOPLANETARY DISK STRUCTURES IN OPHIUCHUS. II. EXTENSION TO FAINTER SOURCES. *The Astrophysical Journal*, **723**(2), 1241.
- Armitage, Philip J. 2007. Massive Planet Migration: Theoretical Predictions and Comparison with Observations. *The Astrophysical Journal*, **665**(2), 1381.
- Armitage, Philip J. 2017. *Lecture notes on the formation and early evolution of planetary systems*.
- Armitage, Philip J., & Kley, Wilhelm. 2019. From Protoplanetary Disks to Planet Formation. *From Protoplanetary Disks to Planet Formation: Saas-Fee Advanced Course 45. Swiss Society for Astrophysics and Astronomy*, Jan.
- Ataiee, S., Baruteau, C., Alibert, Y., & Benz, W. 2018. How much does turbulence change the pebble isolation mass for planet formation? *AA*, **615**, A110.
- Bell, K. R., Lin, D. N. C., Hartmann, L. W., & Kenyon, S. J. 1995. The FU Orionis Outburst as a Thermal Accretion Event: Observational Constraints for Protostellar Disk Models. *ApJ*, **444**(May), 376.
- Birnstiel, T., Klahr, H., & Ercolano, B. 2012. A simple model for the evolution of the dust population in protoplanetary disks. *AA*, **539**, A148.
- Bitsch, Bertram, Morbidelli, Alessandro, Johansen, Anders, Lega, Elena, Lambrechts, Michiel, & Crida, Aurélien. 2018. Pebble-isolation mass: Scaling law and implications for the formation of super-Earths and gas giants. *AA*, **612**, A30.
- Bodenheimer, P., & Pollack, J. B. 1986. Calculations of the accretion and evolution of giant planets: The effects of solid cores. *Icarus*, **67**(3), 391–408.
- Boss, Alan P. 1997. Giant Planet Formation by Gravitational Instability. *Science*, **276**(5320), 1836–1839.
- Boss, Alan P. 1998. Evolution of the Solar Nebula. IV. Giant Gaseous Protoplanet Formation. *The Astrophysical Journal*, **503**(2), 923.

- Burn, R., Schlecker, M., Mordasini, C., Emsenhuber, A., Alibert, Y., Henning, T., Klahr, H., & Benz, W. 2021. The New Generation Planetary Population Synthesis (NGPPS) - IV. Planetary systems around low-mass stars. *AA*, **656**, A72.
- Crida, A., Morbidelli, A., & Masset, F. 2006. On the width and shape of gaps in protoplanetary disks. *Icarus*, **181**(2), 587–604.
- Drazkowska, Joanna, Bitsch, Bertram, Lambrechts, Michiel, Mulders, Gijs D., Harsono, Daniel, Vazan, Allona, Liu, Beibei, Ormel, Chris W., Kretke, Katherine, & Morbidelli, Alessandro. 2023. *Planet Formation Theory in the Era of ALMA and Kepler: from Pebbles to Exoplanets*.
- Drażkowska, J., Stammer, S. M., & Birnstiel, T. 2021. How dust fragmentation may be beneficial to planetary growth by pebble accretion. *A&A*, **647**(Mar.), A15.
- Freedman, Richard S., Lustig-Yaeger, Jacob, Fortney, Jonathan J., Lupu, Roxana E., Marley, Mark S., & Lodders, Katharina. 2014. GASEOUS MEAN OPACITIES FOR GIANT PLANET AND ULTRACOOOL DWARF ATMOSPHERES OVER A RANGE OF METALLICITIES AND TEMPERATURES. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, **214**(2), 25.
- Fulton, Benjamin J., Rosenthal, Lee J., Hirsch, Lea A., Isaacson, Howard, Howard, Andrew W., Dedrick, Cayla M., Sherstyuk, Ilya A., Blunt, Sarah C., Petigura, Erik A., Knutson, Heather A., Behmard, Aida, Chontos, Ashley, Crepp, Justin R., Crossfield, Ian J. M., Dalba, Paul A., Fischer, Debra A., Henry, Gregory W., Kane, Stephen R., Kosiarek, Molly, Marcy, Geoffrey W., Rubenzahl, Ryan A., Weiss, Lauren M., & Wright, Jason T. 2021. California Legacy Survey. II. Occurrence of Giant Planets beyond the Ice Line. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, **255**(1), 14.
- Ghezzi, Luan, Montet, Benjamin T., & Johnson, John Asher. 2018. Retired A Stars Revisited: An Updated Giant Planet Occurrence Rate as a Function of Stellar Metallicity and Mass. *The Astrophysical Journal*, **860**(2), 109.
- Guilera, O. M., Bertolami, M. M. Miller, & Ronco, M. P. 2017. The formation of giant planets in wide orbits by photoevaporation-synchronized migration. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **471**, L16–L20.
- Guilera, O. M., Cuello, N., Montesinos, M., Miller Bertolami, M. M., Ronco, M. P., Cuadra, J., & Masset, F. S. 2019. Thermal torque effects on the migration of growing low-mass planets. *MNRAS*, **486**(4), 5690–5708.
- Guilera, Octavio M., Miller Bertolami, Marcelo M., Masset, Frederic, Cuadra, Jorge, Venturini, Julia, & Ronco, María P. 2021. The importance of thermal torques on the migration of planets growing by pebble accretion. *MNRAS*, **507**(3), 3638–3652.

- Guilera, Octavio M., Benitez-Llambay, Pablo, Miller Bertolami, Marcelo M., & Pes-sah, Martin E. 2023. Quantifying the Impact of the Dust Torque on the Migration of Low-mass Planets. *The Astrophysical Journal*, **953**(1), 97.
- Guilera, Octavio M., Benitez-Llambay, Pablo, Bertolami, Marcelo M. Miller, & Pes-sah, Martin E. 2025. *Quantifying the Impact of the Dust Torque on the Migration of Low-mass Planets II: The Role of Pebble Accretion in Planet Growth within a Global Planet Formation Model*.
- Guilera, Octavio Miguel, Sándor, Zsolt, Ronco, María Paula, Venturini, Julia, & Miller Bertolami, Marcelo Miguel. 2020. Giant planet formation at the pressure maxima of protoplanetary disks. II. A hybrid accretion scenario. *A&A*, **642**(Oct.), A140.
- He, Matthias Y., Ford, Eric B., & Ragozzine, Darin. 2020. Architectures of Exoplane-tary Systems. II. An Increase in Inner Planetary System Occurrence toward Later Spectral Types for Kepler’s FGK Dwarfs. *The Astronomical Journal*, **161**(1), 16.
- Howard, Andrew W., Marcy, Geoffrey W., Bryson, Stephen T., Jenkins, Jon M., Ro-we, Jason F., Batalha, Natalie M., Borucki, William J., Koch, David G., Dunham, Edward W., III, Thomas N. Gautier, Cleve, Jeffrey Van, Cochran, William D., Latham, David W., Lissauer, Jack J., Torres, Guillermo, Brown, Timothy M., Gilliland, Ronald L., Buchhave, Lars A., Caldwell, Douglas A., Christensen-Dalsgaard, Jørgen, Ciardi, David, Fressin, Francois, Haas, Michael R., Howell, Steve B., Kjeldsen, Hans, Seager, Sara, Rogers, Leslie, Sasselov, Dimitar D., Stef-fen, Jason H., Basri, Gibor S., Charbonneau, David, Christiansen, Jessie, Clarke, Bruce, Dupree, Andrea, Fabrycky, Daniel C., Fischer, Debra A., Ford, Eric B., Fortney, Jonathan J., Tarter, Jill, Girouard, Forrest R., Holman, Matthew J., Johnson, John Asher, Klaus, Todd C., Machalek, Pavel, Moorhead, Althea V., Morehead, Robert C., Ragozzine, Darin, Tenenbaum, Peter, Twicken, Joseph D., Quinn, Samuel N., Isaacson, Howard, Shporer, Avi, Lucas, Philip W., Walkowicz, Lucianne M., Welsh, William F., Boss, Alan, Devore, Edna, Gould, Alan, Smith, Jeffrey C., Morris, Robert L., Prsa, Andrej, Morton, Timothy D., Still, Martin, Thompson, Susan E., Mullally, Fergal, Endl, Michael, & MacQueen., Phillip J. 2012. PLANET OCCURRENCE WITHIN 0.25 AU OF SOLAR-TYPE STARS FROM KEPLER. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, **201**, 15 (20pp).
- Ikoma, Masahiro, Nakazawa, Kiyoshi, & Emori, Hiroyuki. 2000. Formation of Giant Planets: Dependences on Core Accretion Rate and Grain Opacity. *The Astrophy-sical Journal*, **537**(2), 1013.
- Kaufmann, Nicolas, Guilera, Octavio M., Alibert, Yann, & Sebastián, Irina L. San. 2025. *From Streaming Instability to the Onset of Pebble Accretion I. Investigating the Growth Modes in Planetesimal Rings*.
- Lambrechts, M., Johansen, A., & Morbidelli, A. 2014. Separating gas-giant and ice-giant planets by halting pebble accretion. *AA*, **572**, A35.

- Liu, Beibei, Lambrechts, Michiel, Johansen, Anders, & Liu, Fan. 2019. Super-Earth masses sculpted by pebble isolation around stars of different masses. *A&A*, **632**(Dec.), A7.
- Mizuno, H., Nakazawa, K., & Hayashi, C. 1978. Instability of a gaseous envelope surrounding a planetary core and formation of giant planets. *Progress of Theoretical Physics*, **60**(Sept.), 699–710.
- Mordasini, Christoph, & Burn, Remo. 2024. *Planet formation – observational constraints, physical processes, and compositional patterns*.
- Mulders, Gijs D., Pascucci, Ilaria, & Apai, Dániel. 2015. A STELLAR-MASS-DEPENDENT DROP IN PLANET OCCURRENCE RATES. *The Astrophysical Journal*, **798**, 112 (18pp).
- Mulders, Gijs D., Drażkowska, Joanna, van der Marel, Nienke, Ciesla, Fred J., & Pascucci, Ilaria. 2021. Why Do M Dwarfs Have More Transiting Planets? *ApJL*, **920**(1), L1.
- Ormel, C. W. 2024. *Pebble Accretion*.
- Ormel, C. W., & Klahr, H. H. 2010. The effect of gas drag on the growth of protoplanets - Analytical expressions for the accretion of small bodies in laminar disks. *AA*, **520**, A43.
- Ormel, Chris W, & Liu, Beibei. 2018. Catching drifting pebbles - II. A stochastic equation of motion for pebbles. *AA*, **615**, A178.
- Owen, James E., Clarke, Cathie J., & Ercolano, Barbara. 2012. On the theory of disc photoevaporation. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **422**(3), 1880–1901.
- Paardekooper, S., Dong, R., Duffell, P., Fung, J., Masset, F. S., Ogilvie, G., & Tanaka, H. 2023 (July). Planet-Disk Interactions and Orbital Evolution. *Page 685 of: Inutsuka, S., Aikawa, Y., Muto, T., Tomida, K., & Tamura, M. (eds), Protostars and Planets VII*. Astronomical Society of the Pacific Conference Series, vol. 534.
- Paardekooper, S.-J., Baruteau, C., & Kley, W. 2010. A torque formula for non-isothermal Type I planetary migration – II. Effects of diffusion. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **410**(1), 293–303.
- Pascucci, I., Testi, L., Herczeg, G. J., Long, F., Manara, C. F., Hendler, N., Mulders, G. D., Krijt, S., Ciesla, F., Henning, Th., Mohanty, S., Drabek-Maunder, E., Apai, D., Szűcs, L., Sacco, G., & Olofsson, J. 2016. A STEEPER THAN LINEAR DISK MASS–STELLAR MASS SCALING RELATION. *The Astrophysical Journal*, **831**(2), 125.

- Pollack, James B., Hubickyj, Olenka, Bodenheimer, Peter, Lissauer, Jack J., Podolak, Morris, & Greenzweig, Yuval. 1996. Formation of the Giant Planets by Concurrent Accretion of Solids and Gas. *Icarus*, **124**(1), 62–85.
- Preibisch, Thomas, Kim, Yong-Cheol, Favata, Fabio, Feigelson, Eric D., Flaccomio, Ettore, Getman, Konstantin, Micela, Giusi, Sciortino, Salvatore, Stassun, Keivan, Stelzer, Beate, & Zinnecker, Hans. 2005. The Origin of T Tauri X-Ray Emission: New Insights from the Chandra Orion Ultradeep Project. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, **160**(2), 401.
- Pringle, J. E. 1981. Accretion discs in astrophysics. *ARA&A*, **19**(Jan.), 137–162.
- Rafikov, Roman R. 2005. Can Giant Planets Form by Direct Gravitational Instability? *The Astrophysical Journal*, **621**(1), L69.
- Ronco, M. P., Guilera, O. M., & de Elía, G. C. 2017. Formation of solar system analogues – I. Looking for initial conditions through a population synthesis analysis. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **471**, 2753–2770.
- Ronco, M. P., Schreiber, M. R., Villaver, E., Guilera, O. M., & Miller Bertolami, M. M. 2024. Planet formation around intermediate-mass stars. I. Different disc evolutionary pathways as a function of stellar mass. *A&A*, **682**(Feb.), A155.
- Sabotta, S., Schlecker, M., Chaturvedi, P., Guenther, E. W., Muñoz Rodríguez, I., Muñoz Sánchez, J. C., Caballero, J. A., Shan, Y., Reffert, S., Ribas, I., Reiners, A., Hatzes, A. P., Amado, P. J., Klahr, H., Morales, J. C., Quirrenbach, A., Henning, Th., Dreizler, S., Pallé, E., Perger, M., Azzaro, M., Jeffers, S. V., Kaminski, A., Kürster, M., Lafarga, M., Montes, D., Passegger, V. M., & Zechmeister, M. 2021. The CARMENES search for exoplanets around M dwarfs - Planet occurrence rates from a subsample of 71 stars. *AA*, **653**, A114.
- Safronov, V. S., & Zvjagina, E. V. 1969. Relative Sizes of the Largest Bodies during the Accumulation of Planets. *Icarus*, **10**(1), 109–115.
- Shakura, N. I., & Sunyaev, R. A. 1973. Black holes in binary systems. Observational appearance. *A&A*, **24**(Jan.), 337–355.
- Stammler, Sebastian M., & Birnstiel, Tilman. 2022. DustPy: A Python Package for Dust Evolution in Protoplanetary Disks. *The Astrophysical Journal*, **935**(1), 35.
- Tanigawa, Takayuki, & Ikoma, Masahiro. 2007. A Systematic Study of the Final Masses of Gas Giant Planets. *The Astrophysical Journal*, **667**(1), 557.
- Toomre, A. 1964. On the gravitational stability of a disk of stars. *ApJ*, **139**(May), 1217–1238.
- Venturini, J., Guilera, Octavio Miguel, Ronco, María Paula, & Mordasini, Christoph. 2020a. Most super-Earths formed by dry pebble accretion are less massive than 5 Earth masses. *AA*, **644**, A174. 2020a.

-
- Venturini, J, Guilera, Octavio M., Haldemann, Jonas, Ronco, María P., & Mordasini, Christoph. 2020b. The nature of the radius valley - Hints from formation and evolution models. *AA*, **643**, L1. 2020b.
- Venturini, J., Ronco, M. P., Guilera, O. M., Haldemann, J., Mordasini, C., & Miller Bertolami, M. 2024. A fading radius valley towards M dwarfs, a persistent density valley across stellar types. *AA*, **686**, L9.
- Venturini, Julia, Ronco, Maria Paula, & Guilera, Octavio Miguel. 2020c. Setting the Stage: Planet Formation and Volatile Delivery. *Space Sci. Rev.*, **216**(5), 86.
- Yang, Jia-Yi, Xie, Ji-Wei, & Zhou, Ji-Lin. 2020. Occurrence and Architecture of Kepler Planetary Systems as Functions of Stellar Mass and Effective Temperature. *The Astronomical Journal*, **159**(4), 164.
- Youdin, Andrew N., & Goodman, Jeremy. 2005. Streaming Instabilities in Protoplanetary Disks. *The Astrophysical Journal*, **620**(1), 459.